چاپ پنجم

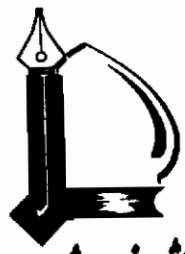
والترمی یرهوف
استاد فیزیک دانشگاه استنفورد

مبانی فیزیک هسته‌ای

ترجمه : دکتر محمد فرهاد رحیمی

۹۸

بسم الله الرحمن الرحیم



دانشگاه فردوسی مشهد

انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد ، شماره ۹۸

مبانی فیزیک هسته‌ای

والتر می یرهوف

استاد فیزیک دانشگاه استنفورد

چاپ پنجم

ترجمه

دکتر محمد فرهاد رحیمی

دانشیار فیزیک دانشگاه فردوسی مشهد

مایرهوف، والتر ارنست، ۱۹۲۲ Meyerhof, Walter Ernest
مبانی فیزیک هسته‌ای / والتر می یرهوف؛ ترجمه محمد فرهاد رحیمی . ــ مشهد : دانشگاه فردوسی مشهد. مؤسسه چاپ و انتشارات، ۱۳۷۹.
۳۹۲ ص. : مصور، جدول، نمودار. ــ (انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد؛ ۹۸)
۶۳۰۰ ریال
فهرست‌نویسی بر اساس اطلاعات فیپا.
عنوان اصلی : Elements of nuclear physics.
واژه‌نامه .
کتابنامه : ص. [۳۵۹] - ۳۶۳ .
چاپ پنجم : ۱۳۸۰.
ISBN: 964-5782-07-4 ۱۸۰۰۰ ریال

۱. فیزیک هسته‌ای. الف. رحیمی، محمد فرهاد، ۱۳۲۴ - ، مترجم. ب. دانشگاه فردوسی، مؤسسه چاپ و انتشارات. ج. عنوان. د. عنوان: فیزیک هسته‌ای.

QC ۷۶۶ / ۲ م ۲ م ۵۳۹/۷
۱۳۷۴
کتابخانه ملی ایران ۷۷-۵۳۴۵ م

والتر می‌یرهُوف

مبانی فیزیک هسته‌ای

ترجمهٔ
دکتر محمد فرهاد رحیمی

وزیری ، ۴۰۰ صفحه، ۱۵۰۰ نسخه، چاپ پنجم، زمستان ۱۳۸۰
امور فنّی و چاپ : مؤسسهٔ چاپ و انتشارات دانشگاه فردوسی
بها : ۱۸۰۰۰ ریال

شابک ۴-۰۷-۵۷۸۲-۹۶۴ ISBN: 964-5782-07-4

فهرست مطالب

۱ ــ مفاهیم اساسی هسته‌ای ۱۵

۱ــ۱) مقدمه ۱۵
۱ــ۲) خواص اساسی هسته ۱۷
الف) جرم و بار هسته ۱۸
ب) اندازهٔ هسته ۱۹
ج) تکانهٔ زاویه‌ای ذاتی هسته ۲۱
د) خواص دینامیکی هسته‌ها ۲۲
هـ) نامگذاری ۲۳
مسائل ۲۴

۲ ــ ساختار هسته ۲۷

۲ــ۱) مقدمه ۲۷
۲ــ۲) مبانی مکانیک کوانتومی ۲۸
الف) امواج دوبروی ۲۸
ب) معادلهٔ شرودینگر ۳۱
ج) تعبیر . شرایط مرزی ۳۵
د) معادلهٔ شرودینگر در مختصات کروی ۳۸
هـ) معادلهٔ موج برای دو ذره تحت نیروهای متقابل ۴۱
و) ذره در داخل یک جعبه مکعبی بسته ۴۴
ز) نفوذ ذره از سد پتانسیل ۴۹
ح) پاریته ۵۴

۲ـ۳) انرژی بستگی هسته‌ای ۵۵
الف) تعاریف ۵۶
ب) انرژی بستگی متوسط برنوکلئون ۵۷
اشباع، کوتاهی برد نیروهای هسته‌ای
ج) روند منظم انرژی جدایی ۶۱
د) روند منظم فراوانی ویژه هسته‌های پایدار ۶۲
۲ـ۴) مدل قطره‌ای. فرمول نیمه تجربی جرم ۶۵
الف) انرژی کولنی یک هستهٔ کروی ۶۷
ب) انرژی ناتقارن ۶۹
ج) سهمی‌های جرم. خط پایداری ۷۰
د) خلاصه. اثرات لایه‌ای ۷۳
۲ـ۵) مدل لایه‌ای ۷۴
الف) اساس تجربی مدل لایه‌ای ۷۷
ب) مدل لایه‌ای تک‌ذره‌ای ۸۱
ج) مدل جفت‌شدگی اسپین ـ مدار ۸۶
د) مدلهای هسته‌ای دیگر ۸۸
۲ـ۶) ترازهای انرژی هسته‌ها ۹۳
۲ـ۷) تقارن و استقلال از بار نیروهای هسته‌ای ۹۸
مسائل ۱۰۳

۳ ـ اندرکنشهای تابشهای هسته‌ای با ماده ۱۰۹

۳ـ۱) مقدمه ۱۰۹
۳ـ۲) برهم‌کنش ذرات باردار با ماده ۱۱۰
۳ـ۳) برهم‌کنش نوترون با ماده ۱۲۶
الف) اتلاف انرژی نوترونها ۱۲۶
ب) توزیع انرژی نوترونها بعداز برخورد ۱۲۸
۳ـ۴) برهم‌کنش تابش گاما با ماده ۱۳۲
الف) تضعیف پرتوهای گاما ۱۳۲
ب) اثر کامپتون ۱۳۷
ج) اثر فوتوالکتریک ۱۴۲

د) تولید زوج ۱۴۴
۳ـ۵) برهم‌کنش پوزیترون با ماده ۱۴۸
۳ـ۶) آشکارسازی تابشهای هسته‌ای ۱۴۸
مسائل ۱۵۳

۴ ـ واپاشی پرتوزا ۱۵۹

۴ـ۱) مقدمه ۱۵۹
۴ـ۲) پرتوزایی ۱۶۰
الف) واپاشی یک رادیو ایزوتوپ منفرد ۱۶۰
ب) تولید رادیوایزوتوپ توسط بمباران هسته‌ای ۱۶۴
ج) تولید رادیوایزوتوپ توسط یک هستهٔ مادر واپاشنده ۱۶۵
د) موارد خاص ۱۶۷
۴ـ۳) پهنای حالتهای واپاشنده ۱۶۸
۴ـ۴) واپاشی گامایی ۱۷۱
الف) سینماتیک واپاشی گامایی ۱۷۱
ب) ثابت واپاشی در واپاشی گامایی ۱۷۳
ج) اثرات مکانیک کوانتومی ۱۷۵
د) طبقه‌بندی واپاشیهای گامایی ۱۷۷
هـ) تبدیل داخلی ۱۸۳
و) اطلاعاتی درمورد ساختار هسته‌ای از واپاشی گامایی ۱۸۷
۴ـ۵) واپاشی آلفایی ۱۸۸
الف) سینماتیک واپاشی آلفایی ۱۹۲
ب) ثابت واپاشی در واپاشی آلفایی ۱۹۲
ج) عاملهای ممانعت ۱۹۹
د) طیفهای ذره آلفا ۲۰۱
۴ـ۱) واپاشی بتایی ۲۰۳
الف) فرضیه نوترینو ۲۰۳
ب) سینماتیک واپاشی بتایی ۲۰۶
ج) ثابت واپاشی در واپاشی بتایی ۲۰۷
د) شکل طیف بتا ۲۱۳

هـ) طول عمر و طبقه‌بندی واپاشیهای بتایی ۲۱۶
و) واپاشی گیراندازه الکترون ۲۲۱
ز) واپاشی معکوس بتایی ۲۲۴
ج) ناپایستگی پاریته در واپاشی بتایی ۲۲۵
ط) اطلاعاتی در مورد ساختار هسته از روی واپاشی بتایی ۲۲۷
مسائل ۲۲۸

۵ ــ واکنشهای هسته‌ای ۲۳۳

۵ــ۱) مقدمه ۲۳۳
۵ــ۲) کاربرد قوانین پایستگی ۲۳۶
الف) سینماتیک. پایستگی تکانهٔ خطی ۲۳۷
ب) سایر قوانین پایستگی ۲۴۳
۵ــ۳) انواع واکنشهای هسته‌ای ۲۴۴
۵ــ۴) سطح مقطعها ۲۴۶
الف) تعریف سطح مقطع ۲۴۶
ب) وابستگی سطح مقطعهای تجربی به‌انرژی و زاویه ۲۵۱
ج) سطح مقطع کولنی ۲۵۴
د) بحث کیفی سطح مقطعهای نوترون ۲۵۹
۵ــ۵) واکنشهای هسته ــ مرکب ۲۶۲
الف) شکلبندی هستهٔ مرکب ۲۶۳
ب) واپاشی هستهٔ مرکب ۲۶۷
ج) موارد خاص ۲۷۰
۵ــ۶) واکنشهای مستقیم ۲۷۴
الف) مدل اپتیکی ۲۷۴
ب) مدل برهم‌کنش سطحی ۲۷۹
ج) واکنشهای کندنی ۲۸۳
۵ــ۷) شکافت ۲۸۳
الف) انرژی حاصل از شکافت ۲۸۴
ب) جزئیات فرایند شکافت ۲۸۶
ج) سطح مقطع شکافت ۲۸۹

مسائل ۲۹۳
۶ ـ نیروی هسته‌ای ۲۹۷
۶ـ۱) مقدمه ۲۹۷
۶ـ۲) نظریهٔ مزونی نیروهای هسته‌ای ۲۹۸
مسائل ۳۰۵
الف) اطلاعاتی از نیروی هسته‌ای با استفاده از سیستم دونوکلئونی ۳۰۷
الف ـ ۱) ساختار دوترون ۳۱۲
الف ـ ۲) نظریهٔ پراکندگی ۳۱۲
ـ تحلیل پاره‌موجی ۳۱۵
ـ انتقال فاز موج ۳۱۹
ـ طول پراکندگی ۳۲۱
الف ـ ۳) پراکندگی نوترون ـ پروتون ۳۲۲
الف ـ ۴) حالت مجازی دوترون. پراکندگی‌نوترون توسط پاراهیدرژن ۳۲۷
الف ـ ۵) پارامترهای نیروی دونوکلئونی ۳۲۹
ب) خواص فیزیکی عناصر ۳۳۳
ج) خواص ویژه هسته‌های پایدار ۳۳۷
د) مقادیر ثابتهای فیزیکی و عاملهای تبدیل ۳۴۳
جواب مسائل فیزیک هسته‌ای ۳۴۵
واژه‌یاب ۳۶۹

نامی از خویش در جهان بگذار
زندگانی برای مردان نیســـت

ای نام تو دیباچه دیوان بقاء

مقدمه مترجم بر چاپ پنجم

علی رغم اینکه کتابی با این قدمت هنوز یک سال از چاپ چهارم آن نگذشته است، نایاب شده و به چاپ پنجم رسیده است، آن است که مولف کتاب از نبوغ ویژه ای در انتخاب مطالب درسی برخوردار بوده که تا به امروز کتابش در دوره کارشناسی قابل تدریس میباشد و دانشجویان کارشناسی ارشد نیز از آن استفاده میکنند. در دانشگاه مشهد به ندرت کتابی به چاپ پنجم آنهم با تیراژ ۳۰۰۰ نسخه رسیده است. در این مقدمه قصد دارم به معرفی کتابهای دیگری که در این رشته مفیدند و من در مقدمه های قبلی به تعدادی از آنها اشاره کرده ام بپردازم.

البته من در حدی نیستم که مجموعه تاریخی دقیقی از مراجع بدیع در مورد فیزیک هسته ای ارائه دهم و نقش یک متخصص تاریخ علم فیزیک هسته ای را بازی کنم، و از طرفی گنجاندن مراجع در متن درسی نیز باعث شلوغی مبحث میشوند. من معتقدم که تاریخ فیزیک هسته ای ارتباط تنگاتنگی با انقلابهای نظریه کوانتومی و نسبیت در فیزیک قرن بیستم داشته است و در حد خود بسیار مجذوب کننده است و دانشجویان علاقمند را به بررسی آن تشویق میکنم.

بسیاری از مراجع مربوط به فیزیک هسته ای اولیه را میتوان در کتاب زیر یافت:

- R.T. Beyer, Foundations of Nuclear Physics, New York, Dover, 1949

که متضمن کتاب شناسی رده بندی شده ای از تمام کارهای فیزیک هسته ای منتشر شده تا سال ۱۹۴۷ است.

کتاب **ایوانس (Ivans)**:

- R.D. Ivans, The Atomic Nucleus, Mc Graw- Hill, Book Company, New York, 1955

کتاب جامعی است و حتی ضمیمه آخر آن به کاربرد علم آمار و احتمالات در فیزیک هسته ای اختصاص دارد.

کتاب **راجات، کا. بهادری (Bhaduri)**:

- Rajat, K. Bhaduri, Structure of the nucleus, Addison- Wesly, Reading Ma., 1975

این کتاب در سطح پیشرفته ایست. کتاب **بوهر و ماتلسون** نیز کتاب جالبی است که بیشتر ریاضیات مورد استفاده در فیزیک هسته ای را مطرح کرده است.

- Bohr & B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol.I,II, W.A.Benjamin, Reading Ma., 1969, 1972

کتاب جامع دیگر، کتاب **دو-شلیت و فشباخ** است که بیشتر در سطح کارشناسی ارشد بوده و بعنوان مرجع از آن استفاده میشود و در سطح کارشناسی نیز مفید است، ولی حجیم میباشد:

- de Shalit and H. Feshbach, Theoretical nuclear physics, Vol.I, Nuclear Structure, 1974

جلد دوم آن را هنوز ندیده ام که منتشر شود.

کتاب **مقدمه ای بر فیزیک هسته ای** تالیف **اس. ام. ونگ (Wong)** کتاب مناسبی برای تدریس در دوره کارشناسی و حتی کارشناسی ارشد میباشد و چند فصل آنرا ترجمه کرده ام (حدود ۴۸۰ صفحه است) و سعی خواهم کرد که ترجمه آنرا تمام کنم.

- Samuel S.M. Wong (University of Toronto), Introductory Nuclear Physics, Prentice Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey 07632, 1990

کتاب ام. کی. پال (**Pal**) هم کتاب مفیدی است:

- M.K. Pal, Theory of Nuclear Structure, Van Nostrand and Reinhold, New York, 1983

یا کتاب زیمنس (**Siemens**):

- P.J. Siemens & A.S. Jensen, Elements of Nuclei, Addison- Wesley, Reading MA., 1987

کتاب شارپ کوک گر چه در مقطع جیبی است و بسیار قدیمی میباشد، ولی برای مبتدیان بسیار مفید است و در کتابخانه دانشکده علوم مشهد نیز موجود میباشد:

- C. Sharp Cook, Structure of Atomic Nuclei, D. Van Nostrand Company, Inc., California, 1964

کتاب آیزنبرگ و گرینر (**Eisenber & Greiner**)در سه جلد و هم ردیف با کتاب گرینر و ماروهن (**Greiner & Maruhn**) میباشد که در مقدمه چاپ چهارم به آن اشاره کرده ام:

- J.M. Eisenberg & W. Greiner, Nuclear Theory, 3 Volumes, Third Edition, North Holland, Amsterdam, 1973-1987

کتاب رینگ و شوک (**Ring & Schuck**) بیشتر بر جنبه های چند جسمی تکیه کرده است:

- P. Ring and P. Schuck, The Nuclear Many-Body Problem, Springer- Verlag, New York, 1980

کتابهای متعددی در مورد جنبه های مختلف ساختار هسته منتشر شده اند؛ از آن جمله:

- J.H. Hamilton, E.H. Spejewski, C.R. Bingham and E.F.Zganjan eds., "Future Directions in Studies of Nuelei far from stability", Eds., North- Holland, New York, 1980
- Wong, S.S.M., Nuclear Statistical Spectroscopy, Oxford University Press, New York, 1986
- Tobocman W., Theory of Direct Nuclear Reaction, Oxford University press, Oxford, 1983

کتاب:

- S.Shlomo, R.P.Schmitt, J.B.Natowitz , "Hot Nuclei", World Scientific, Teaneck, New York, 1988

کتاب نظریه برخورد اتمی براندسون (**Brandsen**)، مباحث پراکندگی و برخورد بین اتمها را مورد بحث قرار میدهد. این کتاب را در دوره دکتری تدریس کرده ام:

- B.H. Bransden, "Atomic Collision Theory", Benjamin- Cummings Publishing Company, 1983

در سالهای اخیر، با ساختن شتابدهنده های یونهای سنگین با انرژی بالا و برخورد آنها به یکدیگر، تحقیقات زیادی صورت گرفته است و نظریه های قدیمی در مورد مدلهای هسته ای با مغزی تغییر شکل یافته غیر کروی و حرکات نوسانی و ارتعاشی این هسته ها و تشدیدهای غول آسا مجدداً مطرح شده اند. تنها کتاب فارسی در مورد فیزیک هسته ای که به آن اشاره کرده است، در چاپ دوم (۱۹۹۱) کتاب فیزیک زیر اتمی تالیف فرانفلدر و هنلی و کتاب آشنایی با فیزیک هسته ای کنت کرین در جلد دوم آن است. مطالب جمع آوری شده از کنفرانسهای بین المللی عبارتند از:

- Nuelear Structure and Heavy Ion Dynamics, Int. School E. Fermi, 1982, Varenna, L. Moretto and R.A.Ricci eds., North- Holland, New York, 1983
- Heavy Ion Collisions, Cargese, 1984, P. Bonchc et al. eds., Plenum Press, Elmsford, NY, 1984

و بالاخره کتابی در مورد پدیده های یون ملکولی از **Cindro** تحت عنوان:

- Heavy Ion Collisions, Nuclear Molecular Phenomena, N. Cindro, eds., North-Holland, New-York, 1978

جوش هسته ها یا فیوژن در زیر سد کولونی در مجلات:

- S.G. Steadman and M.J. Rhoudes- Brown, Ann. Rev. Nucl. Part. Sei., 36,649,1986; P. Frobrich, Phys. Rep., 116,338,1984; M. Beckerman, Rep. Prog. Phys., 51, 1047, 1988

از طرفی واکنشهای یون سنگین در انرژی بالاتر توسط محققین زیر مرور شده است:

- S. Nagamiya, J. Randrup, T.J.M. Symons, Ann. Rev. Nucl. Part. Sei., 34, 155, 1984

تراکم ضربه ای یا **Shock Compression** توسط:

- K.H. Kampart, J. Phys, G 15, 691, 1989

و بالاخره **مکانیزم واکنشهای یون سنگین** در

- Heavy Ion Reaction Mechanisms, M. Martinet, C. Ngo and F. Le page, eds., nucl. Phys., 428 A, 1984

مرور شده است.

از طرف دیگر تشکیل **پلاسمای کوارک-گلوئون** در فیزیک هسته ای انرژی بالا در مقاله های زیر و کتاب **بهادری** (که در مقدمه چاپ دوم آمده است) مورد بحث قرار گرفته اند که شامل برخورد دهنده یون سنگینی نسبیتی (RHIC) یا Relativistic Heavy Ion Collider میباشند. از جمله:

- G. Baym, Phys. Today, 38,40, March 1985

مرور فنی تر به مساله توسط:

- H. Satz, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35, 245, 1985
- K. Kajantie and L. Mclerran, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 37, 293, 1987

انجام شده اند.

فیزیک برخوردهای یونهای سنگینی نسبیتی بطور مفصل توسط یک سری از مولفین مرور شده است؛ از جمله در:

- M. Jacob and J. Tran Thanh Van, Phys. Rep. 88, 321, 1982

همچنین در:

- Proceeding of Quark matter, 1987, Z. Phys., C38, 1988
- Proc. Int. Conf. Phys. And Astrophys. Of Quark Gluon Plasma, Bombay, India, World Scientific, 1988

یک مرور جدید بر آنچه تحت عناوین **گسترشهای صحیح و ناصحیح در فیزیک هسته ای** توصیف شده اند در کتابهای زیر آمده است:

- P.E. Hodgson, Growth in Nuclear Physics, Pergamon, Elmsford, NY, Vols. 1 and 2, 1980, Vol. 3, 1981

یک بحث روز از ساختار هسته را میتوان در کتاب **Broglia** یافت:

- Nuclear Structure, P. Broglia, G. Hangemann, B. Herskind eds., North- Holland, New York, 1985

منبع دیگر:

- The Elementary Structure of Matter, J.M. Richard, E. Aslanides, N. Boccara eds., Springer Proceedings in Physics, 26, Springer, New- York, 1988

و بالاخره **معادله حالت** در مجله زیر درج شده اند:

- S.H. Kahana, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 39, 231, 1989

مقدمه ساده ای بر **مدل لایه ای**، ویژه از جنبه تجربی آن توسط کاشفین این مدل **خانم مایر و آقای جنسن** آمده است:

- M. Goeppert Mayer and J.H.D. Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, Wiley, New York, 1955

کتاب **کوهن** که به فارسی نیز ترجمه شده است، بطور کاملاً متفاوتی مدلها را مورد بحث قرار داده است. این کتاب به عنوان مرجع در دوره کارشناسی و کارشناسی ارشد مورد استفاده است (انتشارات مرکز نشر دانشگاهی):

- B.L. Cohen, Concepts of Nuclear Physics, Mc Graw-Hill, New York, 1971

کتاب **دو- شلیت و تالمی** بیشتر جنبه های ریاضی را که در **مدل لایه ای** ظاهر میشوند، مفصلاً مورد بحث قرار داده است:

- de Shalit and I. Talmi, Nuclear Shell Theory, Academic Press, New York, 1963

توضیحاتی بر مدل لایه ای هسته ای را میتوان در کتاب جونز (**Jones**):

- G.A. Jones, The Properties of Nuclei, 2nd Ed., Clarendon Press, Oxford, 1987

و بطور مفصلتر در **لاسون** (**Lawson**):

- R.D. Lawson, Theory of the Nuclear Shell Model, Clarendon Pres, Oxford, 1980

پیدا کرد. مروری بر **مدلها** را میتوان در این مراجع پیدا کرد:

- Ragarsson, S.G. Nilsson, R.K. Sheline, Phys. Rep., 45, 1, 1978
- C.Mahaux et al., Phys. Rep., 120, 1, 1985
- R. Broglia, G. Hagemann, B. Herskind eds., Nuclear Structure, 1985, North- Holland, New York, 1985
- Shell Model and Nuclear Structure; Where do we stand?, A. Covello ed., World Scientific, Teaneck, NY, 1989

مبحث مربوط به **ایزواسپین و تشدیدهای هسته ای** به صورت مروری در کتاب زیر آمده است:

- D.H. Wilkinson, Isospin in Nuclear Physics, North- Holland, Amsterdam, 1969

بررسی نظری مدلهای هسته ای بستگی به دسترس پذیر بودن اطلاعات کامل و انعطاف پذیر روی طیف نگاری هسته ای، گشتاورهای هسته ای و احتمالات انتقال دارد. در مورد **مدلهای جمعی** غیر از منابع ذکر شده در قبل (مثل **دو- شلیت و فشباخ**) میتوان از کتاب **بورچام** نام برد:

- W.E.Burcham, Elements of Nuclear Physics, Longman, New York,,1979

یا کتابهای **Eisenberg** و **Greiner** (جلد اول در مورد مدلهای هسته ای) چاپ سوم یا مکانیزم برانگیختگی در جلد دوم و چاپ سوم (۱۹۸۷) نام برد. همچنین کتاب **Casten**:

- R.F. Casten et al, Contemporary Topics in Nuclear Structure Physics, World Scientific, Teaneck, New York, 1988

توصیف پدیده شناسی **مدل جمعی هسته ای** بیشتر توسط **بوهر و موتلسون** در کتابشان تحت عنوان ساختار هسته آمده است (۱۹۷۵) که قبلاً به آن اشاره کرده ام. همچنین کتاب **دیویدسون** (**Davidson**, 1968) جزئیات مفصل مدل جمعی را آورده است.

مدل جمعی، تشدیدها و حالتهای با اسپین بالا در کتاب

- T. Engeland, J.E. Rekstad, and J.S. Vaagen, Collective Phenomena in Atomic Nuclei, World Scientific, Teaneck, New York, 1984

همچنین کتاب **ساختار هسته** از **R. Broglia** و غیره نیز آنرا به خوبی توضیح داده اند. مبحث نیروی سه جسمی در سیستم سه نوکلئونی در کتاب برمن (**Berman**)آمده است:

- B.L. Berman and B.F. Gibson, Three-Body Force in the Three Nucleon System,
- Springer Lecture Notes in Physics, 260, Springer, New York, 1986, North-Holland, New-York, 1985
- Nuclear Structure at High Spin, Excitation and Momentum transfer, H. Nann ed AIP Proceedings, 142, Amer. Inst. Phys., New York, 1986

مقایسه های مفصل بین پیش بینی های نظری و داده های تجربی در کتاب **بوهر و ماتلسون** و **ماتلسون و نیلسون** (**Nilsson**) آمده است. همچنین در:

- M.E. Bunker and C.W.Reich, Rev. Mod. Phys., 43, 348 (1971)
- W. Ogle, S. Wahlborn, R. Piepenbring, S. Frederickson, Rev. Mod. Phys., 43, 424, 1971

نظریه **میکروسکپی مدلهای هسته ای** (شبه ذرات، مدل یگانه کننده، هارتری فوک) در کتابهای زیر مورد بحث قرار گرفته است. غیر از **Nuclear Physics** تالیف **Wong** کتاب دیگری از همین مولف وجود دارد:

- S.S.M. Wong, Nuclear Statistical Spectroscopy, Oxford University Pres, new York, 1986

همچنین کتابهای **Baranger**، **Lane**، **Siegbahn**، **Brown**، **Belyaev**، **Rowe**:

- M. Baranger, Theory of Finite Nuclei, Cargese Lectures in Theoretical Physics, M. Levy ed. Benjamin Reading, Mass, 1963
- A.M.Lane, Nuclear Theory, Benjamin, Reading, Mass., 1964

- Siegbahn, Vol. I (D. Nathan, and S.E. Nilsson, Collective Nuclear Motion and the Unified Model, North- Holland, Amsterdam, 1965
- G.E. Brown, Unified Theory of Nuclear Models and Forces, 3rd ed. North- Holland, Amsterdam, 1971
- S.T. Belyaev, Collective Excitations in Nuclei, Gordon and Breach, New York, 1968
- D.J. Rowe, Nuclear Collective Motion, Methuen, London, 1970

گرینر و آیزنبرگ (**Greiner و Eisenberg**) در کتاب **Nuclear Theory** جلد سوم در مورد نظریه میکروسکپی هسته بحث کرده اند. بحث **تشدیدهای غول آسا** یا **Giant Resonances** در مجله Physics Today شماره ۳۹و ۴۴ در اوت ۱۹۸۶ توسط G.F. Bertsch مطرح شده است. همچنین کتاب وارنر (Warner):

- G.J. Warner, Giant Mulipole Resonances, F.E. Bertrand, Harwood Academic, New York, 1980

تشدیدهای هسته ای در:

- L.W. Fagg, Rev. Mod. Phys. 47, 683, 1975
- Arima et al. adv. Nucl. Phys., J.W. Negele and E. Vogt eds., 18, 1, 1987
- E.Lipparini and S. Stringari, Phys. Rep. 175, 104, 1989

مدل **IBM** یا **بوزون بر هم کنش کننده (The Interacting Boson Model)** در کنفرانسها و مقالات مختلف بررسی شده اند. برخی از آنها عبارتند از:

- A.Arima and F. Iachello,, Ann. Rev., Nucl. Part. Sci., 31,75,1981
- F. Iachello and I.Talmi, Rev. Mod. Phys., 59,339, 1987
- R.F. Casten and D.Warner, Rev. Mod. Phys., 60, 389,1988

همچنین دو کتاب از ایاشلو و باناتوز (**Iachello & Banatos**) در این باره منتشر شده اند:

- F. Iachello and A. Arima, The Interacting Boson Model, Cambridge University Press, New York, 1987
- D. Banatos, Interacting Boson Models of Nuclear Structure, Oxford University Press, New York, 1988

نظریه میکروسکپی هسته ها در مجلات و مقالات زیر مورد بحث قرار گرفته است:

- Phys. Rep. 6, 214, 1973
- S.O. Backman, G.E. Brown, J.A. Niskanen, Phys. Rep. 124,1, 1985
- M.W. Guidry et al., Microscopic Models in Nuclear Structure Physics, World Scientific, Teaneck, New York, 1989

مورد **پیونها در هسته ها** بطور مفصل در کتاب **اریکسون (Ericson)** آمده است:

- T. Ericson and W. Weise, Pions and Nuclei, Oxford University Press, New York, 1989

یک بحث کامل از مدلهای هسته ای شامل ماده هسته ایست. یک مقدمه قابل خواندن عبارت است از:

- L. Gomes, J.D. Walecka and V.F. Weisskopf, Ann. Phys., New York, 3,241, 1958

که در Nuclear Structure مندرج در:

- American Institute of Physics, New York, 1965

میباشد. مروری قابل درک در مقالات زیر آمده اند:

- H.A. Bethe, Ann. Rev. Nucl. Sci., 21,93,1971
- A.D. Jackson, Ann. Rev. Nucl. Sci., 33,105,1983

در مورد **اختر فیزیک هسته ای** نیز کتابها و مقالات متعددی در مورد اشعه کیهانی، نجوم اشعه X، نجوم اشعه گاما، نجوم نوترینوئی و نوترینوها خورشیدی، ابر نو اخترها، ستاره های نوترونی، سنتز نوکلئونی و نظریه های پیدایش جهان وجود دارند. در مورد آستروفیزیک هسته ای کتابهای **فولر، هارویت و شاپیرو**:

- W.A. Fowler, Nuclear Astrophysics, Amer. Phill. Soc., Philadelphia, 1967
- M. Harwit, Astrophysical Concepts, 2nd. Ed., Springer, New York, 1988

- C.A. Barnes et al. eds., Essays in Nuclear Astrophysics, Cambridge University Press, New York, 1982
- SL. Shapiro and S.A. Teukolsky eds., Highlights of Modern Astrophysics, Wiley, New York, 1986

در مورد اشعه کیهانی کتابهای شوکولسکی و فردلاندر:

- E.N. Parker, Sci. Amer., 249, 44, Aug.1983
- B. Margon, Sci. Amer., 248, 1004, 1983
- P.K. Maekeown, Sci. Amer., 252, 60, Nov. 1985
- P. Skokolsky, Introduction to Ultra High Energy Cosmi Rays, Addison Wesley, Reading, Mass, 1989
- M.W. Friedlander, Cosmic Rays, Harvard University Press, Cambridge, Mass, 1989

در مورد نجوم اشعه X:

- R. Giacconi and G. Setti, X-Ray Astronomy, Reidel, Boston, 1980
- R. Giacconi, X-Ray Astronomy with the Eistein Satellite, Reidel, Boston, 1981
- C.L. Sarazin, X-Ray Emission from Clusters of Galaxies, Cambridge University Press, New York, 1988

در مورد نجوم اشعه گاما:

- J.I. Trombka and C.E. Richtel, Phys. Rep., 97, 173, 1983

در مورد نجوم نوترینوئی و نوترینوهای خورشیدی:

- M.L. Cherry, K. Land, W. Fowler, Solar Neutrinos and Neutrinos Astrophysics, Amer. Inst. Phys. Confe. Proc., No. 126, AIP, New York, 1985
- D. Cline, Observational Neutrino Astronomy, World Scientific, Teaneek, New York, 1988
- A.M. Mathai, and H.J. Haubuld, Modern Problems in Nuclear and Neutrino Astrophysics, Akademic Verlag, Berlin, 1988
- J. Schneps, Neutrino 88, World Scientific, Teaneek, New York, 1989
- J.N. Bahcall, Neutrino Astrophysics, Cambridge University Press, New York, 1989
- R. Davis, Jr.A.K. Mann, L. Wolfenstein, Solar Neutrinos, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 39, 467, 1989

در مورد ابر نو اخترها یا **Supernovae**:

- S.A. Bludman et al., Astrophys. J., 261, 661, 1982
- H.A. Bethe et al., Scie, Amer., 252, 60, May 1985 and Nucl. Phys. 429, 527, 1984 and Astrophys. J., 195, 14, 1985
- J.R. Wilson, Numerical Astrophysics, J. Centrella ed., Jones and Bartlett, Boston, 1985
- J.A. Wheeler and R.F. Harkness, Sci. Amer., 257, 50, Nov. 1987
- R.W. Mayle et al., Astrophys. J., 318, 288, 1987
- G.E. Brown, Phys. Rep., 163, 1, 1988
- W. Woosley and T. Weaver, Sci. Amer., 261, 32, Aug. 1989
- J. Tran Than Van, The Standard Model and Supernova, 1987 a, Edition Frontiers, Gif- Sure-Yvett, France, 1987
- W. Kumdt, Supernova Shells and Their Birth Events, Springer Lecture Notes in Physics, 316, Springer, New York, 1988
- L.A. Marschall, The Spernova Story Plenum, New York, 1988
- M. Kafatos et al., Supernova 1987 a, In the Large Magellanic Cloud, Cambridge University Press, New York, 1988
- M. F. Brode and A. Evans, Classical Novae, Wiley, New York, 1989
- Petschek, Supernova, Springer, Berlin, 1990

در مورد ستاره های نوترونی:

- J.M. Irvine, Neutron Stars, Oxford University Press, Oxford, UK, 1978
- J.P. Hartle, Phys. Rep., 46, 203, 1978
- S. Tsuruta, Phys. Rep., 56, 237, 1979
- S.L. Shapiro et al., Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars, Wiley, New York, 1983

- S. Hayakawa, Phys. Rep. 121, 318, 1985
- D.J. Helfand et al., Reidel, Dordecht, Holland, 1987

در مورد سنتز نوکلئونی:

- D.E. Sargood, Phys. Rep., 93, 61, 1982
- J.H. Applegate et al., Astrophys. J., 329, 572, 1988

در مورد ماده تاریک:

- M.M. Waldrop, Science 234, 152, 1987
- J. Bahcall, T. Piran, S. Weinberg, World Scientific, Teaneck, New York, 1988
- R.I. Epstein et al., Phys. Rev. Lett., 61, 2038, 1988
- The Fifth Essence: The Search for Dark Matter, Basic Books, New York, 1989

در مورد جهان اولیه (**The Early Universe**):

- S. Weinberg, The First Three Minutes, Basic Books, New York, 1977
- J. Silk, The Big Bang and Element Creation, D. Lynden- Bell, Royal Society, London, 1982
- J. Silk, The Big Bang, W.H. Freeman and Co., San Francisco, 1980
- J.S. Trefil, J.D. Barrow, J. Silk, The Left Hand of Creation, Basic Books, New York, 1983
- J.S. Trefil, The Moment of Creation, Ch. Scribner & Sons, New York, 1983·
- H.R. Pagels, Perfect Symmetry, The Search for the Beginning of Time, Simon and Schuster, New York, 1985
- L.M. Lederman and D.N. Schramm, From Quarks to the Cosmos, Sci. Am. Lib., New York, 1989
- F. Wilczek, Sci. Amer., 243, 60, Dec. 1980
- D.N. Schramm, Phys. Today, 36, 27, Apr. 1983
- M.B. Green, Sci. Amer., 255, 48, Sept. 1986
- J.A. Burns, Sci. Amer., 255, 38, July 1989
- K.F. Abbott and S.Y.Pi, Reprints on Inflationary Cosmology, World Scientific, Singapore, 1986
- E.W. Kolb and M.S. Turner, The Early Universe and The Early Universe, Reprints, Addison-Wesley, Redwood City, Ca., 1988
- W.G. Unruh and G.W. Semenoff, The Early Universe, Reidel, Dordrecht, Holland, 1988
- M. Caffo et al., Astronoy, Cosmology and Fundamental Physics, Kluiver, Dordrecht, 1989
- A.D. Linde, Particle Physics and Inflationary Cosmology, Harwood Academic, New York, 1989, Direction of Time, Springer-verlag
- Direction of Time ??!!

در مورد شکافت هسته:

- H.G. Graetzer and D.L. Anderson, The Discovery of Nuclear Fission, Van Nostrand Reinhold, New York, 1971
- E.K. Hyde, Nuclear Properties of the Heavy Elements, III Fission Phenomena, Prentice- Hall, Eaglewood Cliffs, New York, 1964
- L. Wilets, Theories of Nuclear Fission, Oxford University Press, Inc., Oxford, 1964
- R. Vandenbosch and J.R. Huizenga, Nuclear Fission, Academic Press, New York, 1973

در مورد **رآکتورهای شکافت** کتب معتبر بر روی فیزیک رآکتور که شامل زمینه لازم در فیزیک هسته ای باشد، عبارت است از:

- A.M. Weinberg and E.P. Wigner, The Physical Theory of Neutron Chain Reactors, University of Chicago Press, Chicago, 1958
- E.J. Henley and J. Lewins, Advances in Nuclear Science and Technology, Academic Press, New York,, 1958
- G.I. Bell and S. Glasstone, Nuclear Reactor Theory, Van Nostrand Reinhold, New York, 1971

در مورد **همجوشی هسته ای و فیزیک پلاسما**:

- E.R. Hulme, Nuclear Fusion, Wykeham Publications, London, 1969

- L.A. Artsimovich, Controlled Thermonuclear Reactions, Van Nostrand, Reinhold, New York, 1960

در مورد عناصر مصنوعی:

- G.T. Seaborg, Man- Made Transuranium Elements, Prentice- Hall, Englewood Cliffs, New York, 1963

در مورد اثر موسباوئر:

- G.K. Werthcim, Mossbauer Effect, Principles and Applications, Academic Press, New York, 1964
- L. May, Ed., An Introduction to the Mossbauer Effect, Plenum, New York, 1971

و ... مقالات و کتابهای دیگر در سالهای بعد از آن!

در خاتمه امیدوارم ترجمه کتاب دیگری در مورد فیزیک هسته ای را تمام کنم که مناسب برای دوره کارشناسی فیزیک بوده و حجم مناسب برای تدریس فیزیک هسته ای ۱ و ۲ را در دو ترم داشته باشد. حل کامل مسائل فیزیک هسته ای می یرهوف را نیز قصد دارم منتشر کنم. مدل لایه ای هسته تالیف گرینر (Greiner) را نیز ترجمه کرده ایم. ترجمه کتاب Wong نیز در حال اتمام است. کتاب کوتینگهام (Cottingham) را نیز ترجمه کرده ام و به دنبال ناشر برای چاپ آن میباشم؛ تا چه پیش آید!

به قول عاشق اصفهانی:

همچو آن ماهی که در آبست دام او هنوز *دست و پایی می زنیم، آگه ز هجران نیستیم*

مشهد

محمد فرهاد رحیمی

۱۳۸۰/۸/۳۰

ای بر احدّیتت ز آغاز　　خلق ازل و ابد هم آواز

مقدمه مترجم بر چاپ چهارم

نمی دانم آیا تاکنون کتابی در انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد به چاپ چهارم رسیده است یا نه ؟ آن هم یک کتاب قدیمی (حدود ۱۳۴۶) . این کتاب حتی توسط مک گروهیل (Mc Graw-Hill) در ۱۹۸۹ مجدداً بدون هیچ تغییری دوباره چاپ شده است و در آمریکا نیز هنوز تدریس می شود . چاپ اول در ۱۳۴۶ بوده است و من آن را در ۱۳۵۱ ترجمه و در دانشگاه اهواز تدریس می کردم .

در مقدمه های چاپهای قبلی نگاشته ام که تدوین یک کتاب فیزیک هسته ای که هرروزه نتایج زیادی به جامعهٔ علمی عرضه می کند، بسیار مشکل است . ولی مهارت پروفسور می یر هوف در تألیف این کتاب به صورتی بروز کرده است که هنوز پس از گذشت سی سال مطالبش قابل تدریس در دوره های کارشناسی فیزیک و سایر رشته های وابسته به آن (مهندسی هسته ای ، فیزیک پزشکی هسته ای و فیزیک رآکتور و غیره) می باشد .

امروزه کتابهای فیزیک هسته ای متعددی که بسیار جالب هم می باشند منتشر شده اند، از جمله :

K. Langanke, J. A. Maruhn, S. E. Koonin

Computational Nuclear Physics
1) Nuclear Structure. ISBN: 3-540-53571-3
2) Nuclear Reactions. ISBN: 0-387-97954-9
Spinger-Verlag-1991

K. L. G. Heyde

The Nuclear Shell Model (1994)-Including Ms-DOS Diskette
Springer-Verlage. ISBN: 3-540-580272

Greiner, Maruhn

Nuclear Models (1996) : کتاب است : دیسکت همراه

R. R. Roy, B. P. Nigma

Nuclear Physics, Theory and Experiment
J. Wiley (1967, 79, 83, 85), ISBN: 0852267886:

Igal, Talmi

Simple Models of Complex Nuclei (1993): The Shell Model and Interacting Boson Model.
ISBN: 3-7-186-0551-1
Hardwood Academic Publisher

J. P. Adison

Collective Models of the Nucleus (1968)

گرچه قدیمی است ، ولی برای درك مدلهای تجمعی هسته بسیار خوب است .

A. G. Sitenko

1) Nuclear Stucture. ISBN: 991-50-491-2

2) Theory of Nuclear Reactions. ISBN: 9971-50-482-0(Pbk)

از انتشارات World Scientific در سال ۱۹۹۰ ، که فیزیک هسته ای را در حالت غیرنسبیتی عرضه کرده است .

کتابهای جالب دیگری هم به بازار آمده اند که مشخصات کامل آنها فعلاً در دسترسم نیستند .

در پایان امیدوارم همکاران عزیز از راهنماییها و اطلاعات ارزشمند خود در این موارد دریغ نورزند . گرچه تا حد امکان سعی شده است که اشتباهات کتاب تصحیح شود ، باز هم از مطالعه کنندگان کتاب تقاضا می کنم اگر به اشتباهی در کتاب برخورد کردند ، بر من منت گذاشته و اطلاع دهند تا در تجدید چاپهای احتمالی بعدی تصحیح شود .

محمد فرهاد رحیمی

مشهد ـ آذرماه ۱۳۷۹

به نام آنکه روی دشمن و دوست
به هر جانب که باشد جانب اوست

مقدمه‌ای بر چاپ سوم

علی رغم آنکه بیش از هجده سال از چاپ این کتاب فیزیک هسته‌ای به زبان پارسی و تدریس بیش از ۲۲ سال آن توسط مترجم می‌گذرد خوشبختانه مطالب آن طوری تنظیم شده‌اند که هنوز هم به عنوان کتاب مرجع در دانشگاههای ایران تدریس می‌شود. و اگر چه تاکنون چندین کتاب دیگر فیزیک هسته‌ای به زبان پارسی برگردانده و منتشر شده‌اند معذالک هیچکدام آنطور که باید نتوانسته‌اند جانشین آن شوند. امیدوارم دانشجویان عزیز و متخصصین گرام باز هم اگر به اشتباه یا نقصی در ترجمه ، تایپ و یا مطالب آن پی‌بردند از راهنمائی من در تصحیح آن دریغ نورزند..

امروزه تحقیقات در فیزیک هسته‌ای بیشتر در انرژیهایی متوسط بیش از ۱۵۰Mev و انرژیهای بالا بیش ازچند دهGev ارائه میشوند . مطالب این کتاب خصوصیات فیزیک هسته‌ای در انرژیهای پائین کمتر از۱۰۰Mev را مورد بحث قرار داده‌است که تقریباً موارد بسیار کمی از آن هنوز مورد آزمایش قرار می‌گیرند.

در فیزیک هسته‌ای انرژیهای بالا دیگر خواص هسته به طور کلی مورد بحث قرار نمی‌گیرد بلکه ساختار داخل هسته و حتی داخل نوکلئون مورد مطالعه قرار می‌گیرد . امروزه ثابت شده‌است که نوکلئونها از **کوارکها** ساخته شده‌اند که بین آنها برهم کنش قوی هسته‌ای توسط **گلوئونها** برقرار است (**کرومودینامیک کوانتومی** یا QCD) . می توان گفت هسته‌اتمی یک مورد خاص از سیستم **هادرونیک** است که نوکلئونهای آن می‌توانند پائین ترین حالت کوانتومی را اشغال کنند. در این محدوده بطور خلاصه سیستم هادرونی از سه جنبه مورد مطالعه قرار می‌گیرد: یکی مطالعهٔ هسته‌ها به حالتهای فرینهٔ **هسته‌های اگزوتیک** ، دیگری مطالعهٔ هسته‌ها از جنبه **ترمودینامیکی ماده هسته‌ای** (که به صورت یک گاز تصور شوند) ، و بالاخره مطالعهٔ کوارکهای متشکله هر نوکلئون هسته در سیستم هادرونیک یا بررسی **پلاسمای کوراک - گلوئونی** و برخورد یونهای نسبیتی حاصل از شتابدهنده‌ها در انرژیهای بالا. شتابدهنده‌های الکترونی و نوترینویی و شتابدهنده‌های یونهای سنگین در انرژیها زیاد جهت کاوش درون نوکلئون و پی بردن به ساختار آن ، در حال حاضر مشغول کار هستند.، و به تدریج که انرژی ذرات یا یونهای شتابیافته ، با تکامل شتابدهنده‌ها بیشتر می‌شوند ، به اسرار جالبتری از ساختار نهائی ماده اولیه جهان هستی پی برده می‌شود و بالاخره روزی خواهد رسید که بشر بتواند به ذره بنیادی و انرژی یا نیروی اولیه تشکیل دهنده این جهان در لحظه آغازین و سپس سرد شدن و جدا شدن نیروهای مختلف هسته‌ای ، الکترومغناطیس و گرانشی ازآن نیروی واحداولیه پی ببرد.

دکتر محمد فرهاد رحیمی

اسفند ماه ۱۳۷۴

به نام آنکه از انوار هستـــــی
دو عالم را بلندی داد و پستی

مقدمه مترجـم بر چاپ دوم

چاپ اول این کتاب ، علی رغم تیراژ ۲۰۰۰ نسخه آن در سال ۱۳۶۷ ، چون تنها کتاب فیزیک هسته‌ای به‌زبان فارسی در ایران بود به‌زودی نایاب‌شد و بازار سیاه پیدا کرد . ناچار به چاپ‌مجدد آن اقدام‌کردیم .در چاپ دوم سعی شده است تا حد امکان اشتباهات ترجمه‌ای و تایپی کتاب تصحیح شود .

این تصحیحات به‌لطف‌همکارانم در بخش فیزیک و برخی دانشجویـان علاقمنـد صورت‌گرفته است‌که به‌سهم خود از آنها صمیمانه متشکرم و امیدوارم‌اگر بازهم به‌اشتباهاتی برخورد کردند از راهنمایی دریغ نورزند .

گرچه این کتاب قدیمی است و امروزه فیزیک هسته‌ای از محدوده شیمی هسته‌ای و الکترونیک هسته‌ای بیرون آمده است و آزادانه در گستره فیزیک‌ذرات‌بنیادی و کیهان‌شناسی گردش می‌کند ، معذالک هنوز این‌کتاب می‌تواند به عنوان یک کتاب درسی‌دردورهٔ کارشناسی برای تدریس فیزیک هسته‌ای ۱ و ۲ مورد استفاده باشد و به‌خاطر حجم کم و اینکـه اغلـب مطالب موردنیاز را در بر دارد در رشته‌های دیگری نظیر شیمی هسته‌ای ، فیـزیک راکتـور ، مهندسی هسته‌ای ، پزشکی هسته‌ای و حتی فیزیک هسته‌ای دوره‌های کارشناسی ارشـــد نیز مفیـد باشد .

در سالهای اخیر کتابهای فیزیک هسته‌ای جالبی منتشر شده‌اند که برخی از آنهـا از جنبه ذرات بنیادی مطالب فیزیک هسته‌ای را مورد مطالعه قرار داده‌اند و گرچه برخـی از آنها قطورند و تمام مطالب آن نمی‌تواند در یک ترم‌تدریس شود معذالک می‌توانندبه‌عنوان مرجع و کمک درسی به‌خوبی مورد استفاده قرار گیرند . در زیر چندنمونه ازاین‌کتابهارا نام می‌بـرم .

1)+ D.S. KRANE
" Introductory Nuclear Physics"
1987 - John - Wiley & Sons

که کتاب بسیار جالبی است و مطالب را با توضیح بیشتر و بهتر ازمی‌یرهوف بیان کرده است ، متأسفانه حجم آن زیاد و حدود ۸۳۵ صفحه است ولی می‌توان به‌عنوان کمک درسی از آن استفاده کرد .

2)+ D.G. TAYAL
" Muclear Physics" 1982. 4th. edition
Hima. Laya Publishing House

کتاب بسیار خوبی‌است‌که گرچه‌غلطهای‌چاپی‌کمی‌دارد (چاپ‌دهلی) ولی برای هر مبحث مطالب را به‌طور کاملی گردآوری کرده است . در انتهای هرفصل مسائل نمونه‌ای حل کرده است که در فهم مطلب کمک می‌کند . متأسفانه این کتاب نیز حدود ۶۸۰ صفحه است. مطالعه این کتاب ، به‌ویژه در دوره کارشناسی ارشد توصیه می‌شود .

3)+ N.A. JELLEY
" Fundamentals of Nuclear Physics"
Cambridge Uninversity Press, 1990

کتاب نسبتا" جدیدی است که سطح آن کمی بالاتر از کتاب می‌یرهوف است و با ۲۷۷ صفحه برای تدریس در یک ترم‌مناسب می‌باشد . این کتاب برای دانشجویان‌کارشناسی ارشد مناسب‌تر است .

4)+ W.N. COTTINGHAM & D.A. GREENWOOD
" An Introduction to Nuclear Physics" - 1986

کتاب خوبی با ۲۱۰ صفحه است . از کتاب می‌یرهوف ساده‌تر است و مسائلی هم حل کرده است . ترجمه این کتاب را تقریبا" تمام کرده‌ام و امیدوارم به‌زودی در دسترس علاقمندان قرار گیرد .

5)+ J.M. Pearson
" Nuclear Physics: Energy and Matter - 1986

کتابی مقدماتی است که با ۲۴۹ صفحه مطالبش در حد کتاب می‌پرهوف و شاید ساده‌تر از آنست .

6)+ W.R. Leo
" Techniques for Nuclear and particle
Physics Experiments - 1987

(۳۶۸ صفحه) .

کتابی است که خواندن آن قویا" به‌دانشجویان گرایش هسته‌ای توصیه می‌شود. این کتاب بیشتر به جنبه الکترونیک هسته‌ای پرداخته است و مطالبش بهتر ، کاملتر و در عین حال خلاصه‌تر از کتاب زیر است :

7)+ G.F. KNOLL(Radiation Detection
and Mesurement - 1989, John - wiley)

که حاوی ۷۵۲ صفحه می‌باشد . بیشتر مطالب کتاب Leo نیز توسط اینجانب ترجمه شده است کتاب KNOLL تا قبل از این کتاب به‌اصطلاح انجیل فیزیکدانان هسته‌ای تجربی‌بود .

8)+ A.P. ARYA
" Fundamentals of Nuclear Physics"
(1970 - 3th. edition)

کتاب بسیار خوبی است که علی‌رغم قدیمی بودن آن بیشتر مطالب را به وضوح توضیح داده است . مطالعه آن برای دانشجویان کارشناسی ارشد توصیه می‌شود .

9)+ R.J. BHADURl
" Models of the Nucleon"- 1988,Addison Wesley

کتابی است که بیشتر جنبه ذرات بنیادی بر فیزیک هسته‌ای آن مورد بحث قرار گرفته است و برای دوره کارشناسی ارشد مناسبتر است .جمعا" ۳۶۰ صفحه دارد و به عنوان درس فیزیک هسته‌ای ۳ کارشناسی ارشد می‌تواند تدریس شود .

10)+ R. Resnik, R. Eisberg
" Quantum Physics"(1985) John - wiley

جلد اول این کتاب به‌فارسی ترجمه شده است (مرکز نشر دانشگاهی) ولی هنوز ترجمه جلد دوم آن منتشر نشده است . فصل فیزیک هسته‌ای آن بسیار ساده و در عین حال مفید بیان شده است و خواندن آنرا برای مبتدیان در فیزیک هسته‌ای توصیه می‌کنم .

11)+ HANS FRAUENFELDER, E.M. HENLEY
" Subatomic Physics" (1991)
Prentice - Hall(601 Pages)

کتابی است که بیشتر برای‌گرایش ذرات بنیادی مناسب‌است تا گرایش هسته‌ای‌ولی فصل مدلهای هسته‌ای آن جالب توضیح داده شده است .

شاید کتابهای مفید دیگری از مؤلفینی مثل Burcham و Evans و غیره وجود دارند که به سهم خود بسیار خوب تهیه شده‌اند ولی نسبتا" قدیمی‌تر هستند و شاید هم کتابهای خوب‌دیگری تا کنون ازچاپ خارج شده باشند که من فرصت مطالعه آنهاراندا‌شته‌ام. به‌هرحال کتابهای فوق‌الذکر کتب نسبتا" خوبی در مقایسه با سایر کتابها می‌باشند .

در خاتمه از زحمات کارکنان مؤسسهٔ چاپ و انتشارات دانشگاه فردوسی که تایپ و چاپ این کتاب را عهده‌دار بوده‌اند صمیمانه متشکرم و امیدوارم صاحبنظران با امعان نظر از راهنمایی دریغ نورزند .

محمد فرهاد رحیمی
دانشیارفیزیک دانشگاه فردوسی(مشهد)
مشهد مهرماه ۱۳۷۱

به‌نام آنکه جان را فکرت آموخت
چراغ دل به‌نور جان برافروخت

پیشگفتار مترجم

این کتاب احتمالا" اولین کتابی است که درزمینهٔ فیزیک هسته‌ای به‌زبان فارسی منتشر می‌شود و علت هم درواقع مشکل بودن نگارش آن جهت متخصصین فن است. زیرا این علم با وجود گذشت حدود نیم قرن از پیدایش آن دستخوش تغییر و تحولات زیادی شده و هنوزهم درحال تغییر است، به‌طوری‌که آنچه امروز به‌عنوان کلید حل مسائل تصور می‌شود ممکن است فردا مردود شناخته شده و نفی شود. همچنین ارائهٔ نظریه‌های جدید در این علم با مشکلات بیشتری توام بوده و مستلزم درنظرگرفتن اغلب نتایج تجربی به‌دست‌آمده تاکنون و قراردادهای اصلی پذیرفته شده در آن است. از اینرو، جای تعجب نیست که تا به‌حال مؤلفین کمی اقدام به‌این امر کرده باشند.

کتاب حاضر یکی از آثار ارزشمند پروفسور "می‌یرهوف" استاد دانشگاه استنفورد، آمریکاست که آنرا به‌عنوان یک درس سه واحدی تدریس می‌کند. این کتاب به‌زبان فرانسه‌نیز ترجمه‌شده‌است (از انتشارات Dunod) و از زمرهٔ کتابهای مرجع C_3 در فیزیک هسته‌ای است. واما آنچه مترجم را تشویق به‌برگردان این اثر نمود محتوای کتاب است که با وجود حجم کم حاوی اغلب نکات فیزیک هسته‌ای است و می‌تواند جوابگوی سه‌واحد درس فیزیک هسته‌ای باشد، در حالی‌که دیگر کتابهای فیزیک هسته‌ای به‌قدری قطورند که فاقد این جنبهٔ بسیار مهم در امر تدریس می‌باشند.

نکتهٔ قابل تذکر درنگارش کتاب آن است که مؤلف بیشتر مطالب آنرا از جنبه تجربی فیزیک هسته‌ای انتخاب کرده‌است. رعایت این جنبه کاملا" منطقی است زیرا بنیان فیزیک هسته‌ای ازفیزیک تجربی سرچشمه گرفت و سرآغاز آن فقط یک آزمایش بود. ایده‌ها ومفاهیمی که بعدها ابراز شده‌اند صرفا" سعی درتفهیم و طبقه‌بندی رویدادها دارند. با یک نظرسطحی

به‌محتوای کتاب این‌وسواس مؤلف با ضمیمه قراردادن فصل مربوط به‌سیستمهای دونوکلئونی و انتخاب شکلها و منحنی‌های تجربی متعدد یا جدولهای پیوست وطرح مسائل باکاربردهای عددی آن کاملا" محسوس است.

مسلما" ، نظیر هرکتابی که انتقادهای صاحبنظران را در پی دارد ، بهاین کتاب‌نیز ایرداهایی وارد است ، از جمله : بعضی استدلالها طولانی و برخی فوق‌العاده مختصرهستند . درقسمت مربوط به‌مبانی مکانیک کوانتومی ازثابت پلانک ($\hbar$) به‌فرم تاریخی آن استفاده شده است ولی در بقیه کتاب از $\hbar$ استفاده می‌شود . از طرفی چون معمولا" این کتاب درسی دارای پیش درس مکانیک‌کوانتومی یاحداقل فیزیک‌نوین‌است و دانشجویان باقسمت کوانتومی آن‌کم و بیش آشنائی دارند ، بهتربود این قسمت حذف یا به‌ضمیمه منتقل‌می‌شدوبه‌جای آن مختصری در مورد شتابدهنده‌های ذرات و ذرات بنیادی تشکیل‌دهنده‌ٔ هسته‌ها جایگزین گردد ، یا حداقل ، ضمیمه‌ٔالف ک-ب، "سیستم‌دونوکلئونی" ، به‌جای بخش کوانتومی‌آن می‌آمد. دربقیه‌ٔ موارد ، کتاب بسیارخوب تهیه‌شده است و امیدوارم‌که کتاب‌کتابخانهٔ همه‌فیزیکدانان هسته‌ای به‌ویژه آزمایشگران هسته‌ای باشدو دانشجویان عزیز نیز بتوانند در رفع سئوالها و مشکلات خود از آن استفاده کنند .

در خاتمه ، برخود لازم می‌دانم از زحمات زیادی‌که‌خانم شادمهری در تایپ و تنظیم کامل کتاب‌کشیده‌ماندصمیمانه تشکرکنم . همچنین از آقای سالارپور مدیرداخلی و فنی موسسه که در زمینه امور-فنی کتاب نهایت همکاری را داشته‌اند سپاسگزاری می‌نمایم .

بدیهی است تذکرات خوانندگان گرامی و علاقمند در مورد لغزشهای کتاب موجب امتنان خواهد بود ، باشد که هیچ رنجی بی‌اجر و هیچ خدمتی بی‌سپاس نماند .

فرهاد رحیمی
استادیار فیزیک دانشگاه فردوسی
مشهد ، مردادماه ۱۳۵۴

پیشگفتار مؤلف

این کتاب بعضی از اصول فیزیک هسته‌ای را در سطحی که برای دانشجویان دورهٔ لیسانس فیزیک یا مهندسین هسته‌ای مناسب است، عرضه می‌کند. همچنین مطالب آن برای دانشجویان سایر رشته‌ها که می‌خواهند درک عمیقتری از فیزیک هسته‌ای داشته باشند مناسب است.

کتاب براساس سیستم ثلثی (تقریباً" دوماه و نیم) در فیزیک هسته‌ای برای دانشجویانی تنظیم شده است که واحدهای فیزیک عمومی، ریاضیات عمومی، معادلات دیفرانسیل و مبانی فیزیک اتمی را گذرانده باشند.

روش اساسی کتاب در عرضهٔ مقدار محدودی اطلاعات تجربی است تا خواننده به‌کمک مفاهیم کوانتومی بتواند جنبهٔ فیزیکی آنرا درک کند. همچنین تا حدی که جایز باشد یک بحث مقدماتی براساس نظریه‌های کلاسیک داده شده است.

چون اغلب دانشجویان مبتدی در فیزیک هسته‌ای در اثر زیادی و تنوع مطالب تجربی و نظری دچار سردرگمی و دلسردی می‌شوند، لذا سعی شده است تا حد امکان با شرح مفصل مفاهیم مهم و ارائهٔ روشی یگانه براساس مدل لایه‌ای هسته، از این گرایشها احتراز شود. همچنین درجایی که مفید باشد مقایسه‌هایی بین پدیده‌های اتمی و هسته‌ای انجام شده است.

این کتاب با توضیح مختصری از مفاهیم هسته‌ای شروع می‌شود و سپس توصیف ساختار هسته، زیربنای اصلی را تشکیل می‌دهد. به‌دنبال آن اصولی از مکانیک کوانتومی که در فهم فیزیک هسته‌ای مؤثرند آمده است. گرچه مباحث مربوط به واپاشی پرتوزا و واکنشهای هسته‌ای جنبه‌های نوینی را آشکار می‌سازند، معذالک این مطالب تا حدامکان طوری تنظیم شده‌اند تا به‌صورت گسترشی از مفاهیم ساختار هسته‌ای در نظر آیند، و یک پارچگی مطالب کتاب رعایت شود. مطالعهٔ روشهای آشکارسازی تابشهای هسته‌ای، احتیاج به‌دانستن برهم‌کنشهای تابشهای

هسته‌ای با ماده دارد که به‌طور مختصر آورده شده‌اند.

مطالب این‌کتاب برای یک نیمسال تحصیلی مناسب‌است‌ولی می‌توان باحذف‌پیوست مربوط به‌سیستم دونوکلئونی و مقدمهٔ مکانیک کوانتومی و یا برهم‌کنش تابشهای هسته‌ای آنرا دریک دورهٔ سه‌ماهه (ثلثی) تدریس کرد. زمینه‌ای که ازمطالعهٔ این‌کتاب‌عاید خواننده‌می‌شود، او را قادرمی‌سازد تا مطالعهٔ‌کاملتری را درمورد شتابدهنده‌های هسته‌ای، کاربردهای شکافت، همجوشی‌و فیزیک ذرات بنیادی دنبال کند. در پایان هرفصل مسائلی در سطوح مختلف آورده شده‌اند تا مطالب متن درسی را روشنتر کند. همچنین کلیهٔ اطلاعات جدولبندی‌شده یا نموداری موردنیاز برای حل مسائل در کتاب داده شده‌اند.

در تنظیم این کتاب، از نظرات متخصصین مختلف، بخصوص پروفسور مارچم و همچنین انتقادهای دانشجویان استفاده شده‌است. در اینجا لازم‌است از "ماریون‌میدل‌تون که به‌طور بسیار دقیق و استادانه‌ای در تهیه و چاپ کتاب کمک کرده‌اند تشکر کنم. از همسر عزیزم نیز که صبورانه این فرصت را به‌من داد سپاسگزارم.

والتر می‌یرهوف

فصل ۱

مفاهیم اساسی هسته‌ای

۱ـ۱ مقدمه:

مطالعات فیزیک هسته‌ای در اطراف دو مسئله اساسی دور می‌زند: نخست سعی می‌شود به خصوصیات نیرویی که اجزای یک هسته را متصل به هم نگه می‌دارد پی برده شود. سپس کوشش می‌شود رفتار سیستمهای چند ذره‌ای، مانند چند دین هسته، توجیه شوند. این دو مسئله به هم مربوطند، زیرا خواص سیستمی متشکل از بسیاری ذرات، تا حد زیادی توسط نیرویی که ذرات را به هم متصل می‌کند تعیین می‌شود. از طرفی چون ذرات بسیاری در برهم‌کنش هستند، به سادگی سایر جنبه‌های سیستمی از این نوع آشکار می‌شوند.

فیزیکدانها می‌توانند سیستمهای چند ذره‌ای را فقط در محدودهٔ رشته تقریبهای معینی توضیح دهند که توسط واقعیت تجربی خاصی که آنها درپی توجیه آن هستند تعیین می‌شود. مثلاً، اغلب برای توضیح رفتار یک مقدار گاز کافی است از قوانین گازها (قانون بویل، چارلز ...) استفاده کرد، ولی این قوانین تفصیلات جنبش مولکولی را که برای توصیف رسانایی گرمائی گاز لازم است شامل نمی‌شود. در مورد هسته‌ها، این توصیفهای تقریبی را "مدل" می‌نامیم. بیشتر بحث ما در این کتاب مبتنی بر چنین مدل‌هایی است، که هرکدام فقط برای گسترهٔ محدودی از شرایط تجربی مناسب است.

گرچه پیشرفت تاریخی فیزیک هسته‌ای را در اینجا مطرح نخواهیم کرد، معذالک بعضی از درخشانترین وقایع را در جدول ۱ـ۱ عرضه می‌کنیم.

عموماً "کشف پرتوزایی را به بکرل[1] (۱۸۹۶) نسبت می‌دهند. وی به‌طور اتفاقی به‌تیره‌شدن یک صفحهٔ حساس عکاسی درمجاورت نوعی سنگ معدن پی برد. پی‌یر و ماری کوری

---

۱ ـ مراجع مربوط به مقالات اصلی را می‌توانید در کتابنامهٔ انتهای این کتاب بیابید.

جدول ۱–۱ : برخی از وقایع درخشان در پیشرفت فیزیک هسته‌ای

کشف پرتوزایی توسط بکرل	۱۸۹۶
مدل اتمی راترفورد	۱۹۱۱
کشف ایزوتوپها توسط تامسون	۱۹۱۲
تبدیلات هسته‌ای القائی (راترفورد)	۱۹۱۹
کاربرد مکانیک کوانتومی در پرتوزایی :	
واپاشی آلفا (گاموف، گرنی و کندن)	۱۹۲۸
واپاشی بتا (فرمی)	۱۹۳۴
کشف نوترون توسط چادویک	۱۹۳۲
فرضیهٔ n-p (هایزنبرگ)	۱۹۳۲
کشف پوزیترون توسط آندرسن	۱۹۳۲
نقش مزونها در نیروهای هسته‌ای (یوکاوا)	۱۹۳۵
کشف مزون μ (آندرسن و نرمی‌بر)	۱۹۳۶
کشف مزون π (پاول)	۱۹۴۶
ناپایستگی پاریته در واپاشی بتا (لی و یانگ)	۱۹۵۶

در سال ۱۸۹۸ موفق شدند مادهٔ پرتورایی (رادیوم) را به‌طور شیمیایی از سنگ معدن آن جدا کنند. بزرگترین شناخت از پرتورایی توسط راترفورد و همکارانش به‌عمل آمد. آنها پیشنهاد کردند که پرتوزایی باید سبب تغییر در مواد شیمیائی شود (۱۹۰۳) و به تفصیل در طبیعت تابشها تحقیق کردند. دراین بررسیها، به‌وجود سه‌نوع تابش پی بردندکه آنها را آلفا، بتا و گاما نامیدند. وقتی معلوم شد که تابش آلفا ازاتمهای بونیدهٔ هلیوم تشکیل شده است، زمینه برای راترفورد آماده شد تا آزمایشهای مربوط به‌پراکندگی ذرات آلفارا که توسط گایگرومارسدن در (۱۹۰۹) انجام شده بود، تفسیر کند. راترفورد نشان داد (۱۹۱۱) که توجیه آزمایشهای پراکندگی فقط با این فرض میسر است که اتم دارای‌یک هستهٔ وزین با بارمثبت و قطری ($\approx 10^{-12}$ cm) خیلی‌کوچکتراز قطر اتم ($\approx 10^{-8}$ cm) باشد، و الکترونها هسته‌اتم رااحاطه‌کرده‌باشندمیسر است. (در یک اتم خنثی تعداد الکترونها برابر تعداد بارهای مثبت هسته‌است). اولین مدل سازگار با حرکت الکترونهای اتم توسط بوهر (۱۹۱۳) ابداع شد.

بعداز آنکه نوترون توسط چادویک (۱۹۳۲) کشف شد، جزئیات اجزاء تشکیل دهندهٔ هسته روشنتر شد. و بالاخره منجر به فرض هایزنبرگ مبنی بر تشکیل هسته از نوترون و پروتون گردید (۱۹۳۲). در آن زمان، نیز، کوششهایی جهت درک نیروی هسته‌ای به‌عمل آمد. بطور تجربی معلوم شد که نیروی هسته‌ای حتی قویتر از هر نیروی شناخته شده‌ای در آن زمان، نظیر نیروی الکتریکی یا گرانشی، است و برد آن نیز بسیار کوتاهتر است. با درنظر گرفتن پیشنهاد هایزنبرگ مبنی براینکه نیروی هسته‌ای ناشی از تبادل ذراتی بین اجزاء هسته است، یوکاوا نشان داد (۱۹۳۵) که اگر ذرات تبادلی به‌قدر کافی سنگین باشند، می‌توان ویژگیهای اصلی نیروی هسته‌ای را توضیح داد. این ذرات تبادلی، که اکنون مزون نامیده می‌شوند، بعدها در تابشهای کیهانی[۲] کشف شدند.

در حال حاضر مسائل اساسی فیزیک هسته‌ای، که در آغاز این بخش بدانها اشاره کردیم، به‌طور اصولی، هرچند نه‌به‌طور مشروح و دقیق، حل شده‌اند. ما اکنون می‌دانیم که نیروی هسته‌ای دارای چه ویژگیهایی است. در یک کلام، این نیرو خیلی پیچیده است. همچنین ارتباط خصوصیات مدلهای هسته‌ای با نیروی هسته‌ای توضیح داده شده‌اند. معذالک مسائل نظری زیادی بدون جواب مانده است. از لحاظ تجربی، به‌تدریج که ابزار تحقیق دقیقتر می‌شوند، خصوصیات غیرمنتظره‌ای از هسته‌ها کشف می‌شود.

۱-۲ خواص اساسی هسته :

هسته‌ها دارای بعضی خواص مستقل از زمان مانند جرم، اندازه، بار، تکانهٔ زاویه‌ای ذاتی (که اغلب اسپین خوانده می‌شود)، و بعضی خواص وابسته به‌زمان مانند واپاشی پرتوزا و تبدیلات هسته‌ای مصنوعی (واکنشهای هسته‌ای) هستند. هسته‌ها همچنین دارای حالتهای برانگیخته می‌باشند، که انرژی آنها معمولاً "جزء اولین رده از خواص بررسی می‌شود، اما واپاشی آنها یکی از انواع واپاشی پرتوزاست. برای داشتن یک دیدکلی از این موارد، هریک از خواص را به‌طور خلاصه ذکر می‌کنیم و در فصلهای بعد توضیحات بیشتری ارائه خواهیم کرد.

---

۲ ــ تاریخچهٔ مفصلتری در مورد گسترش فیزیک هسته‌ای را می‌توانید در کتاب Burcham ۱۹۶۳ قسمت ۱ــ۱ پیدا کنید.

۱ـ۲ ـ الف) جرم و بار هسته:

روشهای شیمیایی اولیه درموردمقایسهٔ جرمی، فرمول تقریبی زیر را به‌دست داده بود (پروت ۱۸۱۵)

$$M \approx \text{عدد صحیح} \times M_{\mathrm{H}} \qquad (۱-۱)$$

که در آن M = جرم یک اتم معین

M_{H} = جرم یک اتم هیدرژن

اکنون عددصحیح را " عددجرمی " می‌نامند و آنرا باحرف (A) نشان می‌دهند. بااستفاده از پراگندگی پرتو x، بارکلا (۱۹۱۱) نشان داد که تعداد (Z) الکترونهای اتمی، و درنتیجه تعدادبارهای مثبت هسته، برابر عدد جرمی A نیست. این مطلب، اولین‌فرضیه در مورد ساختار هسته را، مبنی براینکه هسته‌ها از A پروتون و $(A-Z)$ الکترون مقیددرست شده‌اند، معقول جلوه‌می‌داد. معذالک، همانطور که فوقا"اشاره شد، کشف نوترون (چادویک ۱۹۳۲) هایزنبرگ را برآن داشت (۱۹۳۲) که پیشنهاد کند پروتون و نوترون، اجزاء متشکلهٔ اساسی تمام هسته‌ها می‌باشند. امروزه دیگر در صحت این مطلب شکی وجود ندارد ولی فقط می‌توان آنرا براساس مکانیک کوانتومی درک کرد. ذیلا" مثال بارزی در این مورد ذکر خواهد شد. طبق فرضیهٔ نوترون ـ پروتون انتظار می‌رود که جرم یک اتم برابر باشد با

$$M \approx ZM_{\mathrm{H}} + NM_n \qquad (۱-۲)$$

که در آن Z = تعداد پروتونها در هسته (عدد اتمی)

N = تعداد نوترونها در هسته (عدد نوترونی)

M_n = جرم نوترون

کشف اتمهای مختلف باخواص شیمیایی یکسان اما جرمهای مختلف (ایزوتوپ‌ها) توسط تامسون (۱۹۱۲) باعث شد که در تعیین دقیق جرم اتمها با هسته‌ها کوششهای بیشتری به‌عمل آید. این شاخهٔ تخصصی از فیزیک هسته‌ای، که آستون (۱۹۱۹) پیشگام‌آن بود به‌طیف سنجی جرمی معروف است. اهمیت آن در این واقعیت نهفته است‌که از اندازه‌گیریهای دقیق جرم می‌توان اطلاعات زیادی در بارهٔ نیروهای هسته‌ای و ساختار هسته به‌دست آورد. این مطلب را در فصل دوم مورد بحث قرار خواهیم داد. در آنجا ملاحظه خواهیم کرد که اختلافی بین طرف چپ و راست معادلهٔ ۱ـ۲ وجود دارد، که معرف

انرژی بستگی هسته‌ای است .

۱ ــ ۲ ب) اندازهٔ هسته:

پس ازاینکه تامسون الکترونهای اتمی را کشف کرد ، بزودی اولین مدل مفصل اتمی را ،که از مدل مبتنی برنظریهٔ جنبشی (کرهٔ سخت‌بودن ذرات) فراترمی‌رفت ، پیشنهاد نمود (۱۹۰۰) . در مدل تامسون فرض می‌شد که الکترونها در میان بارهای مثبت سنگینی باابعاد اتمی حدود 10^{-8} cm شناورند . برطبق این مدل هرذرهٔ با سرعت زیاد می‌توانست فقط توسط پدیدهٔ پخش[۳] در مادهٔ جامد نفوذ کند . ولی چندسال بعد آزمایشهای پراکندگی ذرات آلفا توسط برگهای طلا (گایگرومارسدن ۱۹۰۹) نشان داد که " پراگندگی به‌عقب " خیلی بیش از آنی است که فرایند پخش مجاز می‌داشت . راترفورد متذکر شد که این امر ناشی از وجود یک هستهٔ اتمی بسیار کوچک (خیلی کوچکتر از 10^{-8} cm) است،که به‌سادگی یک نیروی الکتریکی (کولنی) بر ذرهٔ آلفا وارد می‌کند ؛ وی سپس از روی آن قوانین پراکندگی[۳] را به‌دست آورد . اندازه‌گیریهای بعدی نشان داد که این قانون درموارد زیر صادق نیست

۱ ــ انرژی جنبشی ذرهٔ آلفا بسیار زیاد باشد .

۲ ــ عدد اتمی ماده پراکننده بسیار کم باشد .

از روی انرژیهای بحرانی T_α و عدد اتمی Z متناظر ،که در آن قانون پراکندگی اعتبار خود را ازدست می‌دهد ، می‌توان شعاع هسته پراکننده را تخمین زد، ناچاریم فرض کنیم که اگر فاصلهٔ جدایی بین ذرهٔ آلفا و مرکز پراکننده کمتر از این شعاع بشود ، نیروهای هسته‌ای که بسیار قویتراز نیروی کولنی هسته ، که برای به‌دست‌آوردن قانون پراکندگی به‌کارمی‌رود ، وارد عمل می‌شوند .

هنگامی‌که یک ذرهٔ آلفا در فاصله بسیار دوری از یک هستهٔ معین‌است، فقط دارای انرژی جنبشی T_α است . نزدیکترین فاصلهٔ ذرهٔ آلفا با هستهٔ هدف در یک برخورد شاخ به‌شاخ است . در این حال ، اگر از پس‌زنی هسته هدف صرفنظر کنیم ، ذرهٔ آلفا فقط دارای انرژی پتانسیل خواهد بود . بنابراین ، با استفاده از پایستگی انرژی خواهیم داشت

$$T_\alpha = \frac{2eZe}{D} \qquad \text{(دریکاهای الکتروستاتیکی)} \qquad (۱-۳)$$

که در آن $2e$= بار ذرهٔ آلفا ($e = 4/80\times10^{-10}$ esu)[۴]

---

۳ ــ مختصری از این قوانین در قسمت (۵ ــ ۴ــ ج) آمده است .

۴ ــ برای مقادیر دقیق بعضی از ثابتهای فیزیکی پیوست "د" را ملاحظه کنید .

Ze = بار هستهٔ پراکننده

D = نزدیکترین فاصله

$$D = \frac{2Ze^2}{T_\alpha} \qquad (۴-۱)$$

مثلاً" ، ذرات آلفای با انرژی بیش از ۲۵ Mev ($1\,\text{Mev} = 1/60 \times 10^{-6}\ \text{ergs}$) به‌هنگام پراکنده‌شدن از اورانیوم انحرافهایی را از پراکندگی خالص کولنی نشان می‌دهند . در آن مورد

$$D = \frac{2 \times 92 \times (4.8 \times 10^{-10})^2}{25 \times 1.6 \times 10^{-6}}$$

$$\approx 10^{-12}\ \text{cm} = 10\ \text{F} \qquad (1\ \text{F} = 1\ \text{fermi} = 10^{-13}\ \text{cm})$$

آزمایشهای دقیقتر ، با بهره‌گیری از پراکندگی ذرات هسته‌ای دیگر و الکترونها ، نشان داده‌اند که شعاعی که در آن آثار هسته‌ای ظاهر می‌شود از رابطهٔ تقریبی زیر به‌دست می‌آید

$$R = R_0 A^{1/3} \qquad (۵-۱)$$

که در آن R_0 موسوم به" ثابت شعاع" و دارای مقادیر زیر است

$$R_0 \approx \begin{cases} 1/4\ \text{F} & \text{برای پراکندگی ذرات هسته‌ای از هسته‌ها} \\ 1/2\ \text{F} & \text{برای پراکندگی الکترون از هسته‌ها} \end{cases}$$

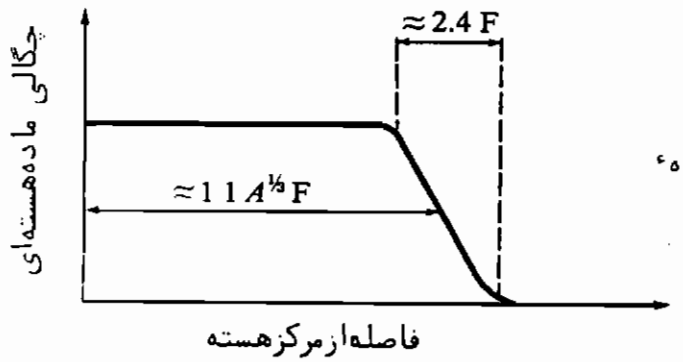
علت اختلاف بین این دومقدار چنین است : در پراکندگی الکترون ، ما موضع بارهای مثبت (نقطه‌ای) مربوط به‌پروتونهای هسته‌را تعیین می‌کنیم ،و حال آنکه درپراکندگی ذرات‌هسته‌ای اندازهٔ مربوط به ناحیهٔ‌ایجادکنندهٔ نیروی هسته‌ای را که بر ذره اثر می‌گذارد تعیین‌می‌کنیم. این مطلب می‌رساند که نیروی هسته‌ای ازناحیه‌ای که مربوط به‌بار (یاجرم)است‌فراتر می‌رود و هسته را بزرگتر از آنچه که هست جلوه می‌دهد . گسترش نیرو به‌ورای توده هسته‌ای حدود ۱ F است که به‌وسیلهٔ برد نیروی هسته‌ای تعیین می‌شود .

شکل سادهٔ معادلهٔ (۱—۵)را می‌توان به‌فرض اینکه‌هسته،مجمعی‌کروی‌از A ذره‌سخت

---

۵ ــ مقادیر دقیق برخی ضرایب تبدیل در پیوست (د) درج شده‌اند .

حاصل باشد به‌دست آورد. دراین مورد، حجم هسته متناسب با A و شعاع هسته متناسب با $A^{1/3}$ است. این مدل ساده، اگر چه ازبعضی جهات صحیح‌است، معذالک بیش از حد تقریبی است. آزمایشهای دقیق پراکندگی الکترون (هوفشتاتر ۱۹۵۳) نشان می‌دهند که توزیع چگالی هسته‌ای دارای یک لبهٔ تیز در شعاع R نیست، بلکه تقریبا" دارای شکل (۱–۱) است. با این‌همه، موضوع شعاع هسته‌ای غالبا" مفید است. مثلا"، درمورد $U-^{238}$ شعاعی‌که از فرمول (۱–۵) به‌دست می‌آید برابر $R = 9\,F$ است که به‌خوبی با مقداری که از عبارت (۱–۴) برای D پیش‌بینی می‌شود مطابقت می‌کند.



شکل ۱ – ۱ توزیع چگالی مادهٔ هسته‌ای در یک هسته.

۱ – ۲ – ج) تکانهٔ زاویه‌ای ذاتی هسته:

تکانهٔ زاویه‌ای[۶] هسته یک کمیت مهم است زیرا، همانطورکه خواهیم دید، ساختار هسته‌های مرکب را محدود می‌کند و بر کلیهٔ خواص دینامیکی هسته تأثیر می‌گذارد. در این بخش فقط جزئیات اندکی ازتکانهٔ زاویه‌ای یک‌سیستم ذرات را مورد بحث قرار خواهیم داد

به‌طریق تجربی‌و ازروی قوانین مکانیک‌کوانتومی معلوم شده‌است‌که نوترون و پروتون مانند الکترون دارای تکانهٔ زاویه‌ای ذاتی $\frac{1}{2}\hbar$ هستند ($\hbar$ مساوی است با ثابت پلانک h تقسیم بر 2π). چون تکانهٔ زاویه‌ای یک بردار است، تکانهٔ زاویه‌ای‌کل یک هسته، برداری است برابربا حاصل جمع برداری تکانه‌های زاویه‌ای ذرات متشکله آن. به‌طریق تجربی‌معلوم می‌شود که هسته‌های مرکب دارای تکانهٔ زاویه‌ای برابر با $I\hbar$ هستند، که در آن

برای هسته‌های با A ی زوج: I یک عدد صحیح (از جمله صفر) است.

برای هسته‌های با A ی فرد: I یک عدد صحیح (از جمله صفر) به‌علاوهٔ $\frac{1}{2}$ است.

---

۶ – تکانهٔ زاویه‌ای در پانوشت ۲ در انتهای بخش ۲–۲ تعریف شده‌است. تکانهٔ زاویه‌ای‌هسته را اغلب "***اسپین هسته‌ای***" می‌نامندهرچندکه شامل اسپین مداری و نیز اسپین‌ذاتی‌است.

مثلاً" ، هستهٔ دوتریوم H^2 دارای $I = 1$ و هستهٔ Li^7 دارای $I = \frac{3}{2}$ است .

برطبق قوانین مکانیک کوانتومی در مورد جمع‌کردن تکانه‌های زاویه‌ای ، هرسیستم شامل P ذره، اگر P زوج باشد دارای یک تکانهٔ زاویه‌ای (نسبت به‌مرکز جرمش) مساوی با یک عدد صحیح ضربدر $\hbar$ خواهد بود. و اگر P فرد باشد تکانهٔ زاویه‌ای آن برابر یک عدد صحیح به‌علاوه $\frac{1}{2}$ ضربدر $\hbar$ خواهد بود . این مطلب، هم در مورد الکترونهای اتمی صادق است و هم در مورد اجزاء متشکلهٔ هسته . بنابراین ، اگر هستهٔ H^2 از دو پروتون به‌علاوه یک الکترون ساخته شده بود (برای اینکه $Z = 1$ باشد) انتظار می‌رفت که I برابر $\frac{1}{2}$ یا $\frac{3}{2}$ باشد . ولی اگر هستهٔ H^2 از یک پروتون و یک نوترون تشکیل‌شده‌باشد انتظارداریم که I برابر صفر یا ۱ باشد؛ مقدار اخیر با تجربه سازگاراست . استدلالی مشابه‌برای هسته‌های دیگرنشان‌می‌دهدکه‌هسته‌ها نمی‌توانند متشکل از پروتون و الکترون باشند بلکه از پروتون و نوترون تشکیل شده‌اند[۷] .

در اینجا طریق اندازه‌گیری I را نمی‌آوریم همین قدر متذکر می‌شویم که طیفهای مولکولی و اتمی ، به‌میزان اندکی توسط آثار مغناطیسی ناشی از تکانهٔ زاویه‌ای هسته‌ای تعییر می‌کنند ، و مقدار I را اغلب می‌توان به‌این ترتیب به‌دست آورد[۸] . تبدیلات هسته‌ای نیز قویاً" تحت تأثیر تکانه‌های زاویه‌ای اولیه و نهایی سیستمها قرار می‌گیرند، زیرا این تبدیلات بایدقانون پایستگی تکانهٔ زاویه‌ای را حفظ کنند . این امر ، تعیین I را در بعضی مواردممکن می‌سازد .

۱ــ۲ ــ د) خواص دینامیکی هسته‌ها :

هسته‌ها ، مانند اتمها ، می‌توانند در حالتهای برانگیخته با انرژیهای معین باشند . گذارهای بین حالتهای برانگیخته با گسیل تابش الکترومغناطیسی (پرتوهای گاما) صورت می‌گیرد که کاملاً" مانند گسیل نور از اتمهاست ، اختلاف اصلی در این است که حالتهای انرژی اتمی با انرژیهایی حدود چند الکترون‌ولت از هم فاصله دارند ، در صورتی که فاصلهٔ بین حالتهای هسته‌ای حدود 10^4 تا 10^6 الکترون‌ولت است . همانطور که با مطالعهٔ طیفهای اتمی می‌توان ترازهای انرژی اتمی را مشخص کرد و به‌مدلهای اتمی رسید ، مطالعهٔ طیفهای پرتو گاما نیز منجر به‌مطالعهٔ حالتهای انرژی هسته‌ای و پیشنهاد مدلهای هسته‌ای می‌شود .

---

۷ ــ برای خلاصه‌ای از برهانهای دیگر در مورد فرضیهٔ نوترون ــ پروتون ، بخش ۹ ــ ۱ از Burcham ، ۱۹۶۳ را ملاحظه کنید .

۸ ــ Burcham ، ۱۹۶۳ ، فصل ۴ .

هسته‌ها همچنین می‌توانند به‌یگدیگر تبدیل شوند. بعضی ازتبدیلها خود به‌خود باگسیل‌الکترونهای مثبت یا منفی (پرتوهای بتا) یا باگسیل‌ذرات‌آلفا صورت‌می‌گیرد. تبدیلهای دیگررا می‌توان توسط بمبارانهای هسته‌ای القاءکرد. درتمام موارد تعداد کل نوکلئونها پایسته است. به‌علاوه، پایستگی برروی هم جرم و انرژی، پایستگی تکانهٔ خطی، و تکانهٔ زاویه‌ای نیز برقرار است. تا به‌حال نقض هیچ یک از این قوانین پایستگی دیده نشده‌است. این قوانین نقش مهمی در اغلب جنبه‌های فیزیک هسته‌ای بازی می‌کنند.

۱ ــ ۲ هـ) نامگذاری:

مانندهر رشتهٔ‌تخصصی دیگر، در این رشته نیز بعضی اسمها مصطلح است. درزیر مهمترین آنها را ذکر می‌کنیم:

ویژه هسته: یک هستهٔ خاص، با اعداد پروتونی (Z) و نوترونی (N) معین.

ایزوتوپها: ویژه هسته‌های با Z برابر و N مختلف.

ایزوتونها: ویژه هسته‌های با N برابر و Z مختلف.

ایزوبارها: ویژه هسته‌های باعدد جرمی A ی برابر $(A = Z + N)$

ایزومر: ویژه هستهٔ درحالت برانگیخته با نیمه عمر قابل اندازه‌گیری.

نوکلئون (هستک): نوترون یا پروتون.

مزونها: ذراتی با جرم بین جرم الکترون (m_0) و جرم پروتون (M_H). شناخته شده‌ترین مزونها عبارتند از مزونهای پی، $(\approx 270 m_0)$ که نقش مهمی را در نیروهای هسته‌ای بازی می‌کنند، ومزونهای مو، $(207 m_0)$ که در پدیده‌های پرتو ــ کیهانی مهم هستند.

پوزیترون: الکترون با بار مثبت به‌جرم m_0.

فوتون: کوانتوم تابش الکترومغناطیسی، که معمولاً به‌صورت‌نور، پرتو x، یا پرتوگاما ظاهر می‌شود.

یک ویژه هسته معین را با نمادی نظیر Li^7 ، $_3Li^7$ ، یا $_3Li^7_4$ مشخص می‌کنند، حروف، معرف عنصر هستند. شاخص بالای سمت راست معرف عدد جرمی A ، شاخص پایین سمت چپ معرف عدداتمی Z و شاخص پایین سمت راست بیانگر عدد نوترونی N می‌باشند. طبق قراردادهای جدید عدد جرمی اغلب به‌صورت شاخص پایین سمت چپ نوشته می‌شود، و نماد به‌صورت ^7Li ، ^7_3Li یا $^7_3Li_4$ در می‌آید. در این کتاب، هستهٔ برانگیخته‌را توسط نماد آن و با ستاره‌ای در گوشهٔ بالای سمت راست‌نشان می‌دهیم، مثل Li^{7*} .

مسایل

۱ ــ ۱ (الف) یک ذرهٔ آلفا باانرژی جنبشی T_α با یک هسته به‌عدد اتمی Z وعدد جرمی A برخورد شاخ به‌شاخ انجام می‌دهد. با درنظر گرفتن پس زنی هسته، نزدیکترین فاصلهٔ مجاورت را محاسبه کنید.

(ب) یک پروتون ۰/۲ Mev با یک ذرهٔ آلفای در حال سکون برخورد شاخ به‌شاخ انجام می‌دهد. نزدیکترین فاصلهٔ آن با هستهٔ آلفا چقدر است (برحسب F)؟

(ج) هرگاه یک ذرهٔ آلفا با پروتون درحال سکونی برخورد شاخ به‌شاخ انجام دهد، انرژی جنبشی آن باید چقدر باشد تا نزدیکترین فاصلهٔ مجاورت باحالت (ب) یکسان شود.

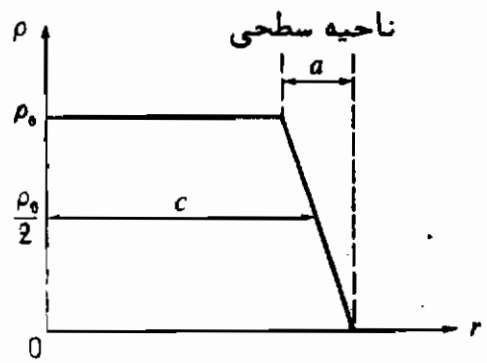
۱ ــ ۲ (الف) یک هسته به‌عدد جرمی A با گسیل یک پرتو گاما از یک حالت برانگیخته به‌حالت پایه می‌رود. اختلاف بین انرژی برانگیزش E و انرژی پرتو گاما E_γ، که ناشی‌از این واقعیت است که هسته پس می‌زند، چقدر است؟ (تکانهٔ فوتون با $p_\gamma = E_\gamma/c$ داده می‌شود. معادلات (۲ــ۱) و (۲ــ۳) را ملاحظه کنید).

(ب) هرگاه پرتوگامای فوق بوسیله‌هسته دیگری به‌عدد جرمی A جذب شودانرژی برانگیزش هستهٔ دوم چقدر است؟.

(ج) نتیجهٔ حاصل را درمورد هستهٔ Fe^{57} که یک پرتو گاما با انرژی kev ۱۴ گسیل می‌کند به‌کار برید.

۱ ــ ۳ هرگاه شعاع یک هسته توسط رابطهٔ (۱ــ۵) به‌ازاء $R_0 = 1.2\ F$ داده شود، چگالی مادهٔ هسته‌ای چقدر است؟ (الف) برحسب g/cm^3 (ب) برحسب نوکلئون بر F^3

۱ ــ ۴ فرض کنید چگالی نوکلئونها (ρ) در یک هسته بافاصلهٔ شعاعی (r) از مرکزهسته مطابق شکل زیرتغییرکند. چه کسری از نوکلئونها در ناحیهٔ سطحی هسته‌های Al^{27} و Te^{125} و Po^{216} قرار دارد در صورتی که $\rho_0 = 0.17\ F^{-3}$ و $c = 1.1\ A^{1/3}\ F$ باشد. (این مسئله را می‌توان بدون محاسبهٔ انتگرال مشکل حل کرد).



۱ ــ ۵ برای بحث در مورد بعضی از خواص هسته‌ای، بهتر است از ریشهٔ میانگین مربعی شعاع که به‌صورت زیر

$$R_{\text{rms}} = \left(\int_0^\infty \rho r^4 \, dr \Big/ \int_0^\infty \rho r^2 \, dr \right)^{\frac{1}{2}}$$

تعریف می‌شود استفاده‌کرد. الف) این مقدار را برای هسته‌ای با چگالی یکنواخت و برای هسته‌ای که چگالی آن از شکل مسئله (۱ــ۴) به‌دست می‌آید محاسبه کنید. ب) نتیجه حاصل را برای هسته $Te-125$ به‌کار برید.

۱ ــ ۶ درپیوست (الف ــ ۱) نشان داده شده است‌که چگالی نوکلئونها درهسته دوتریوم دارای یک وابستگی شعاعی به‌صورت $\rho = \rho_0 r^{-2} e^{-2\kappa r}$ است که در آن $\kappa^{-1} = 4.3\,\text{F}$: الف) ریشهٔ میانگین مربعی شعاع دو ترون را بااستفاده ازتعریف داده شده‌درمساله (۱ــ۵) محاسبه کنید. ب) ρ_0 را محاسبه کنید.

فصل ۲

ساختار هسته

۲ـ۱ مقدمه:

قبل‌ازمطالعهٔ ساختارهسته‌ها ، به‌بعضی‌تشابهات و اختلافات‌آنها باساختارالکترونی اتمهااشاره‌می‌کنیم . الکترونهای‌اتمی‌درمدارها ، یا به‌بیان صحیحتر ، در حالتهای‌انرژی ، که تابع قوانین مکانیک کوانتومی هستند ، آرایش می‌یابند . در هراتم الکترونها طبق **اصل طرد پاولی**[1] برروی چندین حالت توزیع می‌شوند . الکترونهای اتمی را می‌توان به‌حالتهایی که در وضعیت عادی اشغال نشده‌اند برانگیخت ، یا کاملا" از اتم خارج کرد . با استفاده از این پدیده‌ها می‌توانیم به‌ساختار الکترونی اتمها پی ببریم .

در هسته‌ها دو گروه ذرات شبیه به‌هم وجود دارند : پروتونها و نوترونها . شواهدی ارائه خواهیم کرد که نشان می‌دهد هرکدام از این گروه ذرات براثر محدودیتهای ناشی از اصل طرد پاولی به‌طور جداگانه برروی حالتهای انرژی معینی توزیع می‌شوند . هسته‌ها دارای حالتهای برانگیخته هستند ، می‌توان نوکلئونها را از هسته‌ها جدا کرد و یا به‌آنها افزود . اطلاعات زیادی در باره ساختار هسته را می‌توان از مطالعهٔ این پدیده‌ها به‌دست آورد .

الکترونها و نوکلئونها دارای تکانه‌های زاویه‌ای ذاتی هستند ، که **اسپین‌ذاتی** خوانده می‌شوند . مطالعه تکانه زاویه‌ای کل یک سیستم ذرات برهم کنشی ، جزئیات راجع به‌نیروهای بین این ذرات را منعکس می‌کند . مثلا" از جمع (برداری) ، یا جفت‌شدگی ، تکانه‌های‌زاویه‌ای الکترون دراتمها ، می‌توان پی به‌وجود نیرویی بردکه حرکت مداری اسپینی یک الکترون‌را در میدان الکتریکی هسته (**جفت‌شدگی اسپین ـ مدار**) به‌هم مربوط می‌سازد . در هسته‌ها نیز یک همبستگی بین حرکت مداری هرنوکلئون و اسپین ذاتی‌آن وجود دارد ، ولی منشاء آن‌با منشاء

---

۱ ـ (قسمت ۲ـ۵ ملاحظه شود)

مورد الکترون اتمی متفاوت است. بعلاوه، نیروی هسته‌ای بین دو نوکلئون قویاً بستگی به سمت‌گیری نسبی اسپین‌های آنها دارد.

ساختار هسته‌ها پیچیده‌تر از اتمهاست. در یک اتم، هسته مرکز جاذبهٔ مشترکی برای الکترونهاست، درحالی که نیروهای بین الکترونی عموماً نقش ثانوی را بازی می‌کنند، به‌علاوه، نیروی غالب (کولنی) به‌خوبی شناخته شده است. در هسته‌ها، مرکز جاذبه وجود ندارد. نوکلئونها توسط برهم‌کنشهای دستجمعی، که جزئیات آن بسیار مفصل است یکدیگر را نگه می‌دارند. بااین‌همه همان‌طور که خواهیم دید، بردکوتاه نیروهای هسته‌ای و اصل طرد پاولی عواملی هستند که، روی هم رفته، یک مرکز نیروی مؤثر برای هر نوکلئون به‌وجود می‌آورند. همچنین، الکترونهای اتمی معرف یک گروه از ذرات شبیه به‌هم هستند، در صورتی که در هسته‌ها دوگروه مختلف ذرات شبیه به‌هم وجود دارند. این مطلب ساختارهای خیلی متنوع‌تری را ممکن می‌سازد: تقریباً ۱۰۰ نوع مختلف اتم وجود دارد، ولی تاکنون خیلی بیش از ۱۰۰۰ نوع ویژه هستهٔ مختلف پیدا شده‌اند.

۲-۲ مبانی مکانیک کوانتومی[۲]:

بدون مفاهیم مکانیک کوانتومی نه می‌توان ساختار اتمی را فهمید و نه ساختار هسته‌ای را. بنابراین، ادامهٔ بحث فوق را موقتاً قطع می‌کنیم تا بعضی از پیامدهای معادلهٔ شرودینگر را که جایگزین معادلهٔ کلاسیک حرکت می‌شود، معرفی کنیم. جوابهای این معادله برای دو وضعیت ساده، مبنای فیزیکی درجوانب متعددی از ساختار هسته‌ای را روشن می‌سازد.

چون عقیده اصلی مکانیک کوانتومی بر پایهٔ موج دوبروی استوار است ابتدا مرور مختصری در این زمینه خواهیم داشت.

۲ - ۲ ـ الف) امواج دوبروی

بین سالهای ۱۹۰۰ تا ۱۹۳۰ چند آزمایش مهم انجام شد که نشان داد مکانیک کلاسیک مبتنی برقوانین حرکت نیوتونی، و الکترومغناطیس کلاسیک، استوار بر معادلات ماکسول، از توجیه رفتار اتمی وزیر اتمی ذرات عاجزند. به‌عنوان مثال، آزمایشهایی در زمینهٔ گسیل و جذب تابش الکترومغناطیسی نشان دادند که انرژی تابشی E_γ فقط می‌توانست به‌صورت بسته‌های

---

۲ - خوانندهٔ‌ایکه با مکانیک کوانتومی آشنائی دارد می‌تواند مستقیماً به آخر این بخش برود

انرژی، بنام **کوانتوم**، گسیل (پلانک ۱۹۰۱) یا جذب (اینشتین ۱۹۰۵) شود، نه به‌صورت پیوسته‌ای که معادلات ماکسوئل برای میدان الکترومغناطیسی پیش‌بینی می‌کرد. هر کوانتوم داری مقدار انرژی

$$E_r = h\nu \qquad (۱-۲)$$

است که در آن $(h = 6.62 \times 10^{-27}\ \text{erg-sec})$

h = ثابت پلانک.

ν = فرکانس تابش الکترومغناطیسی.

انرژی کوانتوم با رابطهٔ سادهٔ زیر به‌طول موج λ ی تابش الکترومغناطیسی مربوط است.

$$E_r\,(\text{به Mev}) = \frac{۱/۲۴۰}{\lambda\,(\text{به F})} \qquad (۲-۲)$$

پراکندگی پرتوهای x توسط الکترونهای اتمی (کامپتون ۱۹۲۳) به‌وضوح نشان دادکه تکانهٔ خطی p_r هر کوانتوم تابش الکترومغناطیسی توسط رابطهٔ زیر داده‌می‌شود

$$p_r = \frac{h}{\lambda} \qquad (۳-۲)$$

از این رو می‌توان تابشهای الکترومغناطیسی را به‌صورت فوتونهایی در نظر گرفت که دارای خواص مکانیکی ذره گونه است. دوبروی (۱۹۲۴) عکس این مطلب را در نظر گرفت، و پیشنهاد کرد که ذرات نیز باید دارای خواص موج گونه باشند. به‌فرض آنکه این "**موج دوبروی**" سینوسی باشد، فرکانس و طول موج آن توسط روابطی عکس روابط (۲-۱) و (۲-۳) به‌دست می‌آید.

$$\nu_d = \frac{W}{h} \qquad (۴-۲)$$

$$\lambda_d = \frac{h}{p} \qquad (۵-۲)$$

که در آن W انرژی کل[۳] نسبیتی ذره است.

$$W = mc^2 \qquad (۶-۲)$$

$$m = \frac{m_0}{(1 - v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad (۷-۲)$$

و p تکانهٔ خطی است.

$$p = mv \qquad (۸-۲)$$

در این روابط

m = جرم کل ذره، m_0 جرم سکون ذره، v سرعت ذره[۴] و c = سرعت نور است. برای بحثهای بعدی متذکر می‌شویم که

$$W = m_0c^2 + T \qquad (۹-۲)$$

که T انرژی جنبشی ذره است. برای $v \ll c$ داریم $T \approx \frac{1}{2}m_0v^2 = \frac{1}{2}p^2/m_0$. از معادلات ۲ـ۶ و ۲ـ۸ دیده می‌شود که

$$W^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4 \qquad (۱۰-۲)$$

که، به‌ازاء $m_0 = 0$، رابطهٔ بین E_r و p_r حاصل از معادلات (۲ ـ ۱) و (۲ـ۳) نتیجه می‌شود برای پروتون یا نوترون، در حالت $v \ll c$ با استفاده از رابطهٔ (۲ ـ ۵)، رابطهٔ بین طول موج دوبروی و انرژی جنبشی T عبارت است از

---

۳ ـ به‌منظور بررسی مقدماتی اثرات نسبیتی در مکانیک، کتاب Ruderman, Kittell, Knight ۱۹۶۵ جلد اول فصلهای (۱۰ تا ۱۲) را ملاحظه کنید. عبارت "انرژی کل" با دو معنی مختلف در این کتاب به‌کار می‌رود. انرژی کل نسبیتی، مجموع انرژی معادل جرم در حال سکون، انرژی جنبشی و انرژی پتانسیل (اگر وجود داشته باشد) است. انرژی کل غیرنسبیتی مجموع انرژیهای جنبشی و پتانسیل است.

۴ ـ در این کتاب بین سرعت، v (velocity)، که یک کمیت برداری است و تندی v (speed) که بزرگی سرعت است تمایز قائل خواهیم شد.

$$\lambda_d\,(\text{به F}) = \frac{۲۸/۶}{[T\,(\text{به Mev})]^{\frac{1}{2}}} \qquad (۲-۱۱)$$

آزمایشهای پراکندگی الکترون از بلورهای نیکل (داویسون و ژرمر ۱۹۲۷) دلیل محکمی برصحت فرضیهٔ دوبروی (۲–۵) بود، اما پیش از آن در ۱۹۲۶ شرودینگر یک معادلهٔ دیفرانسیل برای امواج کلی دوبروی، به‌جای اینکه فقط امواج سینوسی را در نظر بگیرد، پیشنهاد کرده بود.

با فرضیهٔ پلانک (۲–۱) و این فرض اساسی دیگرکه تکانهٔ زاویه‌ای **مداری** L الکترونهای اتمی کوانتیده[5] است، داریم

$$L = \text{عدد صحیح} \times \hbar \qquad (۲-۱۲)$$

بوهر (۱۹۱۳) مدلی برای اتم هیدرژن پیشنهاد کرد که توسط آن طیف گسیل نور هیدرژن اتمی توجیه شد. معادلهٔ شرودینگر تفسیر مجددی از مدل بوهر را ممکن می‌سازد و مبنای رضایتبخشی به‌رابطهٔ (۲–۱۲) می‌دهد.

۲–۲–ب) معادلهٔ شرودینگر

موج دوبروی را می‌توان به‌عنوان یک موج ریاضی درنظرگرفت که حرکت ذره‌را هدایت می‌کند (بورن ۱۹۲۶). دامنهٔ Ψی این موج تابعی از فضا و زمان است. اگرچه نمی‌توان معادلهٔ حاکم برموج را پیدا کرد، معذالک با دلایل قابل قبول می‌توان آنرا به‌مفاهیم آشنایی

---

۵ – در مکانیک کلاسیک تکانهٔ زاویه‌ای مداری ذره‌ای به‌جرم m_0 که حول یک مبداء ثابت با فاصله شعاعی ثابت r و تندی v حرکت می‌کند برابر است با m_0vr. به‌بیان عمومی‌تر، تکانهٔ زاویه‌ای مداری برداری است که توسط رابطهٔ زیر برای هر بردار شعاعی r و سرعت v مشخص می‌شود.

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times m\mathbf{v} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} \qquad (۲-۱۳)$$

برای یک سیستم ذرات تکانه زاویه‌ای مداری کل عبارت از **جمع برداری** تک تک تکانه‌ها است. می‌توان نشان داد برای سیستمی که تحت تاثیر گشتاور نیروی خارجی نیست (در صورتی که $v \ll c$ باشد) تکانهٔ زاویه‌ای مداری کل، خواه حول یک مبداء ثابت، خواه حول مرکز جرم سیستم، یک بردار ثابت است (ثابت از لحاظ طول، امتداد و جهت)

نظیر پایستگی انرژی مربوط ساخت. در این رابطه، متذکر می‌شویم که در مکانیک کلاسیک، قوانین حرکت نیوتون را نیز نمی‌توان به‌طور نظری پیدا کرد، بلکه این معادلات توصیفهایی از حقایق تجربی هستند.

معادلهٔ شرودینگر به‌صورت زیر است

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2\Psi + V\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} \qquad (۱۴-۲)$$

که در مختصات دکارتی

تابع موج ذره $= \Psi = \Psi(x,y,z,t)$

$$\nabla^2\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} \qquad (۱۵-۲)$$

انرژی پتانسیل ذره[۶] $= V = V(x,y,z,t)$

و $i = \sqrt{-1}$

اگر V مستقل از زمان باشد می‌توان متغیرهای فضا و زمان را با جایگذاری[۷]

$$\Psi = \psi(x,y,z)\tau(t) \qquad (۱۶-۲)$$

ازهم جدا کرد. با قراردادن در معادله (۲-۱۴) وتقسیم طرفین معادله بر $\psi\tau$ خواهیم داشت:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\frac{\nabla^2\psi}{\psi} + V = \frac{i\hbar}{\tau}\frac{d\tau}{dt} \qquad (۱۷-۲)$$

چون طرف چپ این معادله فقط به‌متغیرهای مکانی و طرف راست آن فقط به‌متغیرهای زمانی بستگی دارد، فقط وقتی معادله برای تمام نقاط فضا و در تمام زمانها برقرار است که طرفین آن برابر یک مقدار "**ثابت**" باشند. این ثابت را با حرف E نمایش می‌دهیم (در زیر خواهیم دید که

---

۶ ـ مطابق مکانیک کلاسیک، انرژی پتانسیل فقط در یک محدودهٔ ثابت اختیاری تعریف می‌شود. در این کتاب معمولاً V طوری تعریف می‌شود که مقدارش وقتی $x, y, z \to \infty$ برابر صفر باشد.

۷ ـ این یک روش عمومی برای حل بعضی از انواع معادلات دیفرانسیل با مشتقات جزیی است.

این ثابت همان انرژی‌کل غیر نسبیتی سیستم است) . از طرف راست معادلهٔ (۲ـ۱۷) نتیجه می‌شود که

$$\tau = Ce^{-i(E/\hbar)t} \qquad (۲-۱۸)$$

برای سهولت مقدار ثابت اختیاری C را برابر واحد می‌گیریم . طرف چپ معادلهٔ (۲ـ۱۷) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2\psi + V\psi = E\psi \qquad (۲-۱۹)$$

این معادله را **معادلهٔ مستقل از زمان شرودینگر** می‌نامند ،این معادله‌ای است که اغلب باآن سروکار خواهیم داشت .

برای تفسیر معادله ،فرض می‌کنیم که تابع موج ψ فقط به‌یک مختصه مثل x بستگی داشته باشد

$$\psi = \psi(x) \qquad (۲-۲۰)$$

این در صورتی است که V فقط تابعی از x باشد ، پس

$$\nabla^2\psi = \frac{d^2\psi}{dx^2} \qquad (۲-۲۱)$$

معادلهٔ (۲ـ۱۹) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -k^2\psi \qquad (۲-۲۲)$$

$$\psi = ae^{ikx} + be^{-ikx} \qquad (۲۴-۲)$$

ثابتهای اختیاری a و b ازروی شرایط حدی به‌دست می‌آیند. یک شکل خاص از معادلهٔ (۲–۲۴) تابع سینوسی

$$\psi = A \sin kx \qquad (۲۵-۲)$$

است که همان موج دوبروی می‌باشد که دربخش (۲–۲–الف) متذکرشدیم. بنابراین، عدد موجی k توسط رابطهٔ زیر به‌طول موج دوبروی مربوط می‌شود

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_d} \qquad (۲۶-۲)$$

و لذا تکانهٔ ذره برطبق رابطهٔ (۲–۵) عبارت است

$$k = \frac{p}{\hbar} \qquad (۲۷-۲)$$

جالب‌بودن معادلهٔ (۲–۲۷) هنگامی بیشتر می‌شود که ما آنرا در معادلهٔ (۲–۲۳) قراردهیم و قانون کلاسیک پایستگی انرژی را به‌دست آوریم

$$\frac{p^2}{2m_0} + V = E \qquad (۲۸-۲)$$

متذکرمی‌شویم که این قانون، درمکانیک کلاسیک، درصورتی به‌دست می‌آید که نیروهای موءثر بر ذره پایستار باشند یا، به‌عبارت دیگر، انرژی پتانسیل ذره مستقیماً" بزمان بستگی نداشته باشد. این فرض عیناً" در مورد عبارت (۲–۱۶) به‌کار رفت و از روی آن تمام معادلات متعاقب آن نتیجه شد. بنابراین، می‌توان معادلهٔ (۲–۱۹) را به‌عنوان هم‌ارز مکانیک کوانتومی قانون پایستگی انرژی در نظر گرفت.

می‌توانیم یک کمی جلوتر برویم و از رابطهٔ (۲–۱۸) فرکانس زاویه‌ای $\omega\ (= 2\pi\nu)$ تابع موج (نوسانی) را توسط رابطهٔ زیر به‌دست آوریم

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \qquad (۲۹-۲)$$

این رابطه متناظر با رابطهٔ دوبروی (۲–۴) است. دلیل اینکه E به‌جای W در رابطهٔ (۲–۲۸) می‌آید این است که معادلهٔ شرودینگر مانسته مکانیک کوانتومی غیرنسبیتی قانون انرژی است. جانشین مکانیک‌کوانتومی برای عبارت نسبیتی انرژی نیز معلوم است‌و در ۱۹۲۸ توسط دیراک کشف شد. بعضی از پیامدهای این معادله‌را دربخش (۳–۴–د) متذکر خواهیم شد.

۲ – ۲–ج) تفسیر Ψ، شرایط مرزی

ازجواب سادهٔ (۲ – ۲۴) می‌توان برای پیداکردن دونوع‌موجی‌که معادلهٔ شرودینگر در حالت مستقل بودن V از t به‌دست می‌دهد استفاده کرد: **امواج ایستاده** و امواج‌در **حال حرکت**. برای به‌دست آوردن امواج ایستاده، معادلهٔ (۲–۱۶) را به‌کمک (۲–۱۸)و(۲-۲۹) به‌شکل زیر می‌نویسیم

$$\Psi = (ae^{ikx} + be^{-ikx})e^{-i\omega t} \qquad (۲ - ۳۰)$$

که یادآورموج ایستاده روی ریسمانی‌است، که انحراف y ی آن از حالت تعادل عبارت‌است‌از

$$y = (a \sin kx + b \cos kx) \sin \omega t \qquad (۲ - ۳۱)$$

برای به‌دست آوردن امواج در حال حرکت، می‌نویسیم

$$\Psi = ae^{i(kx-\omega t)} + be^{-i(kx+\omega t)} \qquad (۲ - ۳۲)$$

که معرف یک موج سینوسی است که حرکت آن در جهت $(+x)$ به‌صورت

$$y = a \sin (kx - \omega t) \qquad (۲ - ۳۳)$$

و یک موج سینوسی دیگر که حرکت آن درجهت $(-x)$ به‌صورت

$$y = b \sin (kx + \omega t) \qquad (۲ - ۳۴)$$

است. برای پی‌بردن به‌اینکه یک تابع موج کلی Ψ، موجی ایستاده است یا درحال حرکت، می‌توان همیشه به‌علامت E توجه کرد. برای این‌منظور، وضعیت یک بعدی‌ای را در نظرگرفته و فرض می‌کنیم که نیروهای موءثر برذره فقط در ناحیهٔ محدودی از فضا گسترش داشته باشد، به‌طوری‌که

$$\begin{aligned} &|x| \to \infty \\ &V(x) \to 0 \end{aligned} \qquad (۳۵-۲)$$

از رابطهٔ (۲–۲۳) ملاحظه می‌شود که وقتی $|x| \to \infty$

$$k \to \left(\frac{2m_0E}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (۳۶-۲)$$

اگر $E > 0$ باشد، k یک کمیت حقیقی است. از این‌رو جوابهای معادلهٔ (۲–۲۲) را می‌توان در فاصلهٔ دور از مبداء به‌صورت (۲–۳۲) نوشت، به‌طوریکه Ψ یک جواب موج در حال حرکت باشد. به‌ازا $E < 0$، معادلهٔ (۲–۳۶) نشان می‌دهدکه درفواصل دورازمبداء، k موهومی خالص است، یعنی، $k \to i\kappa$ ؛ که κ یک کمیت حقیقی است. به‌این‌ترتیب، از رابطهٔ (۲–۲۴) داریم

$$\psi \to ae^{-\kappa x} + be^{+\kappa x} \qquad (۳۷-۲)$$

که در آن

$$\kappa = \left(\frac{2m_0|E|}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (۳۸-۲)$$

با جایگذاری در معادلهٔ

$$\Psi \to \psi(x)e^{-i\omega t} \qquad (۳۹-۲)$$

که $\psi(x)$ یک تابع حقیقی است و شکل ریاضی آن یک موج ایستاده است. بنابراین، Eی مثبت می‌رساند که درفاصله دوری از مرکز نیرو، Ψ یک موج درحال حرکت است، و Eی منفی مبین یک موج ایستاده است.

برطبق شرایط فیزیکی حاکم بر Ψ، که درزیر می‌آوریم، وقتی x به‌سمت $+\infty$ یا $-\infty$ میل می‌کند، درمعادله ۲–۳۷ مقادیر a یا b به‌ترتیب باید صفر باشند. چون درفاصلهٔ دوراز مرکز نیرو Ψ بینهایت کوچک می‌شود، معادلهٔ (۲–۳۹) می‌رساند که یک موج ایستاده معرف یک آشفتگی نوسانی **جایگزیده** است. بنابراین، حالت متناظر ذره را یک **حالت مقید** می‌نامیم. ازسوی دیگر، یک موج درحال حرکت، آشفتگی است که یا به‌طرف مرکز نیرو می‌آید یا ازآن دورمی‌شود، مانند آنچه که در پراکندگی ذرات یا پراش یک موج نوری توسط یک شکاف رخ می‌دهد.

پس از در نظر گرفتن فرایندهای مختلف پراکندگی براساس معادلهٔ شرودینگر، بورن (۱۹۲۶) پیشنهاد کرد که $\Psi(x,y,z,t)$ را باید به‌عنوان یک "شبح موج" در نظر گرفت

که حرکت ذره را هدایت می‌کند . وی دریافت که عبارت[۸]

$$\Psi^*\Psi\, dx\, dy\, dz = |\Psi|^2\, dx\, dy\, dz \qquad (۴۰-۲)$$

مبین احتمال پیداکردن ذره دریک عنصرحجم خاص $dx\,dy\,dz$ است . کمیت $|\Psi(x,y,z,t)|^2$ خود احتمال در واحد حجم پیدا کردن ذره در نزدیکی نقطه x, y, z است . ارتباط این مقدار با احتمال کلاسیک را در بخش (۲–۲–و) خواهیم آورد .

ازمعادلهٔ (۲–۱۶) وازمعادلهٔ (۲–۱۸) برای τ ملاحظه می‌کنیم که برای پتانسیلهای مستقل از زمان

$$|\Psi(x,y,z,t)|^2 = |\psi(x,y,z)|^2 \qquad (۴۱-۲)$$

بنابراین ، $|\Psi|^2$ در این حال مستقل از زمان است .

چون $|\Psi|^2$ یک احتمال فیزیکی است ، Ψ دارای خواص زیر است :

۱ ــ باید تک‌مقداری و در همه جا پیوسته باشد .

۲ ــ تمام مشتقات جزئی مرتبهٔ اول Ψ ، که به‌چگالی جریان یا شمار ذرات (تعداد ذرات از واحد حجم از واحد سطح مقطع) وابسته است ، باید پیوسته باشند .

۳ ــ Ψ هیچگاه نباید نامتناهی باشد .

۴ ــ اگر $V \to \infty$ ، باید $\Psi \to 0$ ، زیرا هر جملهٔ معادله (۲–۱۹) باید متناهی باقی بماند .

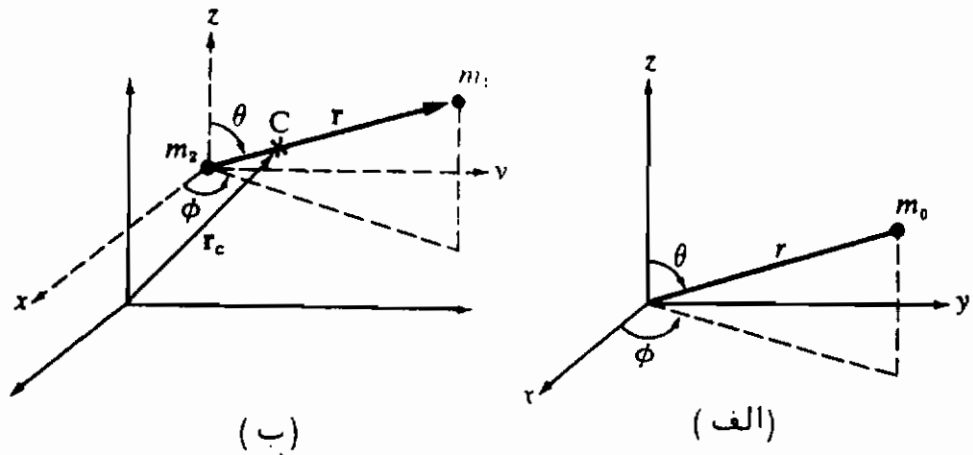
به‌علاوه ، برای ذره‌ای که در ناحیهٔ معینی از فضا جایگزیده است ، مثلاً" یک الکترون اتمی در اتم هیدرژن ، داریم

$$\int_{\text{تمام فضا}} |\psi|^2\, dx\, dy\, dz = 1 \qquad (۴۲-۳)$$

به‌طوریکه وقتی $r \to \infty$ ، برای هر حالت مقید $\psi \to 0$. معادلهٔ (۲–۴۲) را **شرط بهنجارش** می‌نامیم .

---

۸ ــ ستارهٔ شاخص بالا معرف مزدوج مختلط مقدار مورد نظر است . خطوط عمودی دلالت بر قدر مطلق می‌کنند. توجه کنید که $(a+ib)^*(a+ib) = (a-ib)(a+ib) = a^2+b^2 = |a+ib|^2$



شکل ۲ ــ ۱: مختصات کروی

الف) سیستم یک ذره‌ای ب) سیستم دوذره‌ای. مرکز جرم با C نشان داده شده‌است.

۲ ــ ۲ــد) معادلهٔ شرویندگر در مختصات کروی

بسیاری از پتانسیل‌های فیزیکی، نظیر پتانسیل کولنی، دارای تقارن کروی هستند. در این مورد، ثابت می‌شود که[۹] تابع موج عمومی را در مختصات کروی (r, θ, ϕ)، که در شکل (۲ــ۱ــالف) نمایش داده شده‌است، می‌توان به‌صورت مجزا نوشت

$$\psi(r,\theta,\phi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi) \qquad (۴۳ - ۲)$$

اعمال این شرایط که ψ باید در همه‌جا تک مقداری و متناهی باشد، Θ و Φ را به‌شکل زیر محدود می‌سازد

$$\Theta(\theta) = P_l^{(m)}(\cos\theta) \qquad (۴۴ - ۲)$$

$$\Phi(\phi) = e^{im\phi} \qquad (۴۵ - ۲)$$

که در آن $P_l^{(m)}$ = چند جمله‌ای وابستهٔ لژاندر[۱۰] از مرتبه l بر حسب $\cos\theta$

---

۹ ــ Schiff، ۱۹۵۵، مکانیک کوانتومی، بخش ۱۴ همچنین مسئله ۲ــ۷ را در انتهای این فصل ملاحظه کنید.

۱۰ ــ چند جمله‌ای‌های وابستهٔ لژاندر از پائین‌ترین مرتبه‌ها عبارتند از

$$P_0^{(0)} = 1;\ P_1^{(0)} = \cos\theta;\ P^{(\pm 1)} = (1 - \cos^2\theta)^{\frac{1}{2}} = \sin\theta.$$

l, m = اعداد صحیح (منجمله صفر) با $|m| < l$، که m مثبت یا منفی‌است، ولی l فقط مثبت است.

می‌توان نشان داد که اعداد صحیح l و m به‌تکانهٔ زاویه‌ای‌مداری $\mathbf{L}$ ذره (حول‌مبدأ) مربوطند. مقدار $\mathbf{L}$ برابر است با

$$L = [l(l+1)]^{\frac{1}{2}}\hbar \qquad (۴۶-۲)$$

و مؤلفهٔ z آن برابر است با $m\hbar$

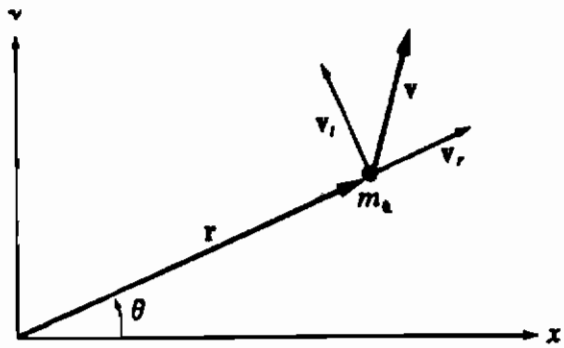
تابع شعاعی $R(r)$ در معادلهٔ (۲–۴۳) با رابطهٔ زیر مشخص می‌شود

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\frac{d^2u}{dr^2} + \left[\frac{l(l+1)\hbar^2}{2m_0r^2} + V(r)\right]u = Eu \qquad (۴۷-۲)$$

که در آن، جایگذاری

$$u = rR(r) \qquad (۴۸-۲)$$

به‌خاطر ساده‌کردن معادله صورت گرفته است. شکل عمومی معادله را می‌توان برپایهٔ مفاهیم کلاسیک درک کرد. برای این منظور، حرکت ذره‌ای را در یک میدان نیروی مرکزی[11] در نظر بگیرید. ذره در یک صفحه حرکت خواهد کرد. سرعت لحظه‌ای $\mathbf{v}$ ی ذره را به مؤلفه‌های



شکل۲ – ۲: حرکت‌کلاسیک یک ذره در یک میدان‌نیروی مرکزی صفحهٔ‌نشان‌داده شده، صفحه‌ای است‌که گذرگاه ذره در آن قرار دارد.

$\mathbf{v}_2$ و $\mathbf{v}_1$ که، به‌ترتیب، در امتداد و عمود بر بردار شعاع $\mathbf{r}$ هستند، همان‌گونه که در (شکل ۲ – ۲) نشان داده شده است، تجزیه می‌کنیم. از پایستگی انرژی داریم

---

۱۱ – در مکانیک کلاسیک، نوع پتانسیل با تقارن کروی موردتوجه در این بخش، مورد خاصی از میدان نیروی مرکزی است.

$$\tfrac{1}{2}m_0(v_r^2 + v_t^2) + V(r,\theta) = E \qquad (۴۹-۲)$$

که در آن $V(r,\theta)$ پتانسیل وابسته به‌میدان نیروی مرکزی است. چون هیچ گشتاور نیرویی نمی‌تواند از طرف نیروی مرکزی به‌ذره وارد شود، تکانهٔ زاویه‌ای مداری L ذره، یعنی

$$L = m_0 v_t r \qquad (۵۰-۲)$$

یک ثابت حرکت است. با حذف v_t بین معادلات (۲ – ۴۹) و (۲–۵۰) خواهیم داشت

$$\tfrac{1}{2}m_0 v_r^2 + \frac{L^2}{2m_0 r^2} + V(r,\theta) = E \qquad (۵۱-۲)$$

این معادله همان رابطه‌ای‌را با معادله (۲–۴۷) دارد که معادله (۲–۲۸) با (۲–۱۹) دارد. ملاحظه می‌کنیم که گذار از مکانیک کلاسیک به‌مکانیک کوانتومی، جایگذاری

$$L^2 \to l(l+1)\hbar^2 \qquad (۵۲-۲)$$

را موجه می‌سازد، که با رابطهٔ (۲–۴۶) سازگار است و می‌توان آنرا مستقیماً به‌دست آورد. جایگذاری (۲–۵۲) را چندین‌بار در این کتاب به‌کار خواهیم برد.

بعضی از ویژگیهای جوابهای شعاعی [معادلهٔ (۲–۴۷)]را در بخش(۲– ۵ –ب)مورد بحث قرار خواهیم داد. در اینجا فقط به‌این نکته اشاره می‌کنیم که این معادله برای مورد $l = 0$ (یا $L = 0$یعنی تکانهٔ زاویه‌ای مداری صفر) عبارت است از

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\frac{d^2u}{dr^2} + V(r)u = Eu \qquad (۵۳-۲)$$

که شکل **ریاضی** آن نظیر معادلهٔ یک بعدی (۲–۲۲) است. ازاین تساوی بعداً استفاده خواهیم کرد. بااین همه، متذکر می‌شویم که تعریف (۲–۴۸) برای u همواره ایجاب می‌کند که

$$u = 0 \qquad r = 0 \qquad (۵۴-۲)$$

زیرا $R(r)$ باید در همه‌جا متناهی باقی بماند (شرط ۳ از شرایط مرزی را در بخش۲–۲– ج ملاحظه کنید).

۲ ـ ۲ ـ هـ) معادلهٔ موج برای دو ذره تحت نیروهای متقابل

در مسائل فیزیک هسته‌ای، حرکت دوذره‌که فقط تحت تاثیر نیروهای متقابل قرار دارند، خیلی متداول است. بنابراین خوب است که روش کلاسیک جداسازی حرکت مرکز جرم و حرکت حول مرکز جرم را با جداسازی مکانیک‌کوانتومی مقایسه‌کنیم. اگر دو ذره به‌جرم m_1 و m_2 تحت اثر نیروهای متقابل $\mathbf{F}_1$ و $\mathbf{F}_2$ حرکت کنند، معادلات کلاسیک حرکت هریک‌از ذرات نسبت به‌یک مبداء ثابت عبارت است از

$$\mathbf{F}_2 = m_2 \frac{d^2\mathbf{r}_2}{dt^2} \qquad \mathbf{F}_1 = m_1 \frac{d^2\mathbf{r}_1}{dt^2} \tag{۲ – ۵۵}$$

که در آن

$$\mathbf{F}_1 = -\mathbf{F}_2 \tag{۲ – ۵۶}$$

با تعریف‌کردن مختصهٔ مرکز جرم توسط

$$\mathbf{r}_c = \frac{\mathbf{r}_1 m_1 + \mathbf{r}_2 m_2}{m_1 + m_2} \tag{۲ – ۵۷}$$

حرکت هردره را می‌توان نسبت به‌مرکز جرم سیستم بیان کرد. طبق شرط(۲–۵۶)، نیروی کل $\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2$ وارد بر سیستم $m_1 + m_2$ صفر است و لذا مرکز جرم با سرعت ثابت (بسرداری) حرکت می‌کند. درهٔ ۱ نسبت به‌مرکز جرم دارای بردار شعاعی

$$\mathbf{r}\frac{m_2}{m_1 + m_2} \tag{۲ – ۵۸}$$

است و ذرهٔ ۲ دارای بردار شعاعی $\mathbf{r}m_1/(m_1 + m_2)$ می‌باشد، در این حال

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \tag{۲ – ۵۹}$$

جدایی نسبی ذرات را بیان می‌کند. معادلهٔ حرکت $\mathbf{r}$ را می‌توان با جایگذاری عبارت

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_c + \mathbf{r}\frac{m_2}{m_1 + m_2} \tag{۲ – ۶۰}$$

در معادلهٔ (۲–۵۵)، به‌دست آورد. چون، ثابت $= d\mathbf{r}_c/dt$، داریم

$$\mathbf{F}_1 = M_0 \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} \qquad (۶۱-۲)$$

که در آن

$$M_0 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \qquad (۶۲-۲)$$

عبارت از جرم کاهش یافتهٔ سیستم است.

یک جداسازی حرکت را می‌توان نظیر آنچه در مورد کلاسیک دیدیم برای معادلهٔ شرودینگر نیز انجام داد. بدین منظور متذکر می‌شویم‌که برای دو ذره، معادلهٔ (۲-۱۹) به‌صورت زیر در می‌آید

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1}\nabla_1^2\psi - \frac{\hbar^2}{2m_2}\nabla_2^2\psi + V\psi = E\psi \qquad (۶۳-۲)$$

تابع موج ψ به $\mathbf{r}_1$ و $\mathbf{r}_2$ بستگی دارد، ولی برای نیروهای متقابل، V فقط به $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ بستگی دارد. با به‌کاربردن مختصات دکارتی، $\nabla_1^2\psi$ عبارت است از

$$\nabla_1^2\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2\psi}{dz_1^2} \qquad (۶۴-۲)$$

و همینطور برای $\nabla_2^2\psi$ عبارتی نظیر (۲-۶۴) خواهیم داشت. چون x_1 و x_2 توابعی از x_c و x هستند که توسط معادلات (۲-۵۷) و (۲-۵۹) مشخص می‌شوند، داریم

$$\frac{\partial\psi}{\partial x_1} = \frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial x_1} + \frac{\partial\psi}{\partial x_c}\frac{\partial x_c}{\partial x_1}$$

$$= \frac{\partial\psi}{\partial x} + \frac{\partial\psi}{\partial x_c}\frac{m_1}{m_1 + m_2} \qquad (۶۵-۲)$$

و

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x_1^2} = \frac{\partial}{\partial x_1}\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_1}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_1}\right)\frac{\partial x}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_c}\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_1}\right)\frac{\partial x_c}{\partial x_1}$$

$$= \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial x\,\partial x_c}\frac{2m_1}{m_1 + m_2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial x_c^2}\left(\frac{m_1}{m_1 + m_2}\right)^2 \qquad (۶۶-۴)$$

همچنین

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x_2^2} = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2\psi}{\partial x\,\partial x_c}\frac{2m_2}{m_1 + m_2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial x_c^2}\left(\frac{m_2}{m_1 + m_2}\right)^2 \qquad (۶۷-۲)$$

حال معادلهٔ (۲ـ۶۳) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

(۲ ـ ۶۸)

$$-\frac{\hbar^2}{2M_0}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right)-\frac{\hbar^2}{2(m_1+m_2)}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x_c{}^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y_c{}^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z_c{}^2}\right)+V\psi=E\psi$$

که در آن M_0 جرم کاهش یافته است و توسط رابطهٔ (۲ـ۶۲) مشخص می‌شود. چون V فقط به x, y, z بستگی دارد می‌توان متغیرها را در این معادله با جایگذاری

$$\psi(\mathbf{r},\mathbf{r}_c)=\psi_0(\mathbf{r})\psi_c(\mathbf{r}_c) \qquad (۲ ـ ۶۹)$$

جدا کرد. بعدا ز تقسیم بر $\psi_0\psi_c$ خواهیم داشت

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M_0}\frac{\nabla^2\psi_0}{\psi_0}+V\right]+\left[-\frac{\hbar^2}{2(m_1+m_2)}\frac{\nabla^2\psi_c}{\psi_c}\right]=E \qquad (۲ ـ ۷۰)$$

با تفکیک انرژی کل E به‌انرژی E_c حرکت مرکز جرم (c.m.) و انرژی E_0 نسبت به‌مرکزجرم، لازمهٔ اینکه کمیتهای داخل کروشه‌ها به‌مختصات مجزا بستگی داشته باشند این است که

$$-\frac{\hbar^2}{2M_0}\nabla^2\psi_0+V\psi_0=E_0\psi_0 \qquad (۲ ـ ۷۱)$$

و

$$-\frac{\hbar^2}{2(m_1+m_2)}\nabla^2\psi_c=E_c\psi_c \qquad (۲ ـ ۷۲)$$

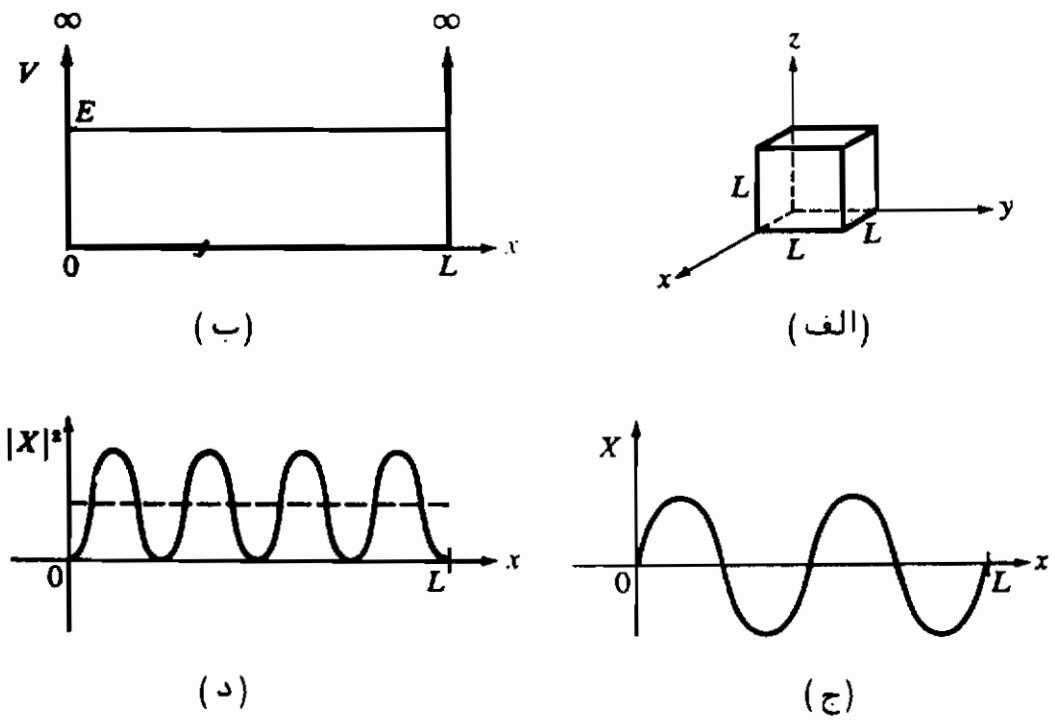
نخستین معادله از این معادلات از هرلحاظ شبیه معادلهٔ (۲ـ۱۹) برای یک ذرهٔ منفرد است و مانستهٔ مکانیک‌کوانتومی معادلهٔ انرژی، متناظر با معادلهٔ (۲ـ۶۱) است. معادلهٔ دوم مبین حرکت مرکزجرم باسرعت ثابت‌است. این مطلب را می‌توان از بحث متعاقب معادلهٔ (۲ـ۲۳) با صفر قراردادن V ملاحظه کرد.

در عبارتهای بعدی برای یک سیستم دوذره‌ای، شاخص پایین صفر راحذف‌خواهیم کرد. با این همه، همواره باید به‌خاطر داشته باشیم که در معادلهٔ شعاعی (۲ـ۴۷)، متناظر با معادلهٔ (۲ـ۷۱)، عبارت تکانه زاویه‌ای مداری $\hbar[l(l+1)]^{\frac{1}{2}}$ اکنون دلالت بر مجموع تکانهٔ زاویه‌ای مداری هردو ذره حول مرکز جرم می‌کند.

۲–۲–و) ذره در داخل یک جعبهٔ مکعبی بسته

حال معادلهٔ شرودینگر (۲–۱۹) را بر دو مسالهٔ ساده که خواص یک سیستم مکانیک کوانتومی نظیر هسته را تا اندازه‌ای برای ما روشن می‌کنند، اعمال می‌کنیم. مسالهٔ اول، یک ذره در یک جعبهٔ بسته، وضعیتی را وانمود می‌کند که در آن ذره در یک حالت مقید است، نظیر الکترون در یک اتم یا نوکلئون در یک هسته. مساله دوم راجع به باریکه‌ای از ذرات است

یک جعبهٔ بسته را باید توسط پتانسیلی نشان داد که مقدار آن بر روی دیواره‌ها نامتناهی است، زیرا ذره نمی‌تواند در خارج جعبه باشد و لذا ψ باید در هرجایی در خارج از جعبه صفر باشد (شرط ۴ از شرایط مرزی در بخش ۲–۲–ج را ملاحظه کنید). همانطوری که در شکل (۲–۳–ب) نشان داده شده است، برای سهولت مقدار V را در داخل جعبه برابر صفر می‌گیریم[۱۲]، با جایگذاری این مقدار در معادلهٔ (۲–۱۹) و همچنین قراردادن



شکل ۲–۳: ذره در یک جعبهٔ مکعبی بسته. (الف) موضع جعبه. (ب) شکل پتانسیل. E انرژی کل ذره است. (ج) شکل یک تابع موج نوعی در امتداد محور x ها ($n_x = 4$) (د) شکل چگالی احتمال مربوط به (ج). چگالی احتمال کلاسیک با خط چین نشان داده شده است.

---

۱۲ – به $V = 0$ مفهوم خاصی وابسته نیست. رک، پانوشت متعاقب معادلهٔ (۲–۱۵).

$$\psi(x,y,z) = X(x)Y(y)Z(z) \qquad (۲-۷۳)$$

می‌توان به‌سهولت متغیرها را از هم جدا کرد و رابطهٔ زیر را به‌دست آورد

$$\frac{1}{X}\frac{d^2X}{dx^2} + \frac{1}{Y}\frac{d^2Y}{dy^2} + \frac{1}{Z}\frac{d^2Z}{dz^2} = -k^2 \qquad (۲-۷۴)$$

که در آن k^2 برحسب انرژی E (ثابت) ، و جرم m_0 ذره با رابطهٔ زیر تعریف می‌شود

$$k^2 = \frac{2m_0E}{\hbar^2} \qquad (۲-۷۵)$$

هریک از سه جملهٔ طرف چپ معادلهٔ(۲-۷۴) به‌یک مختصهٔ مستقل متفاوت بستگی دارد . چون مجموع سه‌جمله برابر یک مقدار ثابت است ، هریک از آنها باید برابر با یک مقدارثابت باشد . به‌عنوان مثال، می‌توان نوشت

$$\frac{1}{X}\frac{d^2X}{dx^2} = -k_x^2 \qquad (۲-۷۶)$$

و نظیر این عبارت برای دوجملهٔ دیگر نیز وجود دارد ، بطوریکه ثابتهای متفاوت ، توسط رابطهٔ زیر به‌هم مربوط می‌شوند

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \qquad (۲-۷۷)$$

معادلهٔ (۲-۷۶)مشابه معادلهٔ (۲-۲۲) است و جواب آن عبارت است از

$$X = a_xe^{ik_xx} + b_xe^{-ik_xx} \qquad (۲-۷۸)$$

ثابتهای اختیاری a_x و b_x را توسط شرط مرزی ۴ از بخش (۲-۲-ج) تعیین می‌کنیم

$$X(0) = 0 \qquad X(L) = 0 \qquad (۲-۷۹)$$

با یادآوری اینکه $e^{is} = \cos s + i\sin s$ ، ملاحظه می‌کنیم که اولین شرط از شرایط فوق ایجاب می‌کند که

$$X = A_x \sin k_xx \qquad (۲-۸۰)$$

که در آن A_x یک ثابت اختیاری است، و شرط دوم k_x را به‌مقادیر زیر محدود می‌کند

$$k_x = \frac{n_x \pi}{L} \qquad (۸۱-۲)$$

که n_x یک عدد صحیح است. برای مطالعات بعدی تذکر این نکته حائز اهمیت است‌که فقط اعداد مثبت صحیح مورد نظرند. تغییر علامت n_x هم‌ارز با تغییر علامت ثابت اختیاری A_x درمعادلهٔ (۲–۸۰) است‌و از این رو تابع موج جدیدی ایجاد نمی‌کند. مقدار $n_x = 0$ را کنار می‌گذاریم، زیرا در آن مورد در همه‌جای جعبه $\psi = 0$ است، و بر طبق معادلهٔ (۲–۴۲) هیچ ذره‌ای نمی‌تواند در جعبه وجود داشته باشد.

با تعقیب همین روش برای جوابهای مربوط به y و z خواهیم داشت

$$Y = A_y \sin k_y y \qquad Z = A_z \sin k_z z \qquad (۸۲-۲)$$

که در آن

$$k_y = \frac{n_y \pi}{L} \qquad \text{و} \qquad k_z = \frac{n_z \pi}{L} \qquad (۸۳-۲)$$

با خلاصه‌کردن معادلات (۲–۸۰) و (۲–۸۲)، تابع موج‌کامل به‌صورت زیر درخواهد آمد

$$\psi = A \sin k_x x \sin k_y y \sin k_z z \qquad (۸۴-۲)$$

که در آن

$$A = A_x A_y A_z \qquad (۸۵-۲)$$

هر مؤلفهٔ این تابع، یک موج ساده دوبروی است. مثلاً، طول موج در جهت x برابر است با

$$\lambda_x = \frac{2\pi}{k_x} = \frac{2L}{n_x} \qquad (۸۶-۲)$$

این درست همان شرط ایجاد امواج ایستاده در جعبه است که گره‌هایی برروی جدارها دارد.

ثابت A در معادلهٔ (۲–۸۴) را می‌توان با شرط بهنجارش (۲–۴۲) به‌دست آورد.

$$1 = A^2 \int_0^L \sin^2 \frac{n_x \pi x}{L}\, dx \int_0^L \sin^2 \frac{n_y \pi y}{L}\, dy \int_0^L \sin^2 \frac{n_z \pi z}{L}\, dz \qquad (۸۷-۲)$$
$$= A^2 (\tfrac{1}{2}L)^3$$

(با اندکی تأمل ملاحظه می‌شود که هریک از انتگرالها مساوی $L/2$ است، زیرا مقدار متوسط تابع سینوسی مربعی بر روی یک نیم تناوب کامل برابر $\frac{1}{2}$ است. برای سهولت با انتخاب مقدار مثبت

$$A = (2/L)^{\frac{3}{2}} \qquad (۸۸-۲)$$

جواب بهنجار شدهٔ کامل به‌صورت زیر در می‌آید

$$\psi = \left(\frac{2}{L}\right)^{\frac{3}{2}} \sin\frac{n_x\pi x}{L} \sin\frac{n_y\pi y}{L} \sin\frac{n_z\pi z}{L} \qquad (۸۹-۲)$$

حال چگالی احتمال $|\psi|^2$ را با مقدار کلاسیک آن مقایسه می‌کنیم. ازنقطه‌نظرمکانیک نیوتونی، مسالهٔ ذره‌ای را بررسی می‌کنیم که درداخل یک جعبهٔ بسته، به‌دور از هر نیروی خارجی، و به‌طریق کاملا" کشسانی در حال جهش باشد. چنین ذره‌ای در همه‌جای داخل جعبه دارای یک تندی ثابت است، و از اینرو چگالی احتمال آن برابر $1/L^3$ می‌باشد. اما این درست مقداری است که $|\psi|^2$ به‌ازاء $n_x, n_y, n_z \to \infty$ پیدا می‌کند، زیرا در این‌صورت، به‌جای هرتابع سینوسی مربعی، می‌توان مقدار متوسط آن ($\frac{1}{2}$) را قرار داد (شکل ۲-۳-ج را ملاحظه کنید). این مطلب نمایشی از اصل همخوانی یا تطابق بوهر، (۱۹۲۳) است که برطبق آن وقتی اعداد کوانتومی سیستم، دراینجا n_x, n_y, n_z، خیلی بزرگ می‌شوند، مکانیک کوانتومی را می‌توان با مکانیک کلاسیک تقریبا" یکی گرفت.

شرایط مرزی (۲-۷۹) و معادلات مشابه‌برای Y و Z نه‌تنها شکل تابع موج بلکه انرژی Eی سیستم را نیز محدود می‌کند. با جایگذاری معادلات (۲-۸۱) و (۲-۸۳) در (۲-۷۷) و (۲-۷۵) خواهیم داشت

$$E = (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)\frac{\pi^2\hbar^2}{2m_0L^2} \qquad (۹۰-۲)$$

بنابراین، اعمال شرایط مرزی بر ψ، باعث کوانتش انرژی می‌شود. همچنین، متناهی‌بودن و تک مقداری بودن ψ (شرایط ۱ و ۳ از بخش ۲-۲ج) باعث کوانتش تکانهٔ زاویه‌ای مداری (بخش ۲-۲-د را ملاحظه کنید) می‌شود. اگر چه ممکن است این طریق **توصیف کوانتش** به‌نظر خواننده رضایت بخش نیاید ولی امکان این‌که بتوان درک بهتری توسط مانستگیها یا مفاهیم مبتنی بر فیزیک کلاسیک ارائه کرد، میسر نیست.

درجدول (۲–۱) و شکل (۲–۴) ، پائینترین ترازهای انرژی سیستم را برحسب یکای $\pi^2\hbar^2/(2m_0L^2)$ نمایش داده‌ایم . همانطور که فوقا" اشاره شد ، هیچ‌عدد کوانتومی نمی‌تواند مقدارصفر را داشته باشد و فقط اعداد مثبت کوانتومی موردنظرند ، بنابراین ، پائینترین‌تراز انرژی نمی‌تواند صفر باشد . نشان خواهیم داد که این مطلب موافق **اصل‌عدم قطعیت** (هایزنبرگ ۱۹۲۷) است .. در پائینترین‌تر از ، مؤلفهٔ x تکانهٔ خطی به‌مقدار تقریبی

$$\Delta p_x \approx 2p_x \qquad (۹۱-۲)$$

نامعین‌است ،زیرا جهت عبور ذره را نمی‌توان از روی تابع موج آن تعیین کرد . عدم قطعیت متناظر در موقعیت ذره تقریبا" مساوی است با

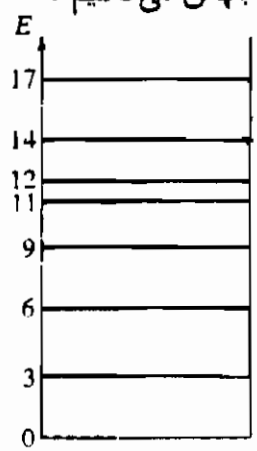
$$\Delta x \approx L \qquad (۹۲-۲)$$

تعداد تراز	$(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)$†	n_x n_y n_z
1	3	1 1 1
3‡	6	1 1 2
3	9	1 2 2
3	11	1 1 3
1	12	2 2 2
6	14	1 2 3
3	17	2 2 3

جدول۲–۱ : اعداد کوانتومی و ترازهای انرژی ذره در یک جعبهٔ مکعبی بسته .

†انرژی E برحسب یکای $\frac{\pi^2\hbar^2}{(2m_0L^2)}$ است[ر .ک‌معادلهٔ (۲–۹۰)]

‡سه‌تراز ،به‌ترتیب ،متناظرند با $n_x = 2$ و $n_y = 2$ و $n_z = 2$.هرسه تراز دارای انرژی یکسان ولی توابع موج مختلفی هستند . این ترازها را ترازهای تبهگن می‌نامیم .



شکل۲ – ۴:ترازهای انرژی ذره در یک جعبهٔ مکعبی بسته . توجه‌کنیدکه پائینترین ترازانرژی‌دارای‌انرژی صفر نیست .

چون تابع موج فقط یک موج نیم سینوسی با صفرهای واقع در $x = 0$ و $x = L$ است، نمی‌توانیم در محدودهٔ L بگوئیم واقعاً ذره در کجاست. با توجه به اینکه $p_x = \hbar k_x$ است (معادلهٔ ۲–۲۷) و با استفاده از رابطهٔ (۲–۸۱)، با تقریب ضربی ۲ خواهیم داشت

$$\Delta p_x \Delta x \approx h \qquad (۹۳-۲)$$

در اینجا مناسب است بزرگی گام انرژی سرشتی $\pi^2\hbar^2/(2m_0L^2)$ را که در عبارت (۲–۹۰) وارد می‌شود محاسبه کنیم.

برای یک الکترون داخل یک اتم، $m_0 = 9.1 \times 10^{-28}$ g ، $L \approx 10^{-8}$ cm ، داریم

$$\frac{\pi^2\hbar^2}{2m_0L^2} \approx \frac{\pi^2(1.05 \times 10^{-27})^2}{2 \times 9.1 \times 10^{-28} \times 10^{-16}} \approx 0.5 \times 10^{-10} \text{ ergs} \approx 30 \text{ ev} \qquad (۹۴-۲)$$

که نمونه‌ای از اصل عدم قطعیت است.

برای یک نوکلئون داخل یک هسته $m_0 = 1.6 \times 10^{-24}$ g و $L \approx 5 \times 10^{-13}$ cm

$$\frac{\pi^2\hbar^2}{2m_0L^2} \approx 6 \text{ Mev} \qquad (۹۵-۲)$$

این مقادیر دارای مرتبهٔ بزرگی صحیحی هستند و اختلاف زیاد بین انرژیهای هسته‌ای و اتمی را نشان می‌دهند.

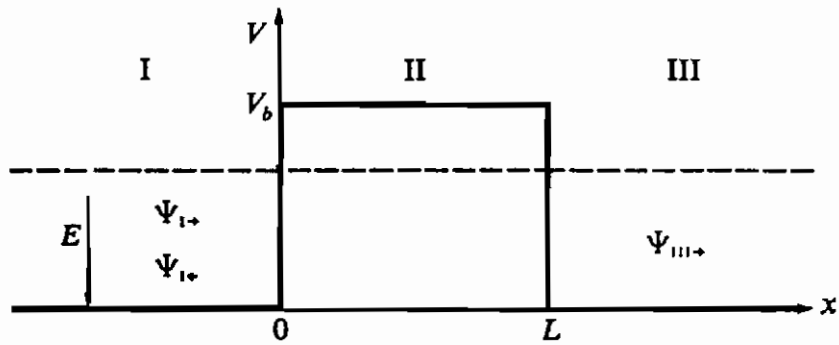
(۲–۲–ز) نفوذ ذره از سد پتانسیل.

دومین مساله‌ای که معادلهٔ شرودینگر (۲–۱۹) را بر آن اعمال می‌کنیم نفوذ تک‌بعدی یک باریکهٔ ذرات از یک سد پتانسیل است. مانستهٔ کلاسیک این وضعیت عبارت است از غلطیدن یک رشته تیله به سمت بالای یک سطح شیبدار. واضح است که اگر انرژی کل (غیرنسبیتی) E یک تیله از بیشینهٔ انرژی پتانسیل گرانشی V_0 مربوط به بالای سطح شیبدار تجاوز نکند، تیله همیشه به طرف عقب برخواهد غلطید، یعنی، توسط **سد پتانسیل منعکس خواهد شد**. از سوی دیگر، به ازاء $E > V_0$ تیله همواره از قلهٔ سطح شیبدار خواهد گذشت. اما در سیستمی که آثار کوانتومی اهمیت پیدا می‌کند، این نتایج به‌شدت تغییر خواهد کرد.

شکل (۲ – ۵) یک سدپتانسیل ساده را در یک بعد نشان می‌دهد. فرض می‌کنیم جریانی‌ازذرات‌از $x = -\infty$ منشاءگرفته به‌طرف سد عزیمت کند، یعنی،به‌طرف راست. فرض کنید هریک از ذرات دارای انرژی کل E باشد. برای سهولت، فضا را به‌سه‌ناحیه I و II و III تقسیم می‌کنیم، و قرار می‌دهیم $V_{\rm I} = 0$ ، $V_{\rm II} = V_b$ ، $V_{\rm III} = 0$. چون در نواحی I و III ، $E > V$ است، ذرات در این نواحی توسط جواب (۲–۳۲) ی معادله (۲–۲۲)، که یک موج درحال حرکت است، مشخص می‌شوند. درناحیه (I)، ذرات ممکن‌است توسط سد به‌سمت چپ منعکس شوند، ولی درناحیه III ذرات نمی‌توانند به‌سمت چپ حرکت کنند زیرا منبع ذرات در $x = -\infty$ است و هیچ چیزی در این ناحیه نمی‌تواند ذرات‌را به‌سمت‌چپ‌برگرداند. بنابراین، جوابهای معادله (۲–۲۲) در نواحی I و III عبارت خواهند بود

$$\psi_{\rm I} = a_{\rm I}e^{ikx} + b_{\rm I}e^{-ikx} = \psi_{\rm I\rightarrow} + \psi_{\rm I\leftarrow} \qquad (۹۶ - ۲)$$

$$\psi_{\rm III} = a_{\rm III}e^{ikx} = \psi_{\rm III\rightarrow} \qquad (۹۷ - ۲)$$



شکل ۲ – ۵: سدپتانسیل‌ساده در یک بعد. ذراتی که مبداءآنها در $x = -\infty$ است، وذراتی‌که‌به‌سمت‌چپ و راست حرکت می‌کنند، توسط توابع موجشان با پیکانی در زیر آنها نمایش داده شده‌اند. در هر مورد، $\Psi = \psi e^{-i\omega t}$

که در آن $k^2 = 2m_0E/\hbar^2$ است.

در ناحیهٔ II معادله‌ای که باید حل کنیم عبارت است از

$$\frac{d^2\psi_{\rm II}}{dx^2} = \kappa^2\psi_{\rm II} \qquad (۹۸ - ۲)$$

که در آن

$$\kappa^2 = 2m_0(V_b - E)/\hbar^2 \qquad (۹۹ - ۲)$$

جواب به‌صورت زیر است

$$\psi_{II} = a_{II}e^{\kappa x} + b_{II}e^{-\kappa x} \qquad (۲-۱۰۰)$$

که جوابی از نوع موج ایستاده به‌شکل (۲-۳۹) است[۱۳].

احتمال P ی انتقال شار ذرات از سد در این مورد برابر است با[۱۴]

$$P = \frac{|\psi_{III\rightarrow}|^2 v}{|\psi_{I\rightarrow}|^2 v} = \frac{|a_{III}|^2}{|a_I|^2} \qquad (۲-۱۰۱)$$

که در آن v سرعت ذرات است. برای محاسبهٔ این عبارت متذکر می‌شویم که ضرایب (مختلط) a و b را با این فرض که ψ و $d\psi/dx$ در $x = 0$ و $L = 0$ پیوسته هستند به‌دست می‌آوریم. مثلاً در $x = 0$

$$\psi_{I\rightarrow} + \psi_{I\leftarrow} = \psi_{II} \longrightarrow a_I + b_I = a_{II} + b_{II} \qquad (۲-۱۰۲)$$

و در $x = L$

$$\psi_{II} = \psi_{III\rightarrow} \longrightarrow a_{II}e^{\kappa L} + b_{II}e^{-\kappa L} = a_{III}e^{ikL} \qquad (۲-۱۰۳)$$

عبارتهای مشابهی نیز برای مشتق‌ها حاصل می‌شود.

با به‌دست آوردن a_{III} و a_I از معادلات فوق، بعد از کمی محاسبات جبری، خواهیم

---

۱۳ ــ از دیدگاه مکانیک کلاسیک، وجود ذرات در ناحیهٔ II سد، البته سئوال برانگیز است، زیرا باید انرژی جنبشی ذرات در آنجا منفی باشد. مع ذالک اعمال اصل عدم قطعیت بر این مسئله نشان می‌دهد که اگر واقعاً" انتظار وجود ذره‌ای را در داخل سد داشته باشیم باید این ذره آنقدر تکانه داشته باشد تا انرژی جنبشی آن مثبت شود.

۱۴ ــ به‌زبان کلاسیک، باریکه‌ای از ذرات با سرعت v دارای چگالی جریان nv است، که در آن n تعداد ذرات در واحد حجم باریکه است. چگالی جریان عبارت از تعداد ذراتی است که از واحد سطح عمود بر v در واحد زمان می‌گذرد. شار برابر تعداد ذراتی است که، در هرجهت، از واحد سطح در واحد زمان می‌گذرد. برای باریکه‌ای از ذرات، اگر واحد سطح را عمود بر بردار سرعت بگیریم، شار ذرات و چگالی جریان هردو را به‌یک صورت می‌توان به‌کاربرد. عبارت صحیح مکانیک کوانتومی برای چگالی جریان در بخش هفتم کتاب Schiff آمده‌است. برای امواج تخت، این مقدار به $|\psi|^2 v$ تقلیل می‌یابد.

داشت[۱۵]

$$P = \left[1 + \frac{V_b^2}{4E(V_b - E)} \sinh^2 \kappa L\right]^{-1} \qquad (۱۰۴-۲)$$

که به‌ازاء $\kappa L \gg 1$ ، یعنی $\sinh^2 \kappa L \approx \frac{1}{4} e^{+2\kappa L}$ خواهیم داشت

$$P \approx 16 \frac{E}{V_b}\left(1 - \frac{E}{V_b}\right) e^{-2\kappa L} \qquad (۱۰۵-۲)$$

عامل مهم در اغلب موارد فیزیکی جملهٔ نمائی است. مثلاً برای پروتونهای با انرژی 5-Mev و $V_b = 10$ Mev ، $L = 10^{-12}$ cm ، از معادلهٔ (۲-۹۹) خواهیم داشت

$$\kappa = \frac{[2 \times 1.6 \times 10^{-24} \times (10 - 5) \times 1.6 \times 10^{-6}]^{\frac{1}{2}}}{1.05 \times 10^{-27}}$$
$$\approx 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-1}$$

بنابراین
$$e^{-2\kappa L} = e^{-10} = 0.5 \times 10^{-4}$$

و
$$P = (16 \times 0.5 \times 0.5) \times 0.5 \times 10^{-4} = 2 \times 10^{-4}$$

معمولاً از جملهٔ جلوی عبارت نمائی صرف نظر می‌شود و رابطهٔ (۲-۱۰۵) به‌صورت زیر می‌آید

$$P \approx e^{-\gamma} \qquad (۱۰۶-۲)$$

که در آن
$$\gamma = 2\kappa L = 2[2m_0(V_b - E)]^{\frac{1}{2}} L/\hbar.$$

اگر پتانسیل V ثابت نباشد، بلکه نسبت به x تغییر کند، می‌توان نشان داد که[۱۶] تقریباً همان عبارت برای P به‌دست می‌آید، با این تفاوت که

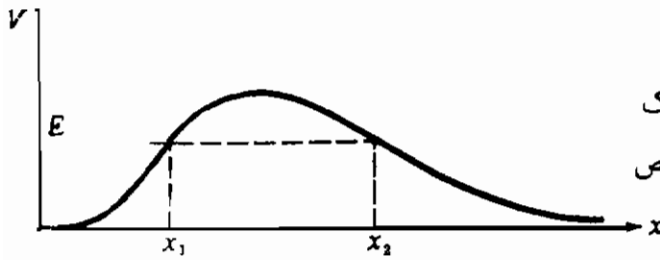
---

۱۵ ــ به‌پیوست (C) در کتاب Evans مراجعه کنید.

۱۶ ــ کتاب Schiff، ۱۹۵۵، بخش ۲۸. توجه کنید که اگر سد پتانسیل بین x_1 و x_2 را به n قسمت مساوی و مجاور هم به‌ضخامت Δx تقسیم کنیم، به‌طوری که $x_2 - x_1 = n\,\Delta x$ ، قابلیت نفوذ کلی را می‌توان برحسب قابلیت‌های نفوذ جزیی به‌صورت $P = P_1 P_2 \cdots P_n \approx e^{\gamma_1 + \gamma_2 + \cdots \gamma_n}$. نوشت. وقتی $n \to \infty$ مقدار $\Delta x \to dx \to 0$ ، عبارت (۲-۱۰۷) به‌دست می‌آید.

$$\gamma = \frac{2}{\hbar}\int_{x_1}^{x_2} \{2m_0[V(x) - E]\}^{\frac{1}{2}}\, dx \qquad (۱۰۷ - ۲)$$

که در آن x_1 و x_2 **نقاط برگشت** کلاسیک هستند ، یعنی ، نقاطی‌که در آنها $E = V(x)$ است.



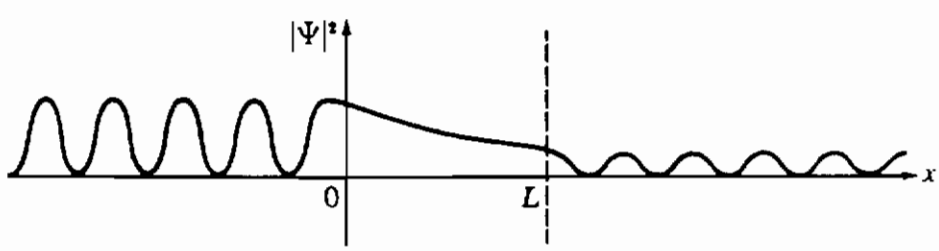
شکل۲ ــ ۶ : یک سد پتانسیل عمومی یک بعد . نقاط برگشت‌کلاسیک x_1 و x_2 مشخص شده‌اند .

در بخش (۲ــ۲ــ د) متذکر شدیم که برای مساله‌ای با تقارن کروی و تکانهٔ زاویه‌ای صفر ، عبارتهای ریاضی ، نظیرعبارت مربوط به‌معادلهٔ یک بعدی به‌دست می‌آید . به‌این‌ترتیب در این مورد نیز $P \approx e^{-\gamma}$ است که در آن

$$\gamma = \frac{2}{\hbar}\int_{r_1}^{r_2} \{2m_0[V(r) - E]\}^{\frac{1}{2}}\, dr \qquad (۱۰۸ - ۲)$$

این عبارت در بحث واپاشی آلفایی‌مفیدخواهدبود .اگر پتانسیل ، ناشی از تاثیر متقابل دو ذره باشد ، m_0 معرف جرم کاهش یافته (رابطهٔ۲ــ۶۲ را ملاحظه کنید) است .

شکل (۲ــ۷) تابع موجی را نشان می‌دهد که از جایگذاری ثابتهای a و b ،که توسط شرایط مرزی تعیین می‌شوند ، درمعادلات (۲ــ۹۶) ، (۲ــ۹۷)و ، (۲ــ۱۰۰) به‌دست‌می‌آید . توجه‌کنیدکه در این مثال انرژی ذره تغییرنمی‌کند و از این رو طول موج وابسته به‌ذره در دو طرف سد یکسان است .



شکل۲ــ۷) نمایش تابع موج برای سدی که درشکل (۲ــ ۵) نمایش داده‌شده است . منبع ذرات در $x = -\infty$ قرار دارد .

۲–۲–ح) پاریته.

با بررسی معادلات (۲ – ۱۵) و (۲ – ۴۹) می‌توان مشاهده کرد که اگر با جایگذاری $x \to -x$، $y \to -y$ و $z \to -z$ (که بطور اختصار آنرا در زیر با $\mathbf{r} \to -\mathbf{r}$ نشان می‌دهیم) داشته باشیم

$$V(-x,-y,-z) = V(x,y,z) \qquad (۲ - ۱۰۹)$$

جوابهای معادلهٔ شرودینگر تغییر نخواهد کرد. جایگذاری $\mathbf{r} \to -\mathbf{r}$ را عمل پاریته می‌نامیم و پتانسیلی را که دارای ویژگی (۲–۱۰۹) است می‌گوییم تحت عمل پاریته پایسته‌است (یا پاریته را پایسته می‌دارد"). عملا" تمام پتانسیلهای فیزیکی، منجمله آنهایی که توسط نیروهای هسته‌ای تولید می‌شوند، دارای این خاصیت هستند.

برای پتانسیلی به‌شکل (۲–۱۰۹)، تابع موج ψ در معادلهٔ (۲–۱۹) باید دارای ویژگی[۱۷]

$$\psi(-\mathbf{r}) = +\psi(\mathbf{r}) \qquad (۲ - ۱۱۰)$$

یا

$$\psi(-\mathbf{r}) = -\psi(\mathbf{r}) \qquad (۲ - ۱۱۱)$$

باشد. به‌علاوه، اگر سیستمی، هرچند پیچیده، دارای یک تابع موج از یک نوع معین باشد هرگز نمی‌تواند به‌تابع موج از نوع دیگر تبدیل شود (مادامی‌که برهم‌کنشهای موجود در سیستم نسبت به‌پاریته پایسته باشند). اصطلاحا" گفته می‌شود که تابع موج (۲–۱۱۰) دارای پاریتهٔ زوج، یا، مختصرا" **زوج** است. تابع موج دیگر (۲–۱۱۱) **فرد** است.

پایستگی پاریته در برهم‌کنشهای هسته‌ای محدودیتهای مهمی برفرایندهای دینامیک هسته‌ای (واپاشی یا واکنشها) وارد می‌کند. بنابراین تعیین پاریته‌حالتهای هسته‌ای، با روش تجربی یا نظری، بسیارمهم است. پاریتهٔ یک تابع موج (موج ایستاده) را معمولا" می‌توان از روی اعداد کوانتومی شناخت. در اینجا یک مورد خاص آنرا نشان می‌دهیم.

در مثال ذره در یک جعبه مکعبی بسته، پاریتهٔ تابع موج (۲–۸۹) یک مقدار معین نیست [چون در خارج از جعبه $\psi = 0$ است، به‌سهولت دیده می‌شود که برای $0 < |x| < L$ داریم $\psi(x) \neq \psi(-x)$]. علت این امر آن است که موقعیت جعبه نسبت به‌مبدأ (شکل ۲–۳

---

۱۷ – کتاب Schiff، بخش ۲۳ سال ۱۹۵۵.

الف) باعث می‌شود که V خاصیت (۲–۱۰۹) را نداشته باشد. ولی اگر مبداء را به‌مرکز جعبه منتقل‌کنیم، V خاصیت (۲–۱۰۹) را خواهد داشت و از این‌رو تابع موج به‌شکل زیر خواهد بود

$$\psi = \left(\frac{2}{L}\right)^{\frac{3}{2}} \sin\left(\frac{n_x\pi x'}{L} + \frac{n_x\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{n_y\pi y'}{L} + \frac{n_y\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{n_z\pi z'}{L} + \frac{n_z\pi}{2}\right) \qquad (۲-۱۱۲)$$

که در آن x' ، y' ، z' مختصاتی هستند که نسبت به‌مرکز جعبه اندازه گرفته می‌شوند ($x' = x - L/2$ و غیره). به‌ازاء مقادیر فرد n_x ، اولین تابع سینوسی به‌صورت زیر در می‌آید

$$\pm\cos\frac{n_x\pi x'}{L} \qquad (۲-۱۱۳)$$

که دارای پاریته زوج است. به‌ازاء مقادیر زوج n_x ، اولین تابع سینوسی به‌صورت زیرخواهدبود

$$\pm\sin\frac{n_x\pi x'}{L} \qquad (۲-۱۱۴)$$

که دارای پاریته فرد است. از این رو پاریته کل تابع موج فوق زوج یا فرد است بسته به‌اینکه $(n_x + n_y + n_z)$ ، به‌ترتیب، یک عدد صحیح فرد یا زوج باشد.

همچنین می‌توان نشان داد[۱۸] که تابع موج (۲–۴۳) ،که ویژه پتانسیل‌های کروی است، دارای پاریته $(-1)^l$ است، که در آن l عددکوانتومی مداری است‌که‌تکانهٔ زاویه‌ای مداری $[l(l+1)]^{\frac{1}{2}}\hbar$ سیستم را تعیین می‌کند.

حال با داشتن بحث کاملی از آن دسته از مفاهیم مکانیک‌کوانتومی‌که برای درک ساختار هسته به‌آنها نیاز داریم، به‌مبحث فیزیک هسته‌ای بر می‌گردیم.

۲–۳ انرژی بستگی هسته :

هرهسته‌دارای‌حالتی‌باکمترین‌انرژی‌به‌نام‌حالت‌پایه‌است. حالتهای‌باانرژی‌بالاتر را حالتهای‌برانگیخته‌می‌نامیم. اطلاعات‌زیادی‌درمورد‌نیروهای‌هسته‌ای‌را می‌توان‌ازبررسی‌هسته‌ها

---

۱۸ ــ کتاب Schiff ، بخش ۱۴ سال ۱۹۵۵

در حالت پایهٔ شان ، مستقل از اینکه این هسته‌ها پایدار بوده یا امکان واپاشی پرتوزا را داشته باشند ، به‌دست آورد . برروی هم می‌توان یک روند سیستماتیک در جرم ، شعاع، بار فراوانی و غیره پیدا کرد .همچنین ، در بررسیهای دقیقتر ، بعضی ویژگیهای تناوبی ظاهر می‌شوند . مدلهای هسته‌ای‌که برای توجیه این ویژگیها ابداع شده‌اند را می‌توان تقریبا" به‌دو رده تقسیم کرد : یکی مدلهای نیمه کلاسیک (ذره‌ای) ، که روند سیستماتیک راتوجیه می‌کنند ، و دیگری مدلهای مکانیک کوانتومی (موجی) که به‌تنهائی روشنگر خواص تناوبی است. **مدل قطرهٔ مایعی و مدل لایه‌ای** معرف برجسته‌ای از هرر ده هستند و درزیر به‌توضیح آنها خواهیم پرداخت .

۲ـ۳ـ الف) تعاریف

یکی از مهمترین کمیتهایی که باید در نظر گرفت جرم هسته‌ای است‌که معمولا" بر حسب واحد جرم بیان می‌شود . این واحد را اختصارا" به u نمایش می‌دهند ، و طوری‌تعریف می‌کنند که جرم یک اتم C^{12} درست برابرu . . . 12.00باشد[19] .جرم "ویژه هسته‌های "پایدار در پیوست (ج) درج شده است .

اختلاف بین‌جرم واقعی‌هسته ومجموع جرم تک‌تک نوکلئونهای‌آنرا به‌واحد انرژی،انرژی بستگی‌کل $B_{tot}(A,Z)$ می‌نامند .این انرژی ، معرف کاری است که باید انجام داد تا هسته را به‌نوکلئونهای‌جدا ازهم تجزیه‌کرد ، یا ، بالعکس، انرژی‌ای‌است‌که‌درهنگام تجمع نوکلئونهای‌جدا از هم برای تشکیل یک هسته ، آزاد می‌شود . برای سهولت ، در تمام محاسبات به‌جای جرم هسته‌ها از جرم اتمها استفاده می‌کنیم . این مطلب اشکالی ایجاد نمی‌کند ، به‌جز اینکه انرژی بستگی الکترونهای اتمی را نیز باید در نظر گرفت[20] . معذالک ، برای سادگی ماآنرا نادیده می‌گیریم . بنابراین می‌توان نوشت

---

۱۹ ــ تا قبل از ۱۹۶۰ معمول این بود که جرم یک اتم O^{16} را دقیقا" برابر ۱۶۰۰۰ واحد جرم اتمی (amu) می‌گرفتند . این مقیاس فیزیکی جرمهای اتمی را نباید با مقیاس شیمیایی‌که در آن جرم متوسط اتم اکسیژن را در مخلوط طبیعی ایزوتوپیکی برابر ۱۶۰۰۰ می‌گیرند اشتباه کرد

۲۰ ــ کتاب Evans ،بخش ۲ــ فصل سوم ، سال ۱۹۵۵ ، همچنین مسأله ۲ــ۱۵ را ملاحظه کنید .

$$B_{\text{tot}}(A,Z) = [ZM_{\text{H}} + NM_n - M(A,Z)]c^2 \qquad (۱۱۵-۲)$$

که در آن تعاریف مربوط به‌کمیتها همانهائی هستند ،که‌درمعادلات (۱–۱)و (۱–۲)آمده‌اند . انرژی بستگی متوسط‌هر نوکلئون عبارت است از

$$B_{\text{ave}}(A,Z) = \frac{B_{\text{tot}}(A,Z)}{A} \qquad (۱۱۶-۲)$$

کمیتهای زیر گاهی مفیدند ، هرچند که ما از آنها استفاده نخواهیم کرد (به‌غیر از پیوست‌ج)

$$\text{اضافه جرم} = M - A \qquad (۱۱۷-۲)$$

$$\text{کسر چینش} = \frac{M - A}{A} \qquad (۱۱۸-۲)$$

کار لازم برای جداکردن یک پروتون ،نوترون ، دوترون ،یا ذره‌آلفا از یک هسته‌را **انرژی جدائی** S می‌نامیم . بالعکس ، وقتی چنین ذره‌ای توسط هسته گیر می‌افتد ، این انرژی آزاد می‌شود. برای یک نوترون

$$S_n = [M(A-1,Z) + M_n - M(A,Z)]c^2 \qquad (۱۱۹-۲)$$

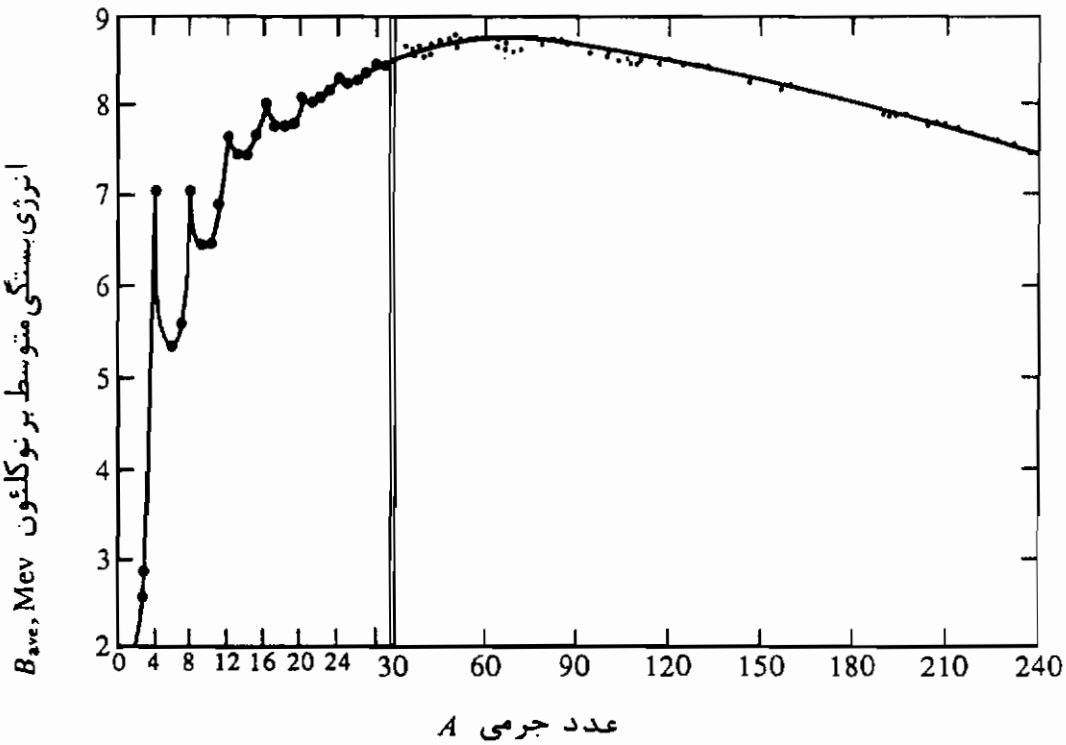
تمام انرژیهای جدائی را می‌توان با جایگذاری عبارت مربوط به‌جرم ، که از معادلهٔ(۲–۱۱۵) به‌دست می‌آید ، در عبارتهایی مشابه (۲–۱۱۹) برحسب انرژیهای بستگی کل هسته‌هـــای مربوط‌نوشت . به‌این ترتیب ، مثلا" خواهیم داشت

$$S_n = B_{\text{tot}}(A,Z) - B_{\text{tot}}(A-1,Z) \qquad (۱۲۰-۲)$$

$$S_\alpha = B_{\text{tot}}(A,Z) - B_{\text{tot}}(A-4,Z-2) - B_{\text{tot}}(4,2) \qquad (۱۲۱-۲)$$

۲ –۳–ب) انرژی بستگی متوسط بر نوکلئون .اشباع و کوتاهی برد نیروهای هسته‌ای

ازلحاظ‌تجربی ،می‌توان B_{tot} را بااندازه‌گیری‌دقیق M توسط‌طیف‌سنجهای‌جرمی یا تعیین S از مطالعهٔ واکنشهای هسته‌ای به‌دست‌آورد .روندکلی‌تغییرات B_{ave} درشکل(۲–۸) خلاصه شده است .



شکل ۲ــ۸ : انرژی بستگی متوسط برنوکلئون برحسب عدد جرمی ویژه هسته‌های طبیعی (و Be^8) . به‌تغییرمقیاس طول در $A=30$ توجه‌کنید (بااجازه Evans ۱۹۵۵).

نکتهٔ قابل توجه در B_{ave} آن است که ، به‌جز در سبکترین عناصر ، مقدارآن تقریبا" مستقل از A است . فرض می‌کنیم که انرژی بستگی (به‌اصطلاح شیمیدانها ، انرژی پیوندی) هرنوکلئون به‌هریک از نوکلئونهای دیگرهسته تقریبا" برابر مقدار ثابت C باشد . به‌این‌ترتیب در هسته‌ای با A نوکلئون ، تعداد $\frac{1}{2}A(A-1)$ پیوند وجود دارد و از این‌رو

$$B_{tot} \approx \tfrac{1}{2}CA(A-1) \qquad (۱۲۲-۲)$$

به‌طوری که

$$B_{ave} \approx \tfrac{1}{2}C(A-1) \qquad (۱۲۳-۲)$$

که کاملا" متناقض با شکل (۲ــ۸) است . ثابت بودن تقریبی B_{ave} می‌رساند که هرنوکلئون بطور مساوی به‌نوکلئونهای دیگر پیوند ندارد ، یعنی نیروهای هسته‌ای بین نوکلئونها ، فراتر از چند نوکلئون نمی‌روند . لذا یا نیروهای هسته‌ای باید دارای برد بسیار کوتاهی از مرتبهٔ "قطر" یک نوکلئون باشند ، یا اینکه ، مثل پیوندهای شیمیائی ، اشباع شوند . اشباع به‌معنای این است که وقتی از اجتماع چند نوکلئون یک هسته به‌وجود آمد ، انرژی بستگی ، یا پیوندی

بین یک نوکلئون و بقیهٔ هسته به‌سوی یک حد میل می‌کند . مطابق شکل (۲–۸) این حد از چهار نوکلئون یا بیشتر شروع می‌شود .

از بحث زیر می‌توان دریافت که کدام یک از اثرهای پیش گفته حائز اهمیت است . برد نیروهای هسته‌ای را می‌توان از مطالعهٔ پراکندگی نوکلئونها (p,p یا n,p) وهمچنین انرژی بستگی دوترون[۲۱] به‌دست آورد . این برد حدود F 2 است .که تقریبا" مساوی‌قطر یک‌نوکلئون است . این مطلب که هر نوکلئون فقط با نزدیکترین نوکلئونهای مجاورش در پیوند است ، می‌توانست به‌تنهایی منجر به‌یک B_{ave} ثابت شود ، ولی دراین صورت حجم هسته متناسب‌با A نمی‌بود، یعنی $R \neq R_0 A^{\frac{1}{3}}$ می‌شد که در تضاد با معادلهٔ (۱–۵) است . دلیل‌این‌مطلب آن است که نوکلئونها در یک هسته معین طوری آرایش می‌یابند که سیستمی با کمترین انرژی کل ایجاد کنند . با نیروی جاذبه هسته‌ای فوق ، کمترین انرژی پتانسیل وقتی‌حاصل می‌شودکه تمام نوکلئونها درناحیه‌ای طوری قرار گیرند که هریک تقریبا" به‌فاصله F 2 ازسایر نوکلئونها باشد .از سوی دیگر ،کمترین انرژی جنبشی وقتی حاصل می‌شود که هر نوکلئون در بزرگترین حجم هسته‌ای ممکن حرکت کند[۲۲] ،اما چون انرژی‌پتانسیل غالب‌تر است[۲۳] ،هسته باید به‌شعاعی حدود F 2 می‌رسید[۲۴] . بدیهی‌است‌که علاوه بر یک نیروی کوتاه برد ، اثرات دیگری نیز باید وجود داشته باشند .

نظریه‌های جدید در باره ساختار هسته ، خاصیت اشباع را ناشی از دو اثر می‌دانند: اولا ، به‌طور تجربی دریافته‌اندکه درفاصله‌های‌حدود $\frac{1}{2}$ F نیروی بین نوکلئونها به‌شدت دافعه است . اصطلاحا" می‌توانیم بگوییم‌که نوکلئونها دارای **مغزی سخت** هستند .هرچند که این امر خود به‌تنهائی وابستگی $A^{\frac{1}{3}}$ را برای شعاع هسته می‌دهد ، ولی مقدار محاسبه‌شدهٔ ثابت R_0 درمعادلهٔ (۱–۵) بسیارکوچک‌خواهد شد .ثانیا" ،اصل‌طرد پاولی ،که مانع می‌شود دو نوکلئون از یک‌نوع ،مثلا" دوپروتون ،حالتهای انرژی بااعدادکوانتومی یکسان‌را اشغال‌کنند، اثرهایی

---

۲۱ ــ ر .ک پیوست الف

۲۲ ــ رابطهٔ (۲ــ ۹۰) برای یک ذره را در نظر بگیرید . توجه کنید وقتی L زیاد می‌شود انرژی جنبشی کاهش می‌یابد .

۲۳ ــ برای توضیح بیشتر به‌کتاب Blatt وWeisskopf سال۱۹۵۲ صفحه 121ff مراجعه کنید .

۲۴ ــ نوکلئونها را نمی‌توان به‌عنوان کرات سختی با قطر معین تلقی کرد . بلکه باید آنها را به‌عنوان موجودات اعمال‌کنندهٔ نیرو در نظر گرفت که می‌توانند برطبق مفاهیم مکانیک کوانتومی ، یکدیگر را بپوشانند .

ایجاد می‌کند که نوکلئونها را مجزا از یکدیگر نگه می‌دارد[۲۵].
به‌طورخلاصه، بایک‌نظر اجمالی بر انرژی بستگی هسته و حجم هسته‌ای می‌توان بر نکات مهمی درباره‌ٔ نیروی هسته‌ای دست یافت. قبل‌ازواردشدن درجزئیات بیشتر، بهتراست سیستم فیزیکی دیگری که درآن نیزانرژی بستگی متوسط بر ذره مقداری ثابت است‌را، مثل‌یک‌جامد یا مایع، متذکر شویم. گرمای تبخیر Q عبارت است از کارلازم جهت تجزیه‌ٔ m گرم ماده‌دریک دمای ثابت، به n مولکول مجزا. اگر M_0 جرم یک مولکول باشد

$$m = nM_0 \qquad (۱۲۴-۲)$$

وانرژی متوسط بستگی بر مولکول برابر است با

$$\frac{Q}{n} = \frac{QM_0}{m} \qquad (۱۲۵-۲)$$

به‌طورتجربی دریافته‌اند که $m \sim Q$، و Q/m را **گرمای نهان تبخیر** می‌نامند. برای‌آب در $100°C$ داریم

$$\frac{Q}{m} = 540 \text{ cal/g} = 2.26 \times 10^{10} \text{ ergs/g}$$

$$M_0 = \frac{18}{6.02 \times 10^{23}} = 2.99 \times 10^{-23} \text{ g}$$

از اینرو

$$\frac{Q}{n} = 6.75 \times 10^{-13} \text{ ergs} = 0.42 \text{ ev}$$

از مقایسه‌ٔ این مقدار با B_{ave} نیز ملاحظه می‌کنیم که انرژیهای اتمی و هسته‌ای، همانطور که در انتهای بخش(۲-۲-و) [معادلات (۲-۹۴) و (۲-۹۵)] به‌طریق دیگری ذکر کردیم، به‌ترتیب، از مرتبه‌ٔ ev و Mev هستند.

شکل (۲-۸) نشان می‌دهد که در مورد سیکتریس هسته‌ها، آنهائی‌که‌تعداد نوکلئونهایشان مضرب صحیحی از ذرات آلفاست دارای انرژیهای بستگی بر نوکلئون به‌ویژه زیادی هستند. این موضوع را فقط برپایه‌ٔ یک مدل مکانیک کوانتومی از ساختار هسته، که در آن وابستگی نیروی هسته‌ای به‌اسپین ذاتی نوکلئونها مورد توجه قرار می‌گیرد، قابل درک

---

۲۵ – به‌منظور بررسی مفصل این نکات، کتاب Weisskopf، Walecka، و Gomez، سال ۱۹۵۸ را ملاحظه کنید.

است .از این‌رو سعی‌شده‌است‌که یک‌مدل "ذره ــ آلفایی "برای این هسته‌ها پیشنهاد شود ، که بر طبق آن ذرات آلفا اجزاء همدوس هستند و پیوند بین آنها صورت می‌گیرد تا بین تک‌ــ تک نوکلئونها .این مدل با موفقیت محدودی همراه بوده است[۲۶] .

ویژگی دیگری از شکل (۲ــ۸) که باید به‌آن توجه کرد کاهش B_{ave} در A هـــای بزرگ است . علت این امر نیروی کولونی است ، که موردبحث قرار خواهیـم داد .

۲ــ۳ــ ج) روند منظم انرژی جدایی

نظام‌ویژه‌ای در انرژیهای جدایی نوترون ، S_n ، از شکل (۲ــ۹) پیدا است .بـه‌ازاء یک Z معین ، S_n برای هسته‌های با N زوج بیشتر از N فرد است . همچنین ، برای یـک N معین ، مقدار S_n برای هسته‌های با Z زوج بیشتراز Z فرد می‌باشد .این اثربه‌علت‌خاصیتـی از نیروی هسته‌ای است که بستگی بیشتری بین جفت نوکلئونهای یکسان ،که دارای تکـانـهٔ زاویه‌ای (کل) مختلف‌الجهت بوده و در یک حالت کوانتومی به‌سر می‌برند ،ایجاد می‌کنـد . این امر همچنین عامل پایداری استثنائی ذرهٔ آلفاست ،که دربالا اشاره‌کردیم . دربخشهای بعد ،شواهد بیشتری از اثر زوجیت خواهیم آورد . تفاصـل

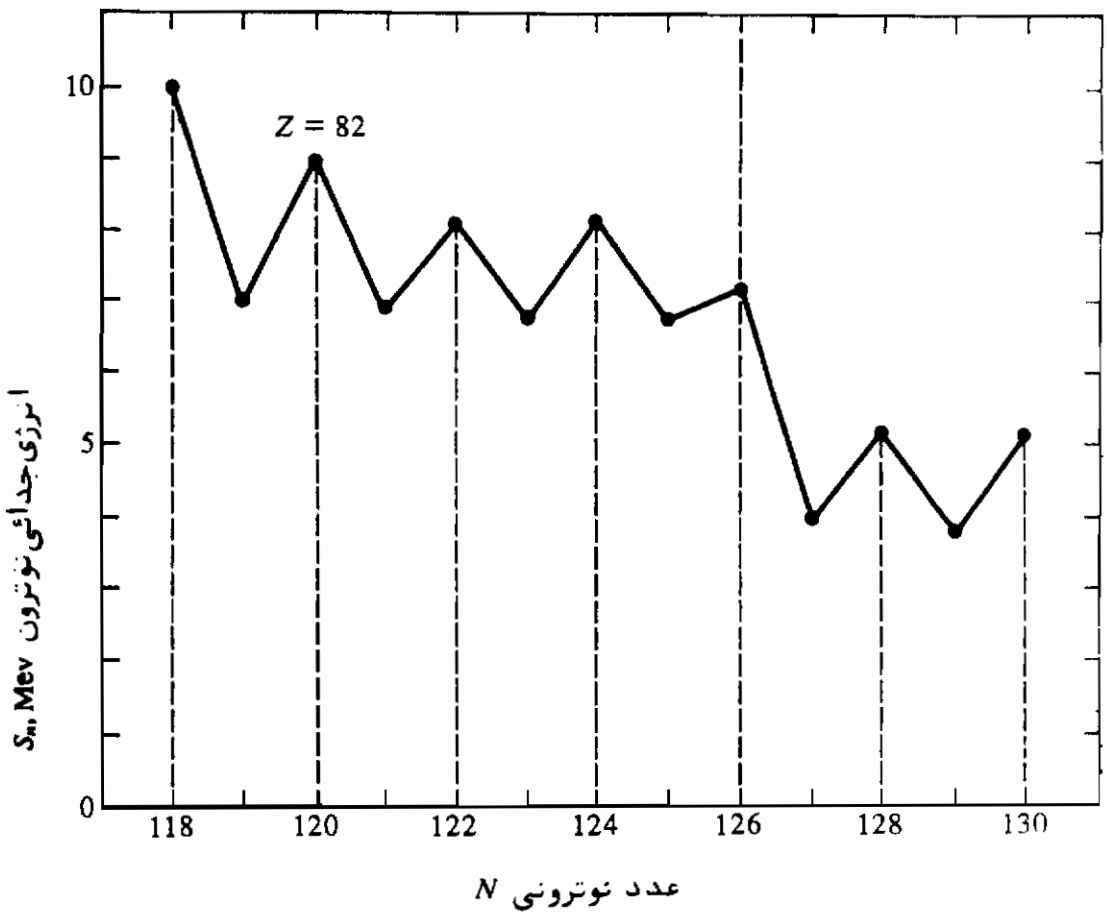
$$S_n(A, Z, \text{ زوج } N) - S_n(A-1, Z, N-1) \qquad (۱۲۶-۲)$$

را **انرژی زوجیت** نوترون می‌نامیم‌که باافزایش A تقریبا" بین ۲ تا ۴ Mev تغییر می‌کند .مقادیر مشابهی نیز برای پروتون به‌دست می‌آید .

اثر زوجیت باعث میشود که هسته‌های **زوج ــ زوج** (N زوج ، Z زوج) پایـــدارتـــر از هسته‌های زوج ــ فرد یا فرد ــ زوج بوده ،و این‌هسته‌ها نیز به‌نوبهٔ‌خود مقیدتر از هسته‌های فرد ــ فرد باشند . این مطلب را می‌توان از روند منظم فراوانی ویژه ــ هسته‌های پایدارنیز مشاهده کرد .

---

۲۶ — Blatt and Weisskopf, 1952, pp. 292ff.



شکل ۲–۹ : انرژی‌های جدایی نوترون برای ایزوتوپهای سرب برحسب عدد نوترونی.

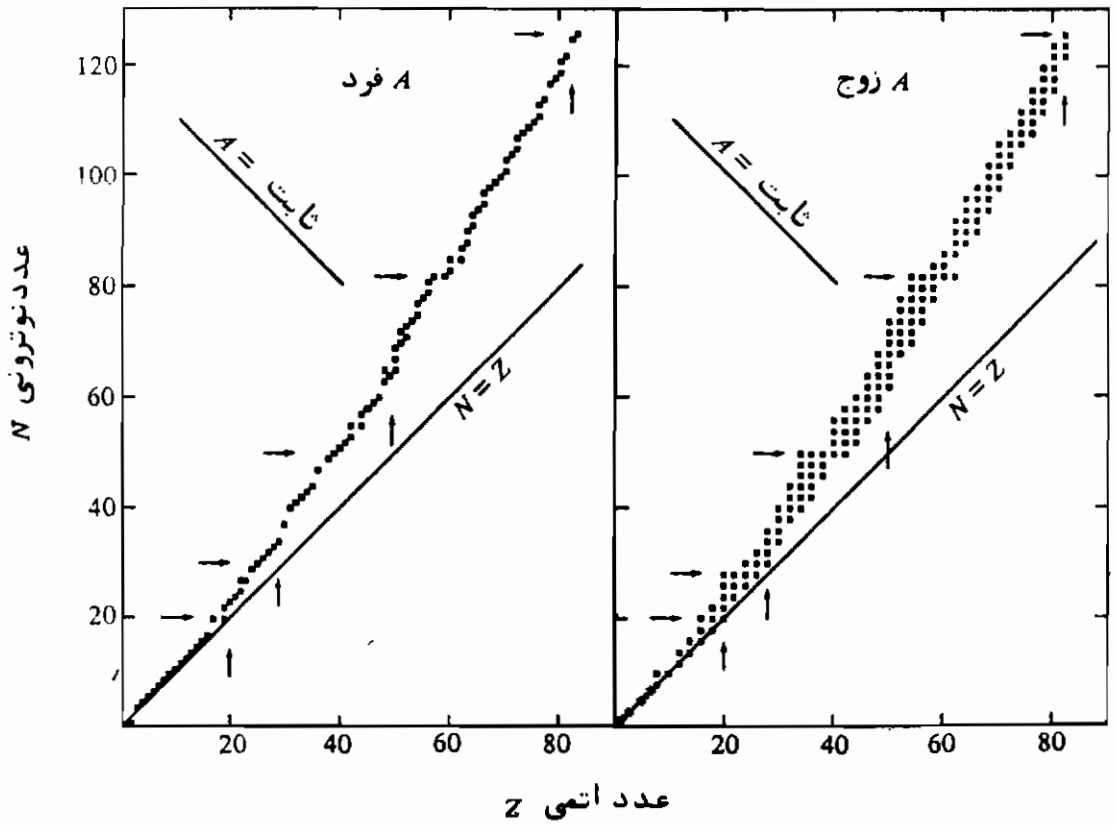
۲–۳– د) روند منظم فراوانی ویژه هسته‌های پایدار

ویژه هسته‌هایی‌که درروی زمین یافت‌می‌شوند یا پایدارندیا پرتوزا ، بانیمه‌عمرهایی بیش از 10^9 سال [۲۷]،زیرا برطبق نظریه‌های رایج اقلا" 5×10^9 سال قبل بموجود آمده‌انـد . شکل (۲–۱۰) معرف یک نمودار N ، Z برای ویژه هسته‌های پایدار شناخته شده است ، کـه به‌ایزوبارهای فرد و زوج تقسیم شده‌اند . برای ویژه هسته‌های سبک ، **خط پایداری** متوسط در حوالی $N = Z$ خوشه می‌زند ؛ برای هسته‌های سنگینتر ، به‌علت اهمیت فزاینده‌ٔ نیـروی کولنی، این خط ازخط $N = Z$ منحرف می‌شود . برای A های فرد ، فقط یک ایزوبار پایدار وجود دارد

---

۲۷ – ویژه هسته‌هایی با عمر بیشتر نیز پیدا شده‌اند که فرآورده‌ٔ واپاشی می‌باشند. ر . ک بخش ۴–۲ .

(به‌استثنای ۱۲۳ و ۱۱۳= A) . در مورد A های زوج ، فقط ویژه هسته‌های زوج ــ زوج وجود دارند (به‌استثنای ۱۴ و ۱۰ و۶ و۲= A) در جدول (۲ــ۲) خلاصه‌ای از فراوانی این ویژه هسته‌ها درج شده است .



شکل۲ــ۱۰ : عدد نوترونی برحسب عدد پروتونی برای‌ویژه‌هسته‌های‌پایدار. ایزوبارهای فرد در طرف چپ و ایزوبارهای زوج در طرف راست رسم شده‌اند. پیکانها در امتداد مقادیر "اعداد مرموز" N و Z : ۲۰، ۲۸، ۵۰، ۸۲، ۱۲۶ ، هستند .ایزوبارهای‌فرد‌ــفرد با۱۴و۱۰و۶و۲= A نیز نشان داده شده‌اند .

ویژه هسته‌های زوج ــ زوج بیشتر وجود دارند . اگر هسته‌های پایدار توسط‌فرایندی تشکیل می‌شدند که در آن افزایش انرژی بستگی باعث افزایش فراوانی می‌شد ، می‌توانستیم چنین نتیجه بگیریم که هسته‌های زوج ــ زوج پایدارترین نوع هسته‌ها می‌باشند ، یعنی ، می‌توانستیم فراوانی را با پایداری معادل بگیریم . این برداشت ، بااستنتاجهای مبتنی بر روند منظم انرژی جدایی ، سازگار است . فرایند شکلبندی عناصر احتمالا" پیچیده بوده است ،ولی در یک فرایند شکلبندی ممکن ، یعنی انفجارهای ابرنواختر (سوپرنوا) ، انرژی ، بستگی هسته‌ها نقش موثری در میزان فراوانی بازی می‌کند . امروزه ، عقیده براین است که

اغلب ویژه هسته‌ها (ولی نه‌فراوانترین آنها) در واقع از این فرایند به‌وجود آمده‌اند[۲۸]

جدول ۲–۲ : فراوانی ویژه هسته‌های پایدار

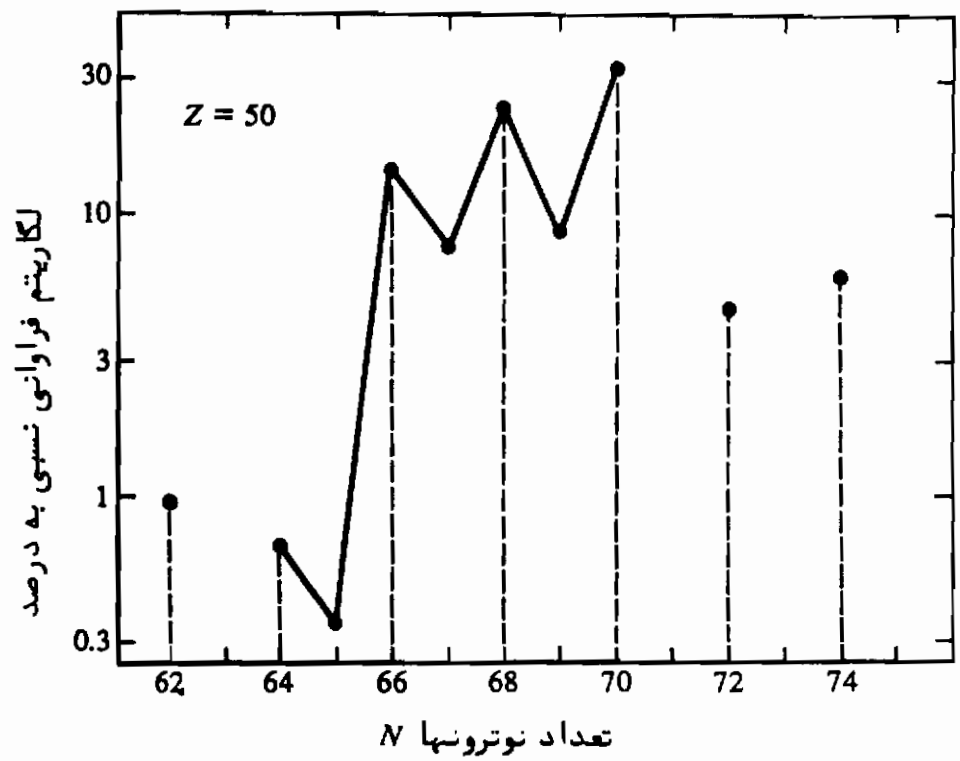
N / Z	فرد / فرد	جفت / فرد	فرد / جفت	جفت / جفت
تعداد ویژه‌هسته‌ها	4	49	53	160

فراوانی نسبی ایزوتوپها و همچنین فراوانی ویژه هسته‌ها در پرتوهای کیهانی نیز دارای نظم جالبی است. به‌عنوان مثال، شکل (۲–۱۱)، فراوانی‌نسبی ایزوتوپیکی عنصر قلع ($Z=۵۰$) را نشان می‌دهد. فراوانی نسبی کمتر ایزوتوپهای با N فرد کاملا" مشهود است. این مطلب باردیگر بااین واقعیت در ارتباط است که فرایند شکلبندی ویژه هسته‌ها متمایل به‌هسته‌های با انرژی بستگی بیشتر است.مطالعات مفصل‌نیز روی‌فراوانی درپرتوهای کیهانی به‌همین نتایج منجر می‌شود.

ویژه هسته‌هایی که برای آنها N یا Z برابر ۲، ۸، ۲۰، ۲۸، ۵۰، ۸۲ و ۱۲۶ است، نسبت به‌ویژه‌هسته‌های مجاور دارای پایداری و فراوانی مخصوصا" زیادتری هستند. باببررسی دقیق شکل (۲–۱۰) می‌توان برخی از آثار این **اعداد مرموز** را متذکر شد، شواهد دیگر بر وجود این اعداد را، بعدا" ارائه خواهیم کرد. اعداد مرموز در هسته‌ها، آثاری مشابه با لایه‌های الکترونی بسته در اتمها بوجود می‌آورند.دلایل قانع‌کننده‌ای وجود دارند که چرا تمام این اعداد با تناوبهای جدول تناوبی ۲، ۸، ۱۸، ۳۲ وفق نمی‌دهند. قبل‌ازبحث این مدل **لایه‌ای** هسته، مدل قطره مایعی را توضیح می‌دهیم زیرا درک آن ساده است و اغلب داده‌های تجربی را که تا به‌حال ذکر کرده‌ایم پیش‌بینی می‌کند.

---

۲۸ – برای جزئیات بیشتر در مورد فرایند شکلبندی عناصر، ر.ک کتاب Smith، ۱۹۶۵، فصل ۲۲، و مراجع داده شده در آن.



شکل ۲–۱۱ :فراوانیهای نسبی ایزوتوپهای قلع برحسب عدد نوترونی. ایزوتوپهای با $N = ۶۳ ، ۷۱ ، ۷۳$ پایدار نیستند .

۲–۴ مدل قطره مایعی . فرمول نیمه‌تجربی جرم :

نظریهٔ مفصل بستگی هسته‌ای ، مبتنی برروشهای ریاضی و مفاهیم فیزیکی پیچیده، توسط "بروکنر" و همکارانش ابداع شده‌است (از ۱۹۵۴ تا ۱۹۶۱) . مدل بسیارساده‌شده‌ای نیز وجود دارد که در آن از بعضی ویژگیهای ظریفتر نیروهای هسته‌ای صرفنظر ، ولی بر جاذبهٔ قوی بین نوکلئونی تاکید می‌کند . این مدل را "فون‌وایس زکر" بر پایهٔ مانستگی قطرهٔ مایع با مادهٔ هسته‌ای ، که توسط بوهر پیشنهاد شده بود ، (۱۹۳۵) ، به‌دست‌آورد. فرضهای اساسی به‌قرار زیرند (ر . ک بخش ۲–۳–الف) :

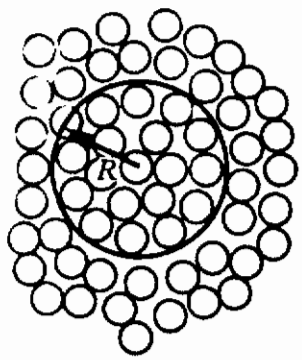
۱ – هسته متشکل از مادهٔ غیرقابل تراکم است، به‌طوری که $R \sim A^{\frac{1}{3}}$.

۲ – نیروی هسته‌ای برای هرنوکلئون یکسان است و به‌خصوص به‌نوع آن‌که پروتون باشد یا نوترون بستگی ندارد .

۳ – نیروی هسته‌ای اشباع می‌شود .

آثار کولونی و مکانیک کوانتومی را به‌طور جداگانه بررسی می‌کنیم . طبق فرضهای ۲ و ۳ ، در

یک‌هستهٔ "نامتناهی" با A نوکلئون، انرژی بستگی اصلی متناسب با A است. اما چون هسته‌های واقعی متناهی هستند معمولاً" یک شکل کروی برای آن در نظر می‌گیرند (شکل ۲–۱۲) – از این‌رو نوکلئونهای سطحی به‌اندازهٔ آنچه که هم‌اکنون تخمین زدیم تحت جاذبه یکسان از اطراف خود قرار نمی‌گیرند و از این‌رو باید جمله‌ای متناسب با تعداد نوکلئونهای سطحی یا متناسب با مساحت سطح را از تخمین مبتنی بر هستهٔ نامتناهی، کم کرد. از طرفی نیروی دافعه‌کولونی‌که بین تمام جفت پروتونها برقراراست‌از انرژی‌بستگی‌کم خواهد کرد. (نیروهای کولنی دارای برد زیاد هستند و اشباع نمی‌شوند). علاوه براین، جمله‌ای را باید معرفی کنیم که به‌هسته‌های با $N = Z$ بیشترین بستگی را نسبت دهد. این جمله، پیامد مستقیمی از رفتار مکانیک کوانتومی نوترونها و پروتونهاست. بالاخره، بایدجملات تصحیحی‌لازمی‌را معرفی‌کنیم‌که بیشترین بستگی‌را برای هسته‌های زوج – زوج و کمترین‌بستگی را برای هسته‌های فرد – فرد به‌دست بدهند و آثار لایه‌ای را که در بالا متذکر شدیم منعکس کنند.



شکل ۲–۱۲: یک هستهٔ کروی درماده هسته‌ای نامتناهی

اهمیت این مدل در این حقیقت نهفته است که جنبه‌های عملی داده‌های جرم هسته‌ای را تبیین می‌کند. این امر موٴید آن است که جملهٔ انرژی بستگی اصلی، متناسب با A، باید صحیح باشد. چون این جمله در بین فرضهای دیگر به‌فرض "**استقلال از بار**" نیروهای هسته‌ای بستگی دارد، می‌توان نتیجه گرفت که برهم‌کنشهای هسته‌ای n-n، p-p و p-n یکسان‌هستند. این اثر مهم در بارهٔ نیروهای‌هسته‌ای، دربخشهای‌بعدنیز تائید خواهد شد.

با در نظرگرفتن عبارت (۲–۱۱۵)، می‌توان انرژی بستگی کل یک هسته را به‌صورت زیر نوشت

$$B_{tot}(A,Z) = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \pm \delta + \eta \qquad (۱۲۷-۲)$$

که در آن

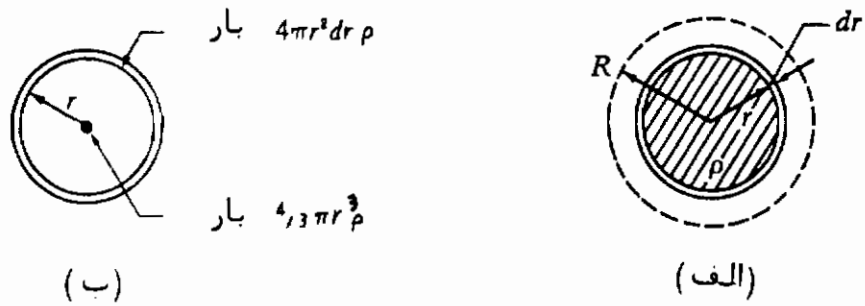
$a_v A$ = جملهٔ حجمی

$-a_s A^{\frac{2}{3}}$ = جملهٔ سطحی ~ مساحت سطح کره ($4\pi R^2$)

$\pm\delta$ = جملهٔ انرژی‌زوجیت[۲۹]، که برای ویژه‌هسته‌های با A ی‌فرد برابر صفراست، برای‌هسته‌های زوج ـ زوج علامت +، و برای‌ویژه‌هسته‌های‌فرد ـ فرد علامت (ـ) را به‌کار می‌بریم.

η = جملهٔ لایه‌ای، که اگر N یا Z یک عدد مرموز باشد مثبت است.

دوجملهٔ دیگر، انرژی کولونی و عدم تقارن را،در زیر توضیح می‌دهیم.



شکل۲ـ۱۳: انرژی کولنی کره‌ای‌که‌به‌طور یکنواخت باردار شده است. (الف) توزیع بارواقعی؛ ورقه‌ای به‌ضخامت dr را به‌کره‌ای به‌شعاع r اضافه می‌کنیم. (ب) توزیع بار معادل. به‌منظور محاسبهٔ انرژی پتانسیل چگالی بار را ρ می‌نامیم.

۲ـ۴ـالف) انرژی کولنـی یک هستهٔ کروی

اگر چه نیروهای کولونی بین جفت پروتونها عمل می‌کند، ولی برای مقصودفعلی‌ما کافی‌است هسته را به‌صورت یک کرهٔ با بار Ze، که به‌طور یکنواخت باردار شـده است، و چگالی بار

$$\rho = \frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi R^3} \qquad (۱۲۸-۲)$$

---

۲۹ ـ بزرگی δ تقریبا" برابر نصف عبارت (۲ـ۱۲۶) است که از جایگذاری معادله (۲ـ۱۲۵) برای هرجمله و سپس اعمال معادلهٔ (۲ـ۱۲۷)، به‌دست می‌آید.

در نظر بگیریم . انرژی کولونی را می‌توانیم به‌طریق زیر محاسبه کنیم .

فرض کنید یک بار کروی به‌شعاع r ، مطابق شکل (۲ ـ ۱۳ الف) بوجود آمده باشد . کار اضافی لازم جهت افزودن ورقه‌ای به‌ضخامت dr برروی کرهٔ فوق را می‌توان با فرض اینکه بار $\frac{4}{3}\pi r^3\rho$ ی کرهٔ اصلی در مرکز لایه متمرکزشده باشد (شکل ۲ ـ ۱۳ ب) محاسبه کرد . در این‌صورت انرژی پتانسیل الکتریکی هسته با استفاده از معادلهٔ (۲ ـ ۱۲۸) عبارت است از

$$V_{\text{coulomb}} = \int_0^R \tfrac{4}{3}\pi r^3\rho \cdot 4\pi r^2\, dr\rho \cdot \frac{1}{r}$$

$$= \tfrac{16}{15}\pi^2\rho^2 R^5$$

$$= \frac{3}{5}\frac{Z^2e^2}{R} \qquad (۲ - ۱۲۹)$$

چون ، درتوافق با دیدگاه تابع موجی ، فرض کرده‌ایم که بار هرپروتون در تمام هسته " پخش " شده باشد ، عبارت (۲ـ۱۲۹) شامل یک جملهٔ ساختگی "خود ـ انرژی" $3e^2/(5R)$ برای هر پروتون است (که با قرار دادن $Z = 1$ پیدا می‌شود) . با کسر این جمله برای Z پروتون انرژی برهم‌کنش صحیح بین تمام جفت پروتونها به‌دست می‌آید

$$V_{\text{coulomb}} = \frac{3}{5}\frac{Z(Z-1)e^2}{R} \qquad (۲ - ۱۳۰)$$

از مقایسه با معادلات (۱ـ۵) و (۱ـ۶) ، می‌توان ثابت a_c را درمعادلهٔ (۲ـ۱۲۷) محاسبه‌کرد

$$a_C = \frac{3}{5}\frac{e^2}{R_0}$$

برای $R_0 = 1/4$ یا $1/2$ F

داریم $a_C = 0/62$ یا $0/72$ Mev (۲ ـ ۱۳۱)

چون انرژی مثبت کولونی باعث کاهش انرژی بستگی هسته‌ای می‌شود ، جملهٔ کولونی در معادله (۷ـ۱۲۷) با علامت منفی ظاهر می‌شود .

۲–۴ ب) انرژی عدم تقارن

یک‌مدل بسیار ساده کافی است تا شکل جملهٔ عدم تقارن در معادلهٔ (۲–۱۲۷)را نشان دهد . چون نوترونها و پروتونها از قوانین مکانیک کوانتومی پیروی می‌کنند ، باید ، نظیر آنچه در مورد یک جعبهٔ بسته (بخش۲–۲–و)ملاحظه‌کردیم ،در حالتهای‌معین انرژی قرار داشته‌باشند. برای‌سهولت محاسبه، فرض می‌کنیم که‌ترازها متساوی‌الفاصله بوده به‌فاصله Δ از یکدیگر قرار داشته باشند و طبق اصل طردپاولی فقط یک نوکلئون در هرتراز وجود داشته باشد . بااین فرض که نیروهای بین نوترونها با نیروهای بین پروتونها ، در غیاب آثارکولونی (ر.ک بخش۲–۴) ، برابرند ،انتظار می‌رود که حالتهای انرژی نوترونها و پروتونها یکسان باشند .

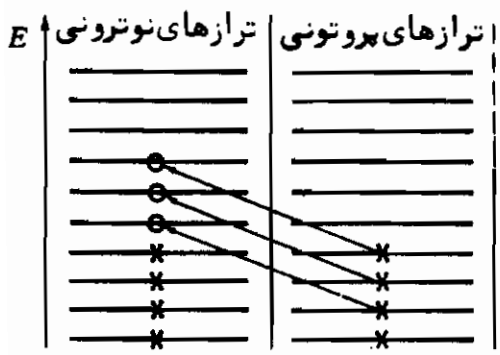
انرژی عدم تقارن عبارت است از اختلاف بین انرژی هسته‌ای یک هسته با اعداد نوترونی و پروتونی N و Z با انرژی ایزوباری که در آن اعداد نوترونی و پروتونی ، هردو ، مساوی $A/2$ است . اگر بخواهیم هستهٔ اول را از هستهٔ دوم بسازیم باید ν پروتون تبدیل به‌نوترون شود ، یعنی

$$N = \tfrac{1}{2}A + \nu \qquad Z = \tfrac{1}{2}A - \nu \quad \text{یا} \quad \nu = \tfrac{1}{2}(N - Z)$$

و مقدار کاری که صرف خواهد شد ، عبارت است از

$$\nu^{a}\Delta = \tfrac{1}{2}(N - Z)^{a}\Delta \qquad (۲ - ۱۳۲)$$

این مطلب‌را می‌توان ازشکل (۲–۱۴) ملاحظه کرد . توجه کنید که انرژی هرکدام از ν پروتون باید به‌اندازهٔ $\nu\Delta$ افزایش داده شود . چون عبارت (۲–۱۳۲) همیشه مثبت است ، انرژی بستگی یک هستهٔ با $N \neq Z$ همیشه نسبت به‌هستهٔ با $N = Z$ کمتر خواهد بود .همچنین با محاسبهٔ انرژی E_{max}،که تا آن انرژی باید ترازهای هسته پر باشند تا بتوانند تعداد N نوترون را جای دهند ، و قراردادن $\Delta \approx E_{max}/N$ می‌توان نشان داد که $\Delta \sim 1/A$ است.



شکل۲–۱۴ . مدل مربوط به‌جملهٔ عدم تقارن. نوترونها و پروتونها به‌فرض دارای ترازهایی به‌فاصلهٔ مساوی Δ هستند . علامتهای (×) ، معرف حالتهایی می‌باشندکه درابتدا اشغالند. در انتقال سه‌پروتون به‌حالتهای نوترونی باید انرژی $3\times3\Delta$ صرف شود .

۲ـ۴ ـ ج) سهمی‌های جرم . خط پایداری

با مرتب‌کردن جزیی معادلهٔ (۲ـ۱۲۷) می‌توان جرم یک هسته (ر.ک معادلهٔ ۲ـ۱۱۵) را به‌صورت زیر نوشت

$$M(A,Z)c^2 = xA + yZ + zZ^2 \mp \delta - \eta \qquad (۲-۱۳۳)$$

که در آن

$$x = M_n c^2 - a_v + a_s + \frac{a_s}{A^{\frac{1}{3}}}$$

$$y = -4a_s - (M_n - M_H)c^2 \approx -4a_s$$

$$z = \frac{4a_s}{A} + \frac{a_c}{A^{\frac{1}{3}}}$$

به‌ازاء $A = \text{cte}$ ، معادلهٔ (۲ـ۱۳۳) معادلهٔ یک سهمی است . می‌نیمم جرم به‌ازاء $Z = Z_A$ (که معمولاً یک عدد صحیح نیست) به‌دست می‌آید . نمودار Z_A برحسب A یا N خط مربوط به‌بیشترین پایداری هسته‌ای را می‌دهد . با نوشتن $\partial(Mc^2)/\partial Z = 0$ خواهیم داشت

$$Z_A = \frac{-y}{2z}$$

$$\approx \frac{A/2}{1 + \frac{1}{4}(a_c/a_s)A^{\frac{2}{3}}} \qquad (۲-۱۳۴)$$

نمودار این فرمول عیناً با شکل **خط پایداری** تجربی در شکل (۲ـ۱۰) ، مطابقت دارد . با برازش داده‌ها خواهیم داشت $\frac{1}{4}(a_c/a_s) = 0.0078$ ، به‌طوری که به‌کمک معادلهٔ (۲ـ۱۳۱) مقدار مورد انتظار a_s برابر می‌شود با

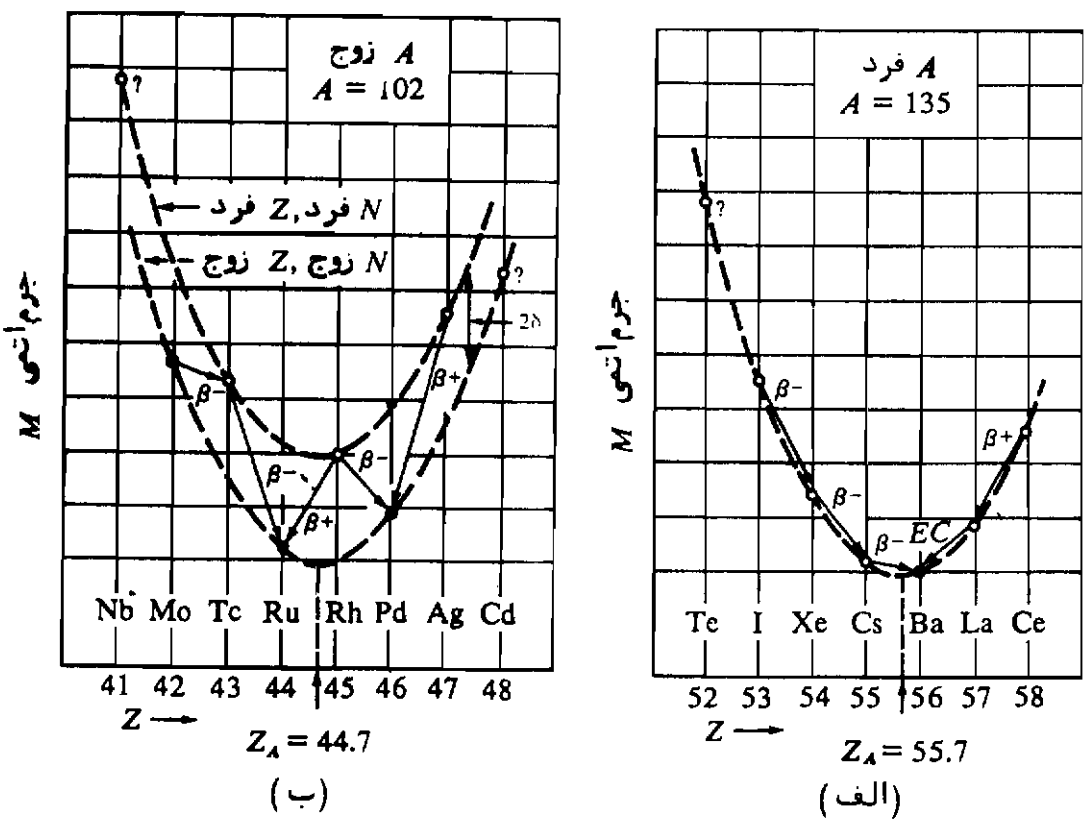
$$a_s \approx 20 \text{ تا } 23 \text{ Mev} \qquad (۲-۱۳۵)$$

از عبارت (۲ـ۱۳۴) ، می‌توان تشخیص داد که انحراف خط پایداری از خط $N = Z$ یا $Z = A/2$ به‌علت رقابتی است که بین انرژی کولونی ، که تمایل به‌وضعیت $Z_A < A/2$ دارد، و انرژی عدم تقارن که مایل به‌وضعیت $Z_A = A/2$ است ، صورت می‌گیرد .

برای ایزوبارهای با A ی فرد ، $\delta = 0$ ، معادلهٔ (۲ ـ ۱۳۳) فقط معرف یک سهمی منفرد است ، که در شکل (۲ـ۱۵ الف) برای یک مورد نوعی نشان داده شده است . بعداً خواهیم دید (بخش ۴ـ۶ ب) که اگر

واپاشی بتایی (الکترون) $M(A,Z) > M(A, Z+1)$ که در آن Z به $Z+1$ تبدیل می‌شود. (۲ – ۱۳۶)

گیراندازی الکترون و یا شاید واپاشی پوزیترونی[۳۰] $M(A,Z) > M(A, Z-1)$ که در آن Z به $Z-1$ تبدیل می‌شود.



شکل (۲–۱۵) : سهمی جرم ایزوبارها. (الف) هسته‌های با A ی فرد. (ب) هسته‌های با A ی زوج. دایره‌های توپر معرف هسته‌های پایدار و دایره‌های توخالی معرف هسته‌های پرتوزاست. در محور عرضها هرقسمت تقریبا "برابر 1 Mev است. (با اجازه Evans، ۱۹۵۵)

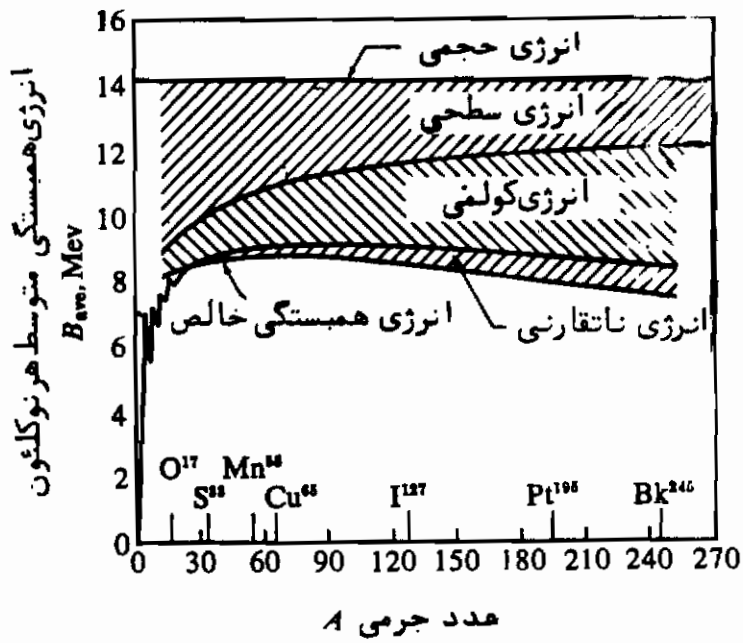
از شکل (۲ – ۱۵الف) به‌وضوح پیداست که برای هسته‌های با A ی فرد فقط یک ایزوبار (پایدار) وجود دارد که برای آن هیچ یک از این دو حادثه رخ نمی‌دهند. شکل

---

۳۰ – واپاشی پوزیترون فقط وقتی اتفاق می‌افتد که $M(A,Z) > M(A, Z-1) + 2m_0$ باشد، که در آن m_0 جرم سکون الکترون است. ر.ک معادلهٔ (۱–۲).

(۲ــ۱۰) نیز مبین این واقعیت است. دواستثنای موجود در ۱۲۳ و ۱۱۳ = A، بدون شک مربوط به‌این واقعیت است که در هرمورد یکی از ایزوبارها دارای نیمه‌عمری استثناء طولانی است (10^{12} سال یک حدپائینی تجربی‌است) زیرا اختلاف جرمها، برحسب اتفاق، فوق‌العاده کوچک است.

برای ایزوبارهای با A ی زوج، از معادلهٔ (۲ــ۱۳۳) دوسهمی به‌دست می‌آید که اختلاف جرم آنها 2δ است. یک نمونه در شکل (۲ــ۱۵ ب) نشان داده شده است. بسته به‌اینکه انحناء سهمیها و جدایی 2δ چقدر باشد، چندین ایزوبار زوج ــ زوج می‌تواند وجود داشته باشد. بیشترین تعدادی که در طبیعت پیدا می‌شود برابر سه است. (ر.ک شکل ۲ــ۱۰). در واقع هیچ هستهٔ فرد ــ فرد پایداری نباید وجود داشته باشد. مواردا استثنائی B^{10}، Li^{6}، H^{2} و N^{14} به‌علت تغییرات سریع انرژی بستگی هسته‌ای (شکل ۲ــ۸) برای هسته‌های بسیار سبک است که ناشی از اثرهایی‌از ساختار هسته‌ای است که در مدل قطره مایعی منظور نشده است. شکل (۲ــ۱۵ ب) نشان می‌دهد که برای بعضی از هسته‌های فرد ــ فرد هردو شرط (۲ــ۱۳۶) برقرار است، به‌طوری که واپاشی الکترون و پوزیترون از یک هسته امکان‌پذیر است و حقیقتاً" هم رخ می‌دهد (ر. ک شکل ۴ــ۲۸، Cu^{64}).



شکل ۲ــ۱۶ : خلاصهٔ بررسی انرژی بستگی متوسط، براساس مدل قطره مایعی (بااجازه Evans، ۱۹۵۵)

۲–۴–د) خلاصه . آثار لایه‌ای

ثابتهای‌فرمول نیمه‌تجربی جرم (۲ – ۱۲۷)را می‌توان توسط مقایسه با داده هـای موجود به‌دست آورد . "برازش" هرگزکامل نیست ،و از این رو چندین مجموعه از ضرایـب به‌کار می‌رود . دو نمونه از مجموعه‌ها عبارتند از (برحسب Mev ، Mev ۱ u =۹۳۱)

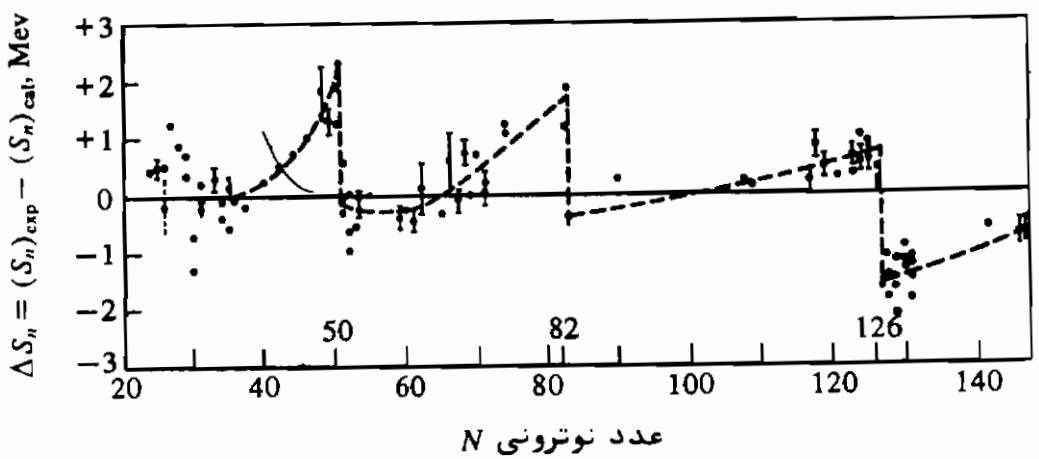
$$\begin{array}{lllll} a_v = 14 & a_s = 13 & a_c = 0.60 & a_a = 19 & \delta = 34/A^{\frac{3}{4}} \\ a_v = 16 & a_s = 18 & a_c = 0.72 & a_a = 23.5 & \delta = 11/A^{\frac{1}{2}} \end{array} \qquad (۱۳۷ - ۲)$$

جملهٔ زوجیت δ حدودا" باید برابر نصف انرژی زوجیت (۲–۱۲۶) باشد . عبارتهای داده شده دارای برخی توجیهات نظری هستند . در شکل (۲–۱۶) سهم هرجمله در B_{ave} نشان داده شده است .

اگر معادلهٔ (۲–۱۲۷) را بدون جملهٔ مربوط به‌مدل لایه‌ای، η ،برای پیش بینـی انرژیهای جدایی نوترون [معادله (۲–۱۲۰)] به‌کار ببریم ، در یک مقایسه با داده‌هـــای تجربی به‌نظمهای جالبی بر می‌خوریم . شکل (۲–۱۷) کمیت

$$\Delta S_n = S_n(A,Z)_{\text{تجربی}} - S_n(A,Z)_{\text{نظری}} \approx \eta(Z,A) - \eta(Z, A-1) \qquad (۱۳۸ - ۲)$$

رانشان‌می‌دهد . افزایش‌انرژی بستگی درنزدیکی‌اعدادمرموز۲۸، ۵۰، ۸۲و ۱۲۶ کاملا" چشمگیر اسـت .



شکل۲–۱۷ : مقایسهٔ مقادیر تجربی و محاسبه شدهٔ انرژیهای جدایی نوترون. اثر بسته‌بودن لایه‌ها برروی انرژی جدایی نوترون آشکار است . (با اجازه‌از Evans، ۱۹۵۵)

هرچند که ما مدل قطره مایعی را فقط برحالتهای پایهٔ هسته‌ها اعمال کرده‌ایم، ولی می‌توان آنرا برای حالتهای برانگیخته نیز به‌کار برد. این حالتها می‌توانند توسط نوسانهای "قطرهٔ" هسته یا توسط چین و شکنهایی که برروی سطح آن حرکت می‌کنند ایجاد شوند. این عقیده مخصوصا" در توجیه بعضی از جنبه‌های شکافت هسته‌ای، که در بخش (۵–۷) به‌آن خواهیم پرداخت، موفق بوده است.

مدل قطرهٔ مایعی برآثار تعاونی بین نوکلئونهای متعدد موجود در هسته تائید دارد و پیشقراول مدلهای تجمعی ساختار هسته‌ای است. آنچه در این مدل صراحت دارد تقسیم سریع انرژی بین نوکلئونهاست که مبنای نظریهٔ بوهر را در مورد شکلبندی هستهٔ مرکب در واکنشهای هسته‌ای تشکیل می‌دهد.

۲–۵ مدل لایه‌ای:

جدول تناوبی عناصر مبتنی بر وجود نظم هایی در خواص شیمیایی و فیزیکی منظم اتمها (ظرفیت، انواع طیفهای نوری، پتانسیل یونش، و غیره) است. تناوبی بودن این جدول، از پرشدن منظم ترازهای الکترونی به‌ترتیب افزایش انرژی، نتیجه می‌شود، البته با این قید که اصل طرد پاولی تعداد الکترونهای هر زیرلایه را به ۲ محدود می‌سازد. اگر نیروهای بین الکترونی را تقریبا" با یک نیروی مرکزی مؤثر نمایش دهیم، هرزیر لایه توسط سه عدد کوانتومی مشخص می‌شود: **عدد کوانتومی کلی** یا اصلی n_{tot}، **عدد کوانتومی مداری** یا سمتی l، و **عدد کوانتومی مغناطیسی** m. دو عدد کوانتومی اخیر را در معادلات (۲–۴۴) و (۲–۴۵) متذکر شده‌ایم عدد کوانتومی کل توسط رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$n_{tot} = n + l \qquad (۲ - ۱۳۹)$$

که در آن **عدد کوانتومی شعاعی** n مساوی تعداد صفرهای تابع شعاعی $u(r)$ است که در معادلهٔ (۲–۴۸) تعریف شده است (از جمله صفر واقع در $r=0$). اگر یک زیرلایه با دو الکترون پرشده باشد، طبق اصل طرد پاولی باید جهات اسپین ذاتی آنها متقابل باشند.

بزودی پس از کشف نوترون، پیشنهاد شد که تناوبهایی نیز باید در خواص هسته‌ای وجود داشته باشد[۳۱]. نظم هایی در فراوانی و در انرژیهای واپاشی آلفا پیدا شد، که دلالت بر وجود نظمهای خاصی در انرژیهای بستگی هسته‌ای داشت. همچنین ملاحظه شد که اعداد نوکلئونی ۲، ۸، و ۲۰ با پایداری خاصی توام بودند. چون این اعداد دقیقا" متناظر با چند

---

۳۱ – Bartlett, Guggenheimer, Elsasser. 1933

عدد تناوبی اولیهٔ الکترونهای اتمی بودند، به‌نظر رسید که به‌هسته‌ها هم بتوان یک ساختار لایه‌ای نسبت داد. هرچند که، به‌طور کلی، در آن وقت شواهد تجربی زیادی در دسترس طرفداران اولیهٔ مدل لایه‌ای نبود. همچنین، با شروع از حدود ۱۹۳۵، کاربردهای موفقیت‌آمیزی از مدل قطره مایعی هسته‌ها و مدل هستهٔ مرکب واکنشهای هسته‌ای مبین این واقعیت بود که برهم‌کنش بین نوکلئونها در یک هسته آن‌قدر قوی است که نمی‌توان یک ساختار لایه‌ای قابل ملاحظه به‌آن نسبت داد.

برای درک بهتر بیان فوق، از اصل عدم قطعیت هایزنبرگ استفاده می‌کنیم که برطبق آن در هر آزمایشی به‌مدت t، انرژی هیچ سیستم را نمی‌توان با دقتی بیش از عدم قطعیت Γ که در آن[۳۲]

$$\Gamma t \approx h \qquad (۱۴۰-۲)$$

است، تعیین کرد. فرض می‌کنیم نوکلئون‌ها در داخل هسته به‌شدت با یکدیگر برهم‌کنش داشته باشند و زمان متوسط بین برخوردها برابر t باشد. اگر بخواهیم انرژی یک نوکلئون را بین دوبرخورد حساب کنیم، رابطهٔ (۲-۱۴۰) پیش‌بینی می‌کند که نتیجه به‌اندازهٔ h/t غیرقطعی است. طولانی‌ترین زمان t ی بین دو برخورد که ممکن است برای هسته‌ای به‌شعاع R قابل قبول باشد، حدود زمان پیمایش هسته است.

$$t \approx \frac{R}{v} \qquad (۱۴۱-۲)$$

که در آن v سرعت نوکلئون در داخل هسته می‌باشد. از طرفی طبق معادلهٔ (۲-۲۷) داریم

$$v = \frac{p}{m_0} = \frac{k\hbar}{m_0} \qquad (۱۴۲-۲)$$

چون نوکلئون درناحیه‌ای به‌ابعاد خطی R محدود است، رابطه‌ای نظیر (۲-۸۱) بایدبرقرار باشد

$$k \approx \frac{\pi}{R} \qquad (۱۴۳-۲)$$

---

۳۲ - این‌سکل‌ارا صل عدم قطعیت را در بخش (۴-۳) به‌صورت دیگری محاسبه‌کرده‌ایم.

به‌طوری که (با حذف ضرایب عددی) خواهیم داشت

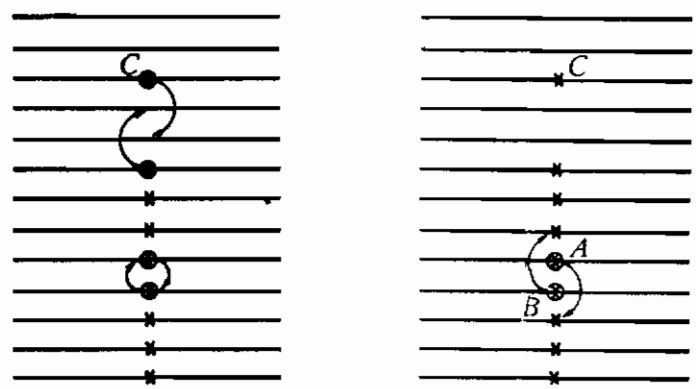
$$t \approx \frac{m_0 R^2}{h} \qquad (۲-۱۴۴)$$

چون t طولانی‌ترین زمان بین برخوردهاست، کمترین عدم قطعیت در انرژی یک نوکلئون برابر خواهد بود با

$$\Gamma \approx \frac{h^2}{m_0 R^2} \qquad (۲-۱۴۵)$$

اما این مقدار دقیقاً "از مرتبهٔ بزرگی فاصلهٔ بین ترازهای انرژی هسته‌ای است، [رک. عبارت (۲-۹۰) نتیجه آن در معادلهٔ (۲-۹۵)]. بنابر این، حالتهای انرژی هسته‌ای باید به‌قدری در هم بروند که نتوان هیچ ساختار لایه‌ای خوش ـ تعریفی به‌آن نسبت داد.

وایسکوف در سال ۱۹۵۱ به‌اشتباه موجود در بحث فوق پی‌برد. وی‌خاطرنشان ساخت که اصل طرد پاولی به‌شدت امکان برخوردهای بین نوکلئونها را محدود می‌سازد، به‌طوری که زمانهای بین برخوردها خیلی طولانی‌تر از مقدار پیش‌بینی شده در معادلهٔ (۲-۱۴۱) است. در نتیجه، پهنای ترازها خیلی باریکتر از برآورد حاصل از معادلهٔ (۲-۱۴۵) خواهد بود.



(ب) (الف)

شکل ۲-۱۸: محدودیت برخوردهای نوکلئون ـ نوکلئون در داخل هسته.
(الف) برخورد اشاره شدهٔ ذرات A و B مجاز نیست، چون با وجودی که این برخورد، پایستگی انرژی را حفظ می‌کند، ترازها قبلاً" پر شده‌اند.
(ب) برخوردهای ممکن آنهایی هستند که شامل تعویض ترازها یا ذرات برانگیخته نظیر C می‌باشند.

دلیل وایسکوف را می‌توان با مراجعه به شکل (۲ــ۱۸) الف درک کرد. برای سهولت فرض می‌کنیم ترازها متساوی الفاصله باشند، و هریک توسط یک نوکلئون اشغال شده باشد. حال برخورد بین ذرات A و B را در نظر می‌گیریم. در اغلب برخوردهای دوجسمی، انرژیهای جنبشی تک تک ذرات تغییر می‌کنند حتی اگر پایستگی کلی انرژی برقرار باشد. حال اگر، دو ذره ابتدا در ترازهای انرژی پری قرار داشته باشند، آن گونه که به‌طور طرح‌وار درشکل (۲ــ۱۸الف) نشان داده شده است، نمی‌توانند بایکدیگر برخوردکنند زیرا حالتهای انرژی‌ای که این ذرات مجبور بودند به‌آنها بروند قبلا" اشغال بوده و دردسترس نیستند. تنها برخوردهای ممکن آنهایی هستند که ذرات در آنها جای خود را عوض کنند، یا برخوردهایی هستند که در آنها ذرات برانگیخته، نظیر C درشکل (۲ــ۱۸ب)، شرکت داشته باشند. این‌گونه برخوردها به‌ندرت اتفاق می‌افتند. بنابراین، برهم کنش قوی بین نوکلئونها، وجود آثار مدل لایه‌ای (یعنی، زمانهای طولانی بین برخوردها) را نقض نمی‌کند.

۲ـ۵ الف) اساس تجربی مدل لایه‌ای

تا به‌حال نتایج تجربی زیادی که مبین نظم و ترتیب‌هایی در خواص هسته‌ای است، به‌دست آمده است. این نتایج به بسته بودن لایه‌ها در اعداد مرموز ۲، ۸، ۲۰، ۲۸، ۵۰، ۸۲ و ۱۲۶، که دربخش (۲ــ۳ــد) به‌آنها اشاره کردیم، دلالت دارند. قبل از توصیف مدل لایه‌ای، بعضی از شواهد تجربی را ذکر کرده، و سپس جزئیات بیشتر آنرا بررسی می‌کنیم.

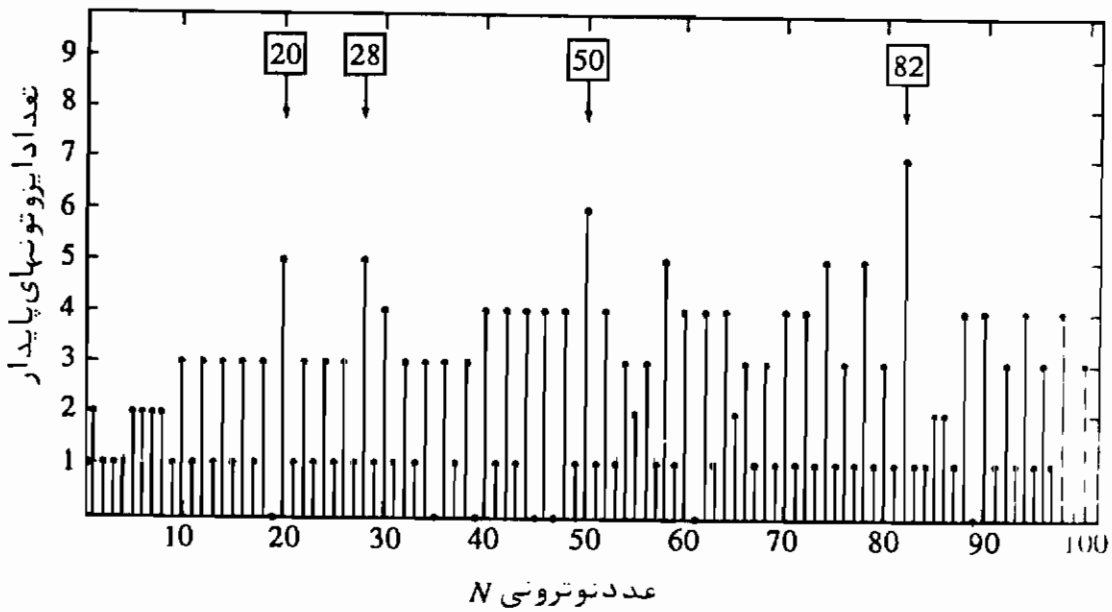
یک مجموعه ازاین روند منظم یا به‌طور مستقیم از روی انرژیهای هسته‌ای، و یا به‌طورغیرمستقیم ازروی داده‌های مربوط به‌فراوانی توجیه می‌شود (شکل ۲ــ۱۰). داده‌های مربوط به‌فراوانی را مجددا" در شکل (۲ــ۱۹) رسم کرده‌ایم تااعداد مرموزرا واضحتر نشان بدهیم. می‌توان ملاحظه کرد که وقتی N مساوی یک عدد مرموز است، تعداد ایزوتونها (به‌تعاریف بخش ۱ــ۲ هـ مراجعه کنید) مخصوصا" زیاد می‌باشد.

در ارتباط با شکل (۲ــ۱۷) قبلا" متذکر شدیم که یک انرژی جدائی **زیاد** نوترون، مربوط به‌هسته‌هایی است که برای آنها N مساوی یک عدد مرموز باشد (همچنین ر.ک شکل ۲ــ۹). به‌علاوه، شکل (۲ــ۲۰) نشان می‌دهد که برای هسته‌های با N = (عدد مرموز) + ۱، انرژی جدایی نوترون مخصوصا" حیلی **پائین** است. توجه کنید که در شکل (۲ــ۲۰) عدد نوترونی هسته نهایی[۳۳] را برمحور طولها برده‌ایم. پدیدهٔ مشابهی در پتانسیل یونش اتمها

---

۳۳ ــ هسته‌ای که قبلا" یک نوترون از آن جدا شده است. (مترجم)

نیز وجوددارد ، که‌برای‌گازهای‌کمیاب زیاد وبرای‌قلیائیها کم‌است .همچنین‌ناپیوستگیهایی در انرژیهای واپاشی آلفا و بتا مشاهده می‌شود ، که مبین وجود ناپیوستگیهایی درانرژیهای بستگی هسته‌ای است[۳۴] .



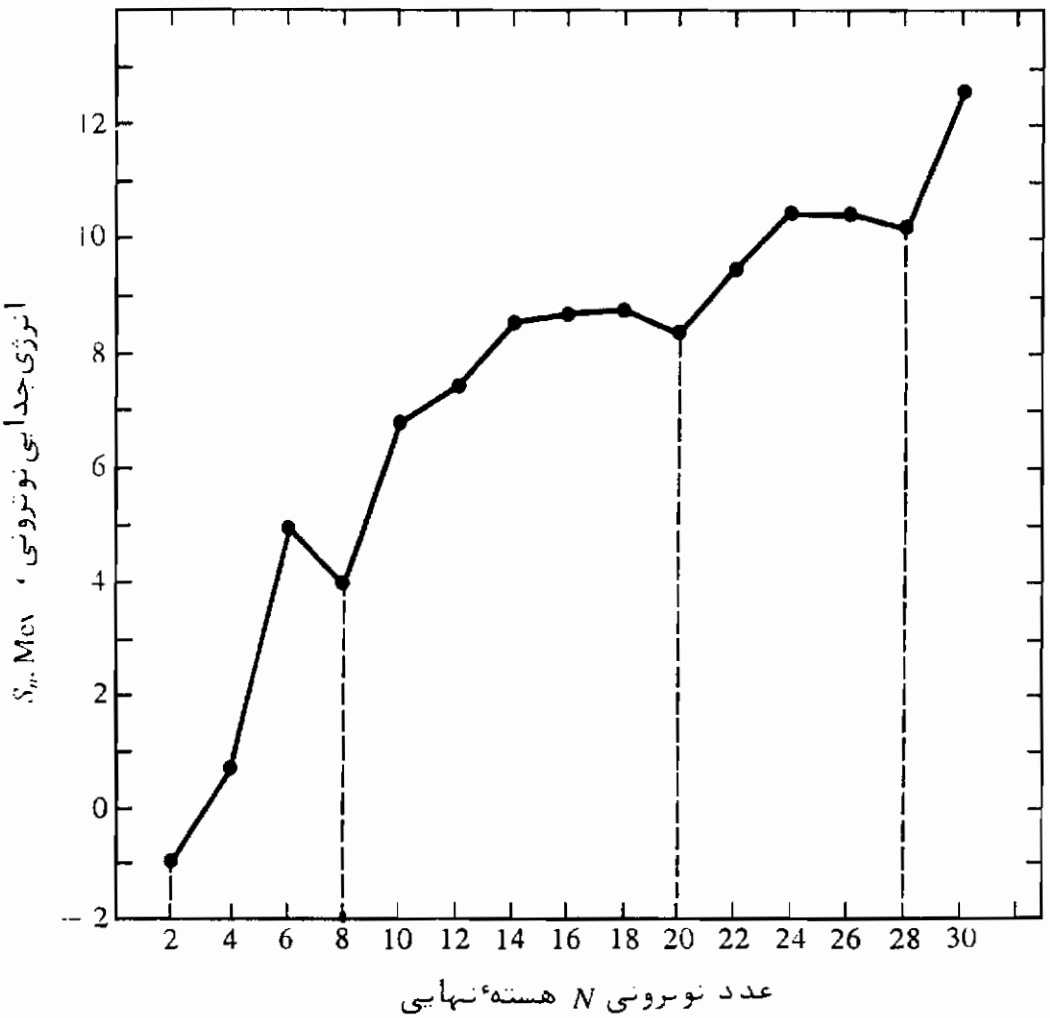
شکل۲ـ۱۹ : تعداد ایزوتونهای پایدار برحسب عدد نوترونی[۳۵] .

هسته‌های مرموز ، که مقیدتر هستند ، به‌انرژی بیشتری برای تحریک‌شدن‌احتیاج دارند تا هسته‌های غیرمرموز . این مطلب درشکل (۲ـ۲۱) آورده شده و در آن ، انرژیهای برانگیختگی اولین حالتهای هسته‌های زوج ـ زوج برحسب N و Z رسم شده است .اثر اعداد مرموز به‌حالتهای برانگیختهٔ بالاتر نیزادامه‌می‌یابد . به‌عبارت دیگر ، درانرژیهای‌برانگیختگی تقریبا" مساوی ، فاصلهٔ بین ترازها برای هسته‌های مرموز بیشتر از هسته‌های دیگر است . در میان سایر چیزها ، این امر باعث می‌شود که سطح مقطعهای گیراندازی نوترونهای تند کمتر شود (شکل۲ـ۲۲) . سطح مقطع کمیتی متناسب با احتمال انجام یک واکنش هسته‌ای است[۳۶] . به‌طور اجمال ،برای اینکه گیراندازی یک نوترون امکان‌پذیر باشد، نوترون

۳۴ـ B. H. Flowers, *Progr. Nucl. Phys.* **2**: 235 (1952).

۳۵ ـ این مطلب را در بخش (۴ـ۵ الف) بیشتر موردبحث قرارخواهیم داد . مثلا" ، شکل (۴ـ۱۲) را ملاحظه کنید .

۳۶ ـ ر . ک بخش (۵ ـ ۴ الف)



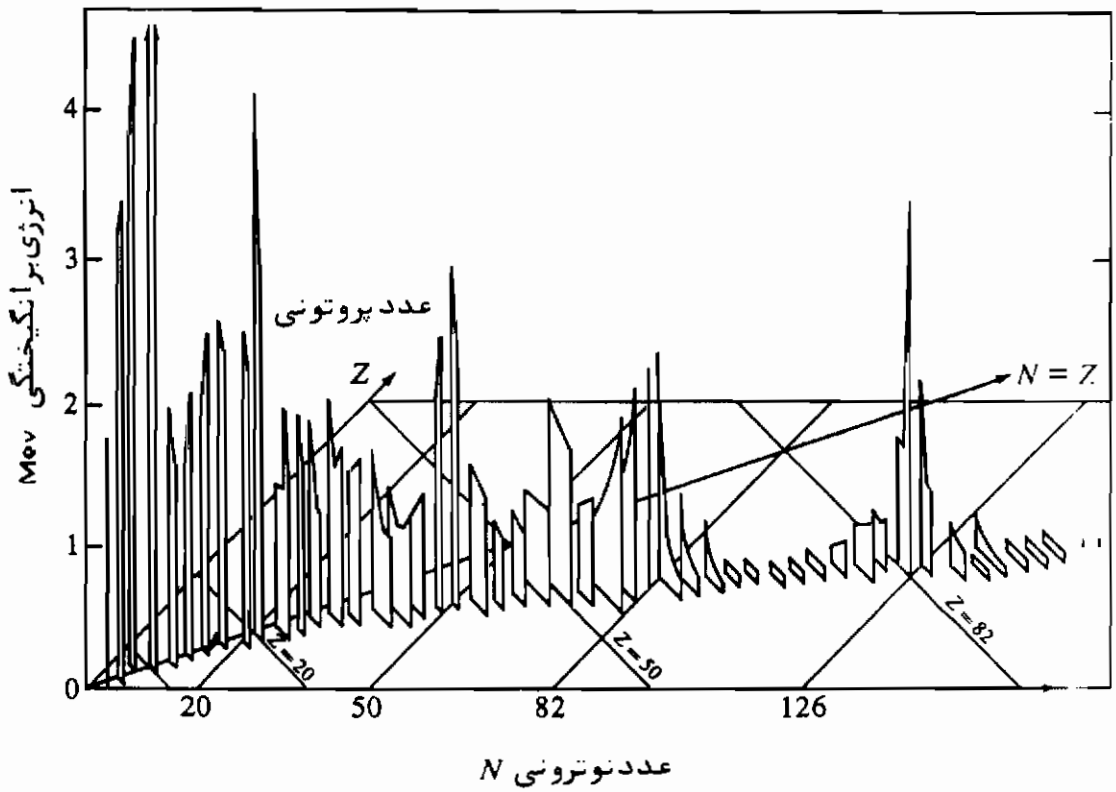
شکل۲ـ۲۰ : انرژی جدایی آخرین نوترون در هستهٔ با $(N+1$ و $Z)$ برای $(Z$ زوج $N)$ ، به‌صورت تابعی از عدد نوترونی N هسته نهایی . ملاحظه می‌شود که برای $N=۲، ۸، ۲۰، ۲۸$ انرژی جدایی بسیار کم است* .

باانرژی جنبشی مفروض باید یک تراز هسته‌ای خالی در انرژی مناسب پیدا کند . بنابراین ، هرچه فاصلهٔ بین ترازها بیشتر باشد ، احتمال گیراندازی کمتر است . در حوالی هسته‌ای نیز روندهای منظمی دیده می‌شوند . که بستگی به‌تکانهٔ راویه‌ای کل و پاریتهٔ هسته ، در حالت پایه یا در حالت برانگیختهٔ آن ، دارند . در پایان بخش (۲ـ۵ ج) به‌این موضوع باز خواهیم

---

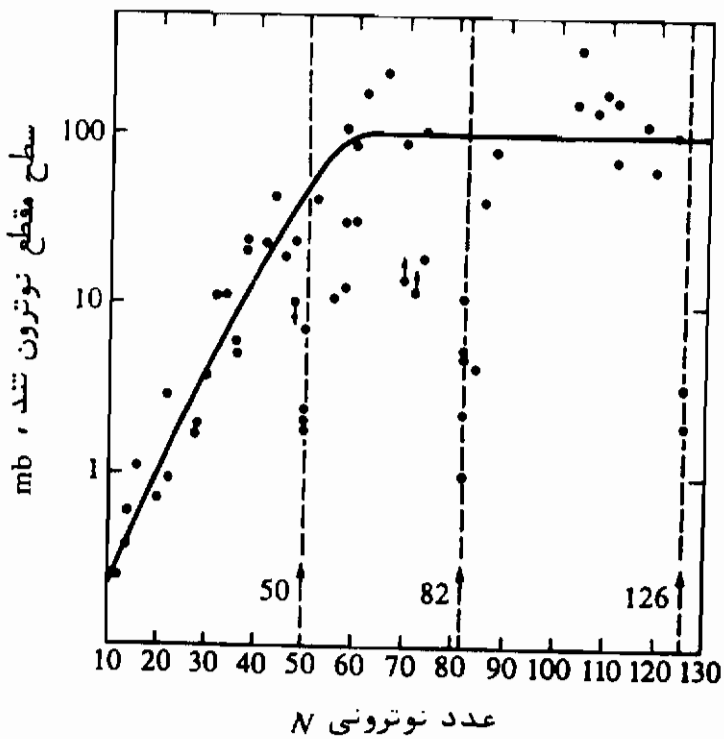
* اقتباس از M. G. Mayer J. H. D. Jensen
در کتاب "Elementary Theory of Nuclear Shell Structure,
ناشر John Wiley & Sons, Inc., New York, 1955.)

گشت . بالاخره ، توجه کنید که مقادیر گشتاورهای هسته‌ای که بیانگر جزئیات ریز توزیع بار الکتریکی و قدرت دوقطبی مغناطیسی در هسته می‌باشند ، جنبه‌های منظمی را نشان می‌دهند. بررسی این اثرها خارج از سطح این کتاب است ، هرچند که بعداً از آنها ذکری به‌میان‌خواهد آمد .



شکل۲–۲۱ : انرژی‌های اولین حالتهای برانگیختهٔ هسته‌های زوج – زوج[۳۷]

۳۷ – K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, and A. Winther, *Rev. Mod. Phys.* 28: 432 (1956).



شکل۲ــ۲۲ : سطح مقطعهای گیراندازی نوترونهای باانرژی 1-Mev [۳۸]

۲ــ ۵ ــ ب) مدل لایه‌ای تک‌ذره‌ای

فرض اساسی درهر مدل لایه‌ای این است که علیرغم جاذبهٔ شدید بین نوکلئونها که انرژی بستگی موردنظر در بخش (۲ــ۴) را ایجاد می‌کند ، حرکت هرنوکلئون عملا" مستقل از نوکلئونهای دیگر است . همان طور که در بخش ۲ــ۵ متذکر شدیم ، این تناقض ظاهری توسط اثرهای ناشی از اصل طرد پاولی از بین می‌رود . اگر تمام جفت‌شدگیهای بین نوکلئونی (موسوم به برهم کنشهای بازمانده[۳۹]) را نادیده بگیریم ، این مدل را مدل لایه‌ای تک ذره‌ای می‌نامند . به‌بیان معادلهٔ شرودینگر (۲ــ۱۹) ، در این صورت فرض می‌شود که هر نوکلئون در پتانسیل یکسانی حرکت می‌کند . در ساده‌ترین مورد ، پتانسیل کروی است ، ولی شواهد خوبی وجود دارد که برای اعداد نوکلئونی دور از لایه‌های بسته ، پتانسیل باید دارای یک

---

۳۸ — D. J. Hughes, "Pile Neutron Research," Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1953.

۳۹ — residual interactions

شکل بیضوی باشد . این شرط را بعداً" بررسی خواهیم کرد .

همانطور که در معادلهٔ (۲–۴۳) نشان دادیم ، برای هر پتانسیل کروی، معادلهٔ شرودینگر را می‌توان به‌جوابهای زاویه‌ای (۲–۴۴) و (۲–۴۵) تجزیه کرد . شکل پتانسیل فقط برجواب شعاعی $R(r)$ ، یا به‌صورت بهتری بر $u(r) = rR(r)$ اثر می‌گذارد.

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\frac{d^2u}{dr^2}+\left[\frac{l(l+1)\hbar^2}{2m_0r^2}+V(r)\right]u=Eu \qquad (۱۴۶-۲)$$

شرایط مرزی بر روی u ، به‌خصوص وقتی $r \to \infty$ ، موجب می‌شود که u یک چندجمله‌ای متناهی باشد . چند جمله‌ای به‌دو عدد کوانتومی بستگی دارد ، یکی عدد کوانتومی شعاعی n و دیگری عدد کوانتومی مداری l . همان‌طوری که در آغاز بخش ۲–۵ متذکر شدیم ، n مساوی تعداد گره‌های u است . جوابهای معادلهٔ (۲–۱۴۶)، فقط برای مقادیر معین E ، که خود وابسته به n و l است ، وجود دارد . این وضعیت کاملاً" مانستهٔ مسالهٔ ذره در یک جعبهٔ مسدود است. در آنجا نیز شرایط مرزی، اعداد کوانتومی تابع موج را تعیین می‌کرد (معادلهٔ ۲–۸۹) و باعث کوانتش انرژی می‌شد (معادلهٔ ۲–۹۰) .

نمادگذاری مرسوم برای توصیف حالتهای انرژی شبیه همان علائمی است که در فیزیک اتمی به‌کار می‌رود . گرچه در فیزیک اتمی هرحالت را توسط عدد کوانتومی کل n_{tot} (ر.ک معادلهٔ ۲–۱۳۹) و l مشخص می‌کنند ، در فیزیک هسته‌ای هرحالت را توسط n و l مشخص می‌کنیم . همچنین برای $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ ، به‌ترتیب ، حروف طیفی s ، p ، d ، f ، g ، h را به‌کار می‌بریم . بنابراین ، حالت p ۲ به‌معنای این‌است‌که $n = 2$ و $l = 1$.

ساده‌ترین پتانسیلهای مفید ، یک چاه پتانسیل مربعی نامتناهی به‌شعاع R

$$V=\begin{cases}0 & r<R\\ \infty & r=R\end{cases} \qquad (۱۴۷-۲)$$

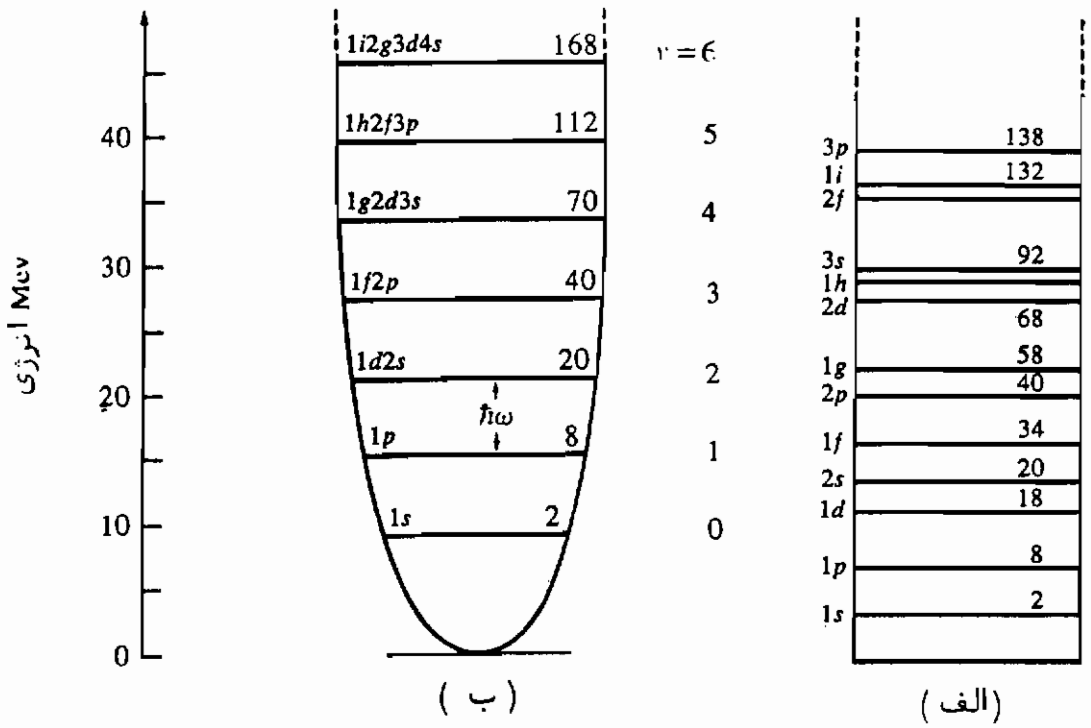
یا یک پتانسیل نوسانگر هماهنگ

$$V=\tfrac{1}{2}m_0\omega^2r^2 \qquad (۱۴۸-۲)$$

است که در آن ω فرکانس نوسان ذره‌ای به‌جرم m_0 است . پتانسیلهای واقع بینانه‌تر عبارتند از:یک چاه پتانسیل مربعی متناهی

$$V=\begin{cases}-V_0 & r\le R\\ 0 & r>R\end{cases} \qquad (۱۴۹-۲)$$

یا یک چاه پتانسیل **گرد شده** که مبین افت تدریجی چگالی نشان داده شده درشکل (۱–۱) است.



شکل۲–۲۳: ترازهای انرژی نوکلئونها (الف) در یک چاه پتانسل مربعی نامتناهی ($R = 8$ F). (ب) در یک پتانسیل نوسانگر هماهنگ. نمادگذاری طیفی (n, l) و عدد اشغال تا هر تراز معین داده شده است. عدد نوسانگر ν، معادلهٔ (۲–۱۵۰)، نیز نشان داده شده است.[۴۰]

ترازهای انرژی حاصل از پتانسیلهای (۲–۱۴۷) و (۲–۱۴۸) به‌ترتیب در شکلهای (۲– ۲۳الف و ب) نمایش داده شده‌اند. نمادگذاری طیفی، در طرف چپ درج شده است. درست شبیه به‌مورد یک جعبهٔ مکعبی بسته، و به‌همان‌دلیل، انرژی پائین‌ترین‌حالت، متناظر با انرژی جنبشی صفر نیست. برای ترازهای یک چاه مربعی نامتناهی عبارت ریاضی ساده‌ای وجود ندارد، ولی برای پتانسیل نوسانگر هماهنگ وجود دارد

$$E = (n_x + n_y + n_z + \tfrac{3}{2})\hbar\omega$$
$$= (\nu + \tfrac{3}{2})\hbar\omega \qquad (۲ - ۱۵۰)$$

۴۰ – Burcham, 1963.

که در آن n_x ، n_y ، n_z سه‌عدد کوانتومی صحیح و مثبت‌اند که ممکن است دارای مقدار صفر نیز باشند. ترازهای انرژی متساوی الفاصله هستند. همان‌طور که در شکل (۲–۲۳ ب)نشان داده شده است، چندین تراز تبهگن به‌چشم می‌خورد، یعنی به‌ازاء بیش از یک مجموعه اعداد کوانتومی، یک انرژی به‌دست می‌آید. عدد ν را "**عدد کوانتومی نوسانگر**" می‌نامند.

همچنین اگر تابع موج شعاعی الکترون را نیز درنظر بگیریم، برای حالتهای s ، $(l = 0)$ ازتساوی ریاضی معادلات (۲–۵۳) و (۲–۲۲) می‌توان توابع موج چاه پتانسیل نامتناهی[۴۱] را به‌صورت

$$u = rR(r) = C \sin \frac{n\pi r}{R} \qquad (۱۵۱ - ۲)$$

نوشت‌که درآن C ثابت بهنجارش است. برای $l \neq 0$ توابع پیچیده‌تری به‌دست می‌آیند[۴۲]. برای هر چاه متناهی که در آن $V(r \to \infty) \to 0$ ، شکل $u(r \to \infty)$ برای یک حالت مقید ($E < 0$) به‌صورت

$$u \sim e^{-\kappa r} \qquad (۱۵۲ - ۲)$$

است که در آن κ توسط رابطهٔ $\frac{1}{2}\hbar^2\kappa^2/m_0 = |E|$ تعریف می‌شود. در شکل (۲–۲۴) چند تابع موج شعاعی برای چاه مربعی متناهی رسم شده است.

---

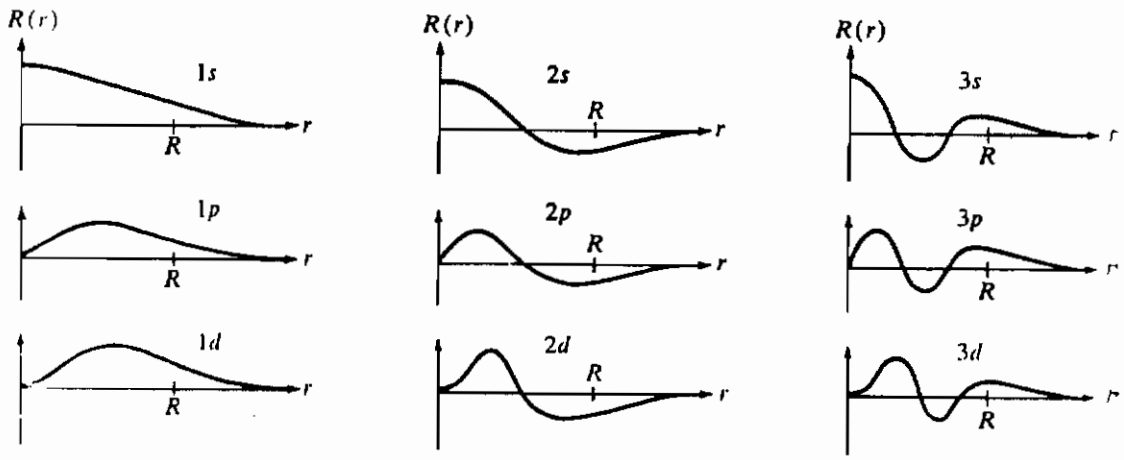
۴۱ ــ معادلات (۲–۸۰) و (۲–۸۱) را ملاحظه کنید، ولی توجه داشته باشیدکه $u(0) = 0$ ، زیرا $R(0)$ باید مستقل از شکل $V(r)$ متناهی باشد.

۴۲ ــ تعدادی از نخستین تابعها عبارتند از:

$$u(l = 1) = (\sin \rho)/\rho - \cos \rho$$

$$u(l = 2) = [(3/\rho^2) - 1] \sin \rho - (3/\rho) \cos \rho$$

که در آن $\rho = f(n)\pi r/R$ و $f(n)$ یک ضریب عددی وابسته به n است. همچنین می‌توان نشان داد که وقتی $r \to 0$ ، $R(r) \sim r^l$ (ر.ک Schiff، ۱۹۵۵، بخش۱۵).



شکل۲–۲۴ : توابع موج شعاعی "طرح‌وار" برای یک چاه پتانسیل مربعی متناهی. برای $r \to 0$ ، $R(r) \sim r^{l}$ و برای $r \to \infty$ ، $R(r) \sim r^{-1}e^{-\kappa r}$ که در آن $\frac{1}{2}\hbar^2\kappa^2/m_0 = |E|$ مقدار انرژی تراز زیر $V(r \to \infty) = 0$ است. (ر.ک مسأله ۲–۱۳).

طبق اصل طرد پاولی، هرحالت می‌تواند با نوکلئونهای یکسان طوری پر شود که هیچ دو نوکلئونی دارای مجموعهٔ اعداد کوانتومی

$$n \quad l \quad m \quad m_s \qquad (۱۵۳-۲)$$

همانند نباشند. در اینجا m_s (مساوی $\frac{1}{2}+$ یا $\frac{1}{2}-$) یک عدد کوانتومی است که جهت اسپین ذاتی نوکلئون را مشخص می‌کند. مثلاً، اگر $l = 3$ باشد مقادیر ممکن m عبارت است از (۳، ۲، ۱+، ۰، ۱–، ۲–، ۳–) و در هر زیر تراز مغناطیسی ممکن است دو نوکلئون با اسپین‌های $\frac{1}{2}-$ و $m_s = +\frac{1}{2}$ قرار گیرد. بنابراین، ماکزیمم عدد اشغال در این مورد برابر ۲×۷=۱۴ است. در حالت کلی این عدد برابر $2 \times (2l+1)$ است. شکل (۲–۲۳) عدد اشغال کل را تا هر تراز خاصی برای دوپتانسیل نشان داده شده، به‌دست می‌دهد. بنابراین انتظار می‌رود که هرگاه یک حالت (n,l) کاملاً" پر باشد هستهٔ پایداری مخصوصاً" زیادی داشته باشد، زیرا تعداد نوکلئونها زوج است و از این‌رو ماکزیمم انرژی زوجیت وارد عمل می‌شود. همچنین اگر فاصله (گاف) تا حالت انرژی (پر نشده) بعدی زیاد باشد، انرژی زیادتری برای برانگیختن هسته لازم است تا موردی که فاصله کم باشد. بنابراین، آثار اعداد مرموز باید در شکافهای لایه‌ای اصلی رخ دهد. اگرچه اعداد مرموز ۲، ۸ و ۲۰ به‌سهولت به‌دست می‌آیند (شکل ۲–۲۲ را ملاحظه کنید)، ولی سایر اعداد (۲۸، ۵۰، ۸۲، ۱۲۶) دیده نمی‌شوند.

حتی اگر پتانسیل واقع‌بینانه‌تر (۲–۱۴۹) یا چاه پتانسیل گردشده را به‌کار ببریم، این اشکال برطرف نخواهد شد. چون تمام مدلهای لایه‌ای اولیه از این نوع پتانسیلها استفاده می‌کردند، نمی‌توانستند تمام اعداد مرموز را به‌دست دهند و این‌طور به‌نظر می‌رسید که زیاد مفید فایده نباشند.

۲–۵ ج) مدل جفت‌شدگی اسپین ــ مدار

در سال ۱۹۴۹ "می یر، هاکسل، جنس وسو ئس" موفق شدند که هرکدام مستقل از یکدیگر به‌علت نارسایی مدل لایه‌ای تا آن روز پی ببرند. آنها پیشنهادکردند که یک برهم‌کنش قوی باید بین تکانهٔ زاویه‌ای **مداری** و تکانه زاویه‌ای **اسپین ذاتی** هر نوکلئون موجود باشد. طبق قواعد مکانیک کوانتومی جفت‌شدگی برای تکانه‌های زاویه‌ای، و تکانه زاویه‌ای کل $j\hbar$ که از جمع برداری تکانه زاویه‌ای مداری $l\hbar$ و اسپین ذاتی $s\hbar$ به‌دست‌می‌آید باید به‌گونه‌ای باشد که j به‌مقادیر زیر محدود شود[۴۳]

$$j = l + \tfrac{1}{2} \quad \text{یا} \quad j = l - \tfrac{1}{2} \qquad (۱۵۴ - ۲)$$

اگر یک برهم کنش قوی اسپین ــ مدار وجود داشته باشد، انرژی متفاوتی با هرکدام ازاین‌دو مقدار j همراه است، که این باعث شکافتگی اسپین ــ مداری ترازها می‌شود. در نمادگذاری طیفی، مقدار j را به‌صورت یک شاخص پایین در نماد (n,l) می‌نویسند. مثلاً"، درمورد لایهٔ $1p$، یک شکافتگی بین ترازهای $1p_{\frac{1}{2}}$ و $1p_{\frac{3}{2}}$ به‌دست می‌آید. به‌طور تجربی معلوم‌شده است که در هسته‌ها تراز انرژی با مقدار بزرگتر j همیشه زیر تراز با مقدار کوچکتر j قرار می‌گیرد.

شکل (۲–۲۵) اثر شکافتگی اسپین ــ مداری را برترازهای انرژی یک چاه پتانسیل متناهی گردشده نشان می‌دهد. ماگزیمم عدد اشغال برای هر تراز $(n,l)_j$ مساوی $2j+1$ است، زیرا طبق قواعد مکانیک کوانتومی، هر تکانهٔ زاویه‌ای برداری $\nu\hbar$ دارای تصاویر $m_\nu\hbar$ در امتداد یک محور مفروض است که در آن

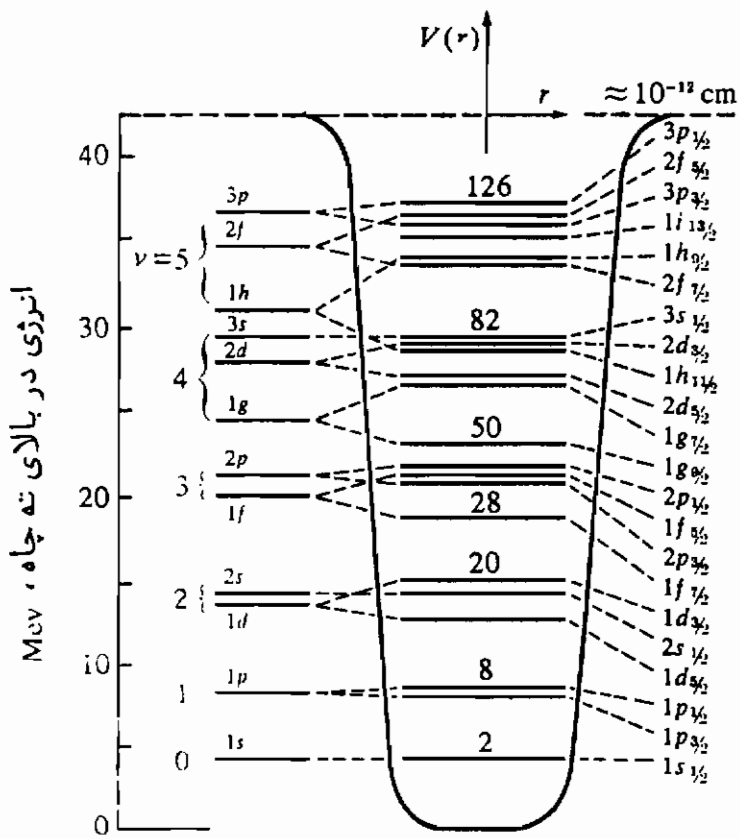
$$m_\nu = -\nu, -\nu+1, -\nu+2, \ldots, \nu-2, \nu-1, \nu \qquad (۱۵۵ - ۲)$$

---

۴۳ ــ در واقع، هربردار تکانهٔ زاویه‌ای به‌شکل $\nu\hbar$ دارای بزرگی $[\nu(\nu+1)]^{\frac{1}{2}}\hbar$ است، اما ماکزیمم مقدار مولفهٔ بردار در یک راستای مفروض مساوی $\nu\hbar$ می‌باشد. بنابر این ما اغلب $\nu\hbar$، یاحتی ν را **تکانهٔ زاویه‌ای** می‌نامیم.

و ν یک عدد صحیح یا نیمه صحیح است.

از شکل (۲ ــ ۲۵) می‌توان ملاحظه کرد که اگر بزرگی شکافتگی اسپین ــ مداری را به‌طور مناسبی تنظیم کنیم، شکافهای لایه‌های اصلی در اعداد مرموز تجربی اتفاق می‌افتد. به‌علاوه، اگر فرض کنیم که تکانه زاویه‌ای هسته‌های با A ی فرد منحصراً توسط عدد نوکلئونی فرد تعیین شود، توافق چشمگیری بین اسپین‌ها (و پاریته‌ها)ی حالت پایه این هسته‌ها و پیش بینی‌های مدل جفت‌شدگی اسپین ــ مدار به‌دست می‌آید. این توافق



شکل۲ــ۲۵: ترازهای انرژی در یک چاه پتانسیل گردشده شامل یک شکافتگی قوی اسپین ــ مداری[۴۴].

در شکل (۲ــ۲۶ الف و ب) برای هسته‌های با N فرد و Z فرد نشان‌داده‌شده‌است. همچنین با در نظرگرفتن این مشاهدهٔ تجربی که تمام هسته‌های زوج ــ زوج دارای اسپینهای پایه صفر هستند، منطقی است که تکانهٔ زاویه‌ای خالص همراه با یک N یا Z زوج برابر صفر باشد.

۴۴ ــ R. J. Blin-Stoyle, *Contemp. Phys.* **1**: 17 (1959).

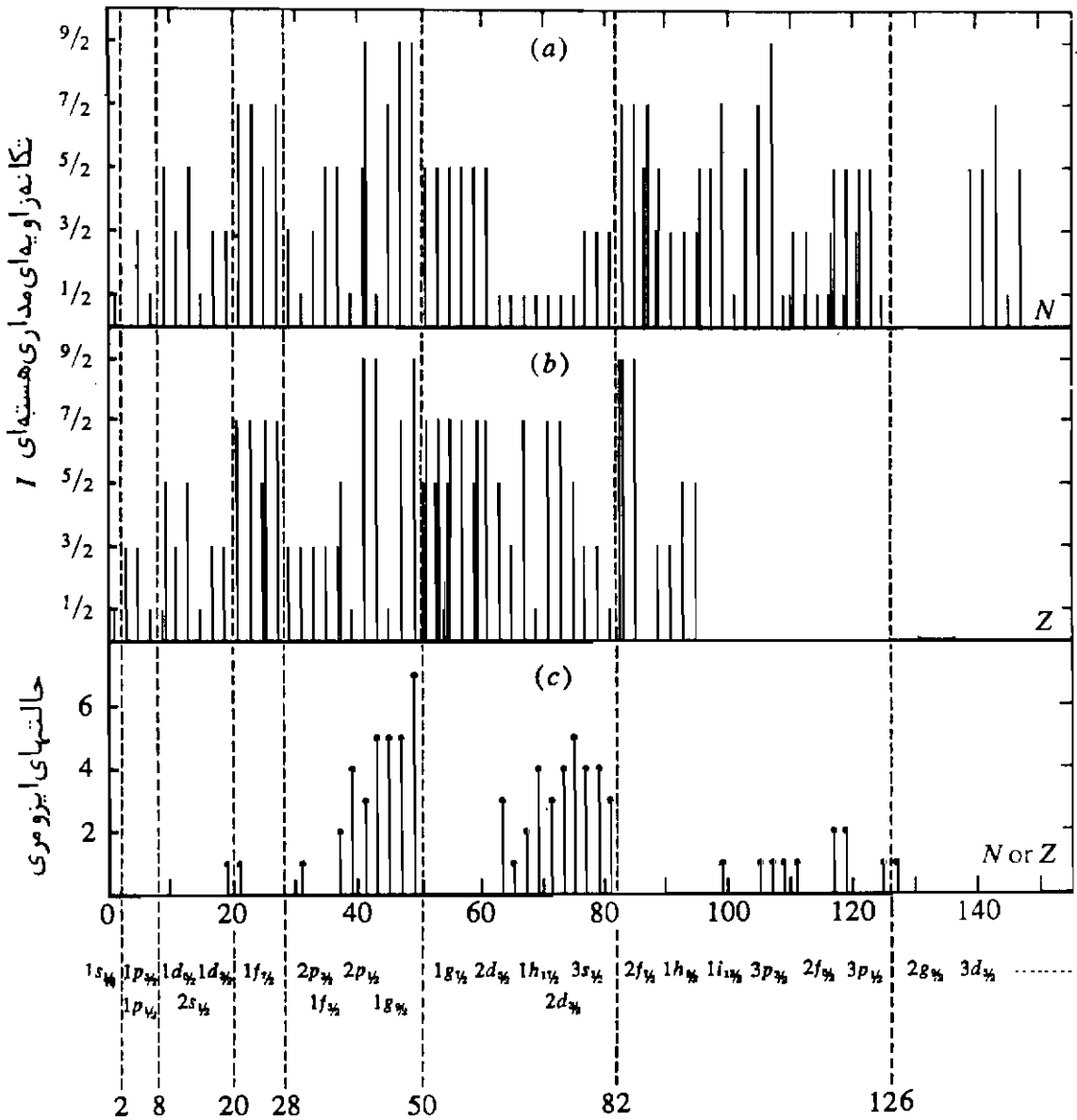
یک پیامد طبیعی مدل لایه‌ای اسپین ــ مدار این است که، در نزدیکی شکافهای لایه‌های اصلی، ترازهای بااختلاف اسپین زیاد نزدیک یکدیگر قرار دارند. اگر، مثلا"، نزدیک عدد نوکلئونی ۵۰ یک نوکلئون تراز $2p_{\frac{1}{2}}$ را اشغال کند، انتظار یک ترازبرانگیخته $1g_{\frac{9}{2}}$ را در آن نزدیکی داریم. این مورد باعث پیدایش حالتهای ایزومری[۴۵] متعدد در نزدیکی شکافهای لایه‌های اصلی می‌شود (شکل۲ــ۲۶ج را ملاحظه کنید)،گاهی اوقات ترتیب ترازها به‌وسیلهٔ تاثیرات کوچک انرژی بستگی، پس و پیش می‌گردد.

۲ــ۵ــد) مدلهای هسته‌ای دیگر

هرچند که مدل لایه‌ای اسپین ــ مدار یکی از بزرگترین اثرها را برفیزیک ساختار هسته‌ای داشته است، معذالک فرم ساده‌ای که در فوق داده شده‌است نمی‌تواندکافی باشد. مثلا"، این مدل نمی‌تواند توضیح دهد که چرا هسته‌های زوج ــ زوج در حالت پایه همیشه دارای اسپین صفر هستند، یا به‌طورکلی‌تر، چرا هرتعداد زوجی از نوکلئونهای یکسان طوری با هم جفت می‌شوند که اسپین حالت پایهٔ آنها صفر باشد. بدیهی است که یک برهم‌کنش (باقیمانده) نوکلئون ــ نوکلئونی وجود دارد که مزدوج‌کردن نوکلئونهای با تکانه‌های زاویه‌ای متضاد را ترجیح می‌دهد. بنابراین، باید یک برهم‌کنش جاذبهٔ بین نوکلئونها را بربرهم کنش اسپین ــ مدار نوکلئون منفرد، که باعث پیدایش انرژی زوجیتی می‌شودکه ما قبلا"در بخش(۲ــ۳ج) به‌آن برخورد کردیم، بیفزاییم. از بررسی‌های مفصل نظری، این‌طور به‌نظر می‌رسد که بزرگی انرژی زوجیت با مقدار l مربوط به‌زوج افزایش می‌یابد و به‌این دلیل است که ترازهای بااسپین بالا $(h_{\frac{11}{2}}, i_{\frac{13}{2}})$، که توسط مدل اسپین مدار پیش بینی می‌شوند (شکل۲ــ۲۵) در اسپینهای حالت پایهٔ هسته‌های با A ی فرد دیده نمی‌شوند. مثلا"، انرژی حالتی که دارای شش نوکلئون در لایه $2d_{\frac{3}{2}}$ و یک نوکلئون در $1h_{\frac{11}{2}}$ است، بیشتراز انرژی پنج نوکلئون $2d_{\frac{3}{2}}$ و دو نوکلئون جفت‌شده در $1h_{\frac{11}{2}}$ می‌باشد. هرچندکه تراز $2d_{\frac{3}{2}}$ در زیر تراز $1h_{\frac{11}{2}}$ قرار می‌گیرد.

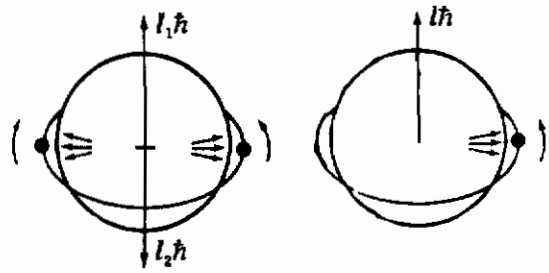
---

۴۵ ــ این حالتهای با عمر زیاد براثر اختلافهای تکانه زاویه‌ای زیاد و اختلافهای‌انرژی کم نسبت به‌حالت پایه به‌وجود می‌آیند.



شکل۲ــ۲۶: (الف ،ب) عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای I برای حالتهای پایهٔ هسته‌های با A ی فرد برحسب عدد نوکلئونی فرد N یا Z رسم شده است. ج) تعداد موارد ایزومریزیم در هسته‌های A ــ فرد برحسب تعدادنوکلئون فرد. خطوط نقطه‌چین عمودی در محور طول بیانگر اعداد مرموز۲، ۸، ۲۰، ۲۸، ۵۰، ۸۲ و ۱۲۶ است، که توسط مدل لایه‌ای" می‌یر، هکسل، جنسن وسوئس پیش بینی شده است. برچسب‌های اسپکتروسکوپیکی مفصل نیز (ر.ک.قسمت ۲ ــ ۵ ج) داده شده‌اند.

خواص برهم‌کنش زوجیت را می‌توان با یک بحث نیمه‌کلاسیک توجیه‌کرد. فرض‌کنید یک نیروی **باقیماندهٔ** جاذبه بین دونوکلئون همسان‌وجود داشته باشد. یعنی نیروئی علاوه‌بر آنچه که تا کنون در پتانسیل مدل لایه‌ای به‌حساب آورده‌ایم. اگر نیرو با برد کوتاه و جاذبه باشد، هرچه دونوکلئون تا حد امکان به‌هم نزدیک‌تر باشند، انرژی‌کل هسته‌کمترخواهد بود. به‌بیان کلاسیک، دونوکلئون باید تا حد امکان درمدارهای‌شان به‌هم برخوردکنند. به زبان کوانتومی، توابع موج باید تا حد امکان یکدیگر را بپوشانند. این وضعیت وقتی پیش می‌آید که (۱) دوذره در یک حالت (n,l) باشند و (۲) تکانه‌های زاویه‌ای مداری $l_1\hbar$ و $l_2\hbar$ آنها مطابق‌شکل (۲ـ۲۷ب)، پاد موازی‌باشند. دراین‌صورت، ذرات بیشترین برخورد را با یکدیگر خواهند داشت؛ یا به‌عبارت بهتر، توابع موج آنها به‌بهترین وجهی رویهم قرار خواهند گرفت[۴۶].



شکل۲ـ۲۷: اثر واپیچان نوکلئونهای اضافی بر یک هستهٔ با لایه‌های بسته. (الف) یک نوکلئون اضافی. (ب) دو نوکلئون اضافی با تکانه‌های زاویه‌ای ـ پاد موازی.

اگر نیروهای زوجیت‌دارای بردخیلی‌کوتاهی‌نمی‌بودند، بلکه شاید به‌تمامی هسته گسترش می‌یافتند، فواصل نزدیک بین دو نوکلئون‌برهم کنشی از نظر انرژی،هیچ مزیتی نمی‌داشت، زیرا انرژی برهم‌کنش آنها تقریبا" مستقل از فاصله جدایی بین آنها می‌بود. به‌زبان کوانتومی، همپوشی دقیق توابع موج در آن مورد چندان مهم نبود و دلیلی وجود نداشت‌که چرا بایدحالتهای با $l_1 + l_2 = 0$ نسبت به‌سایرسمتگیریهای‌بردارهای‌تکانهٔ‌زاویه‌ای

---

۴۶ ـ چون در این بحث اسپین ذاتی ذرات را نادیده گرفته‌ایم، اصل طرد پاولی وجود دونوکلئون دریک (n,l) را بااعدادکوانتومی m یکسان‌مانع می‌شود. بنابراین، بردارهای تکانه‌زاویه‌ای نمی‌توانند با هم موازی باشند، هرچند که‌این نیز می‌توانست به‌همان خوبی، باعث همپوشی توابع موج شود.

مزیتی داشته باشند. چون، **به‌طور تجربی**، حالتهای با $l_1 + l_2 = 0$ مساعدتر می‌باشند، می‌توان این بحث را برگرداند ونتیجه‌گرفت‌که درمقایسه‌با شعاع هسته نیروی زوجیت دارای برد کوتاهی است.

جنبهٔ دیگری‌که درمدل ساده‌لایه‌ای گنجانده‌نشده است اثر واپیچان "بیرونی‌ترین" نوکلئونها برروی نوکلئونهای دیگر هسته است. فرض کنید که یک نوکلئون منفرد را به یک هستهٔ با لایه‌های بسته اضافه کنیم. مقدار l برای این نوکلئون معمولا" زیاد است (شکل ۲–۲۵) و از این‌رو تابع موج آن در حوالی شعاع هسته دارای یک ماکزیمم خواهد بود (شکل۲–۲۴). از لحاظ کلاسیک می‌توان گفت که‌نوکلئون‌حول"قلب "لایه ـ بسته "نوکلئونها دور می‌زند (شکل۲–۲۷ الف). از اینرو جاذبهٔ شدید بین نوکلئون و قلب باعث‌واپیچیدن قلب خواهد شد، قلب نیز یک نیروی مرکزگرا بر نوکلئون‌وارد خواهد کرد؛واکنش نسبت به این نیرو، یعنی‌نیروی‌مرکز گریز، بر قلب‌هسته اثر می‌کند. اگر دو نوکلئون در خارج این قلب وجود داشته باشند، در یک مدار (ولی در جهات‌مختلف به‌علت اثر زوجیت) حرکت خواهند کرد. از اینرو، واپیچیدن قلب‌افزایش خواهد یافت. اگر نوکلئونهای دارای یک ℓ بیشتری به‌خارج قلب با لایه‌های‌بسته اضافه‌شوند، به‌حدی‌خواهد رسید که قلب‌به‌طور دائمی تغییرشکل خواهدیافت، و این باعث یک اثر دائمی بر مدارها خواهد شد. اگرچه بحث مفصل این پدیده خارج از سطح این کتاب است، ولی یک پیامد مهم را در زیر متذکر می‌شویم.

یک جسم مکانیک‌کوانتومی، که مانندیک بیضوی چرخان دارای یک محورتقارن‌است می‌تواند حول‌محوری‌عمود برمحورتقارن‌بچرخد، طیف‌انرژی ترازهای چنین "چرخنده"ای کاملا" مشخص است. واقعیت جالب این است که موردهای بسیاری از هسته‌های زوج ـ زوج، وجود دارندکه در آنها این طیف دیده شده است. از این مطلب می‌توان نتیجه گرفت که در واقع هسته‌های تغییرشکل یافتهٔ دائمی وجود دارند.

طیف انرژی را می‌توان با بحث نیمه کلاسیک زیر "به‌دست آورد". انرژی جنبشی کلاسیک یک جسم دوار برابر است با

$$E = \tfrac{1}{2}\mathcal{I}\omega^2 \qquad (۱۵۶-۲)$$

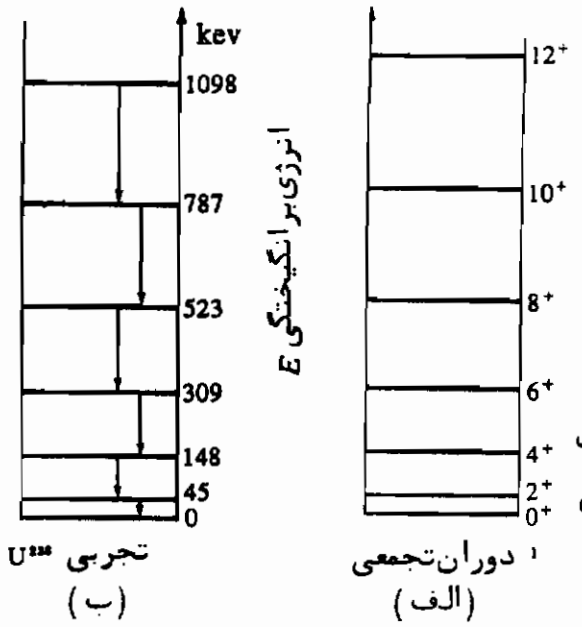
که در آن $\mathcal{I}$ گشتاورلخت جسم‌حول محوردوران و ω فرکانس زاویه‌ای دوران است. برحسب تکانه زاویه‌ای $L = \mathcal{I}\omega$ داریم

$$E = \frac{L^2}{2\mathcal{I}} \qquad (۱۵۷-۲)$$

برای رفتن از یک مدل کلاسیک به‌یک مدل کوانتومی باید به‌جای L^2 مقدار $I(I+1)\hbar^2$ را جایگزین‌کرد (ر.ک معادلهٔ ۲–۵۲) .که درآن ، برای‌هسته‌های زوج – زوج ، I یک عدد صحیح زوج با کمترین مقدار صفر است .

$$E = \frac{I(I+1)\hbar^2}{2\mathcal{I}} \qquad (۱۵۸-۲)$$

در شکل (۲–۲۸) این عبارت ساده را با نمونه‌ای از طیف تجربی مقایسه می‌کنیم . ناسازگاریهای موجود درانرژیهای برانگیختگی‌بالاتر ، قابل توجیه است . چون فرکانس دوران کلاسیک باافزایش مقدار I زیاد می‌شود ،نیروی مرکز گریز زیادتر شده و هسته اندگی تغییر شکل می‌یابد و گشتاور لخت آن بزرگتر می‌شود . طبق‌معادلهٔ (۲–۱۵۸)،انرژی برانگیختگی کاهش خواهد یافت ،درست مطابق آنچه که شکل۲–۲۸ نشان می‌دهد .



شکل۲–۲۸ : طیف انرژی یک هستهٔ تغییرشکل یافته . (الف)طیف‌نظری یک‌چرخندهٔ‌کوانتومی (ب) طیف U^{238} .[۴۷]

از بحث قبل به‌نظر می‌رسد که مدل لایه‌ای تک‌ذره‌ای مخصوصا" نزدیک لایه‌های بسته معتبر است .وقتی تعداد نوکلئونها از اعداد مرموز دور می‌شود، اثرهای تعاونی بین نوکلئونها ظاهر می‌گردد . این اثرها را به‌ساده‌ترین وجهی می‌توان در **مدلهای تجمعی** گنجاند ، که در آنها از ابتدا حرکت دورانی ،که در بالا مورد بحث قرار دادیم ، و حرکت

۴۷ – F. S. Stephens, *Phys. Rev. Letters* 3: 435 (1959) and Burcham, 1963.

ارتعاشی موردنظراست. پیشرفتهای نظری نشان داده است که اثرهای تجمعی را همچنین می‌توان باایجاد اصلاحاتی در مدل لایه‌ای نیز به‌دست آورد. برای این منظور لازم است‌که در پتانسیل مدل لایه‌ای جمله‌های زیر را وارد کنیم:

ـ یک پتانسیل کروی غالب

ـ یک برهم کنش اسپین ـ مدار

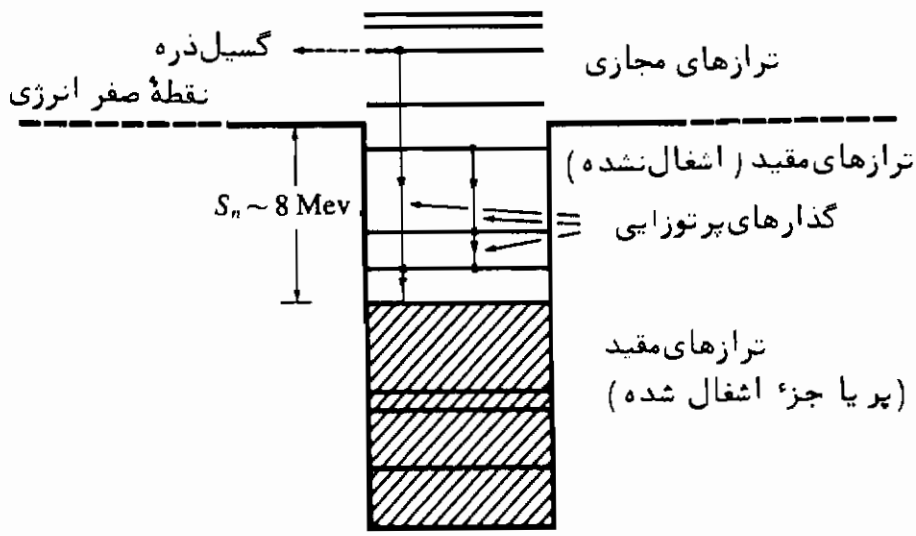
ـ یک برهم کنش با برد نسبتا" کوتاه، که سعی به‌کروی نگهداشتن هسته و زوجیت نوکلئونها دارد.

ـ یک جملهٔ بلندـ برد که سعی به‌تغییر شکل هسته دارد.

هر نظریه نیروی هسته‌ای باید دارای جنبه‌های فوق باشد. امید است که نظریهٔ مزونی نیروهای هسته‌ای (فصل ۶) قادر به‌توضیح هرچه بیشتر این خواص باشد.

۲ـ۶ ترازهای انرژی هسته‌ها:

در هر چاه پتانسیل متناهی (نظیر آنچه در شکلهای ۲ـ۲۵ و ۲ـ۲۹ نشان‌داده‌شده است) ترازهای‌مقیدمربوط به‌حالتهایی‌باانرژی $E < 0$، و ترازهای نامقید یا مجازی مربوط به‌حالتهای باانرژی $E > 0$ وجوددارند[۴۸] (ر.ک بخش۲ـ۲ ج). ترازهای‌مجازی را نمی‌توان



شکل ۲ـ۲۹: نمایش طرحوار ترازهای‌هسته‌ای[۴۹].

---

۴۸ ـ مانند قبل، فرض می‌کنیم $V(r \to \infty) = 0$

۴۹ ـ Burcham, 1963.

توسط هیچ مدل کلاسیک درک کرد. این ترازها از این واقعیت ناشی می‌شوند که موج دوبروی یک نوکلئون، حتی اگر انرژی کل آن بیش از انرژی پتانسیل چاه باشد، از لبهٔ چاه منعکس می‌شود. اگر طول موج دوبروی، برحسب اتفاق، طوری باشد که تقریباً" امواج ایستاده در چاه پتانسیل ایجاد شوند، دامنهٔ تابع موج در داخل چاه می‌تواند بسیار بزرگ باشد، و در این‌صورت یک حالت مجازی رخ می‌دهد. این بدان معناست که به‌احتمال زیاد یک نوکلئون با انرژی کاملاً" مشخص شده در هسته پیدا خواهد شد.

ضریب انعکاس یک چاه پتانسیل پله‌ای را می‌توان با روش بخش (۲–۲–ز) به‌دست آورد. در شکل (۲–۵)، فرض کنید $L \to \infty$ و $E > V_0$. در این صورت

$$\psi_{\mathrm{I}} = \psi_{\mathrm{I}\rightarrow} + \psi_{\mathrm{I}\leftarrow} = a_{\mathrm{I}} e^{ikx} + b_{\mathrm{I}} e^{-ikx} \qquad (۲-۱۵۹)$$

$$\psi_{\mathrm{II}} = \psi_{\mathrm{II}\rightarrow} \qquad = a_{\mathrm{II}} e^{ik'x} \qquad (۲-۱۶۰)$$

که در آنها

$$k = \left(\frac{2m_0 E}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{و} \qquad k' = \left(2m_0 \frac{E - V_0}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (۲-۱۶۱)$$

با اعمال شرایط مرزی در $x = 0$ خواهیم داشت

$$\psi_{\mathrm{I}} = \psi_{\mathrm{II}} \quad \text{نتیجه میشود} \quad a_{\mathrm{I}} + b_{\mathrm{I}} = a_{\mathrm{II}}$$

$$\frac{d\psi_{\mathrm{I}}}{dx} = \frac{d\psi_{\mathrm{II}}}{dx} \quad \text{نتیجه میشود} \quad a_{\mathrm{I}} - b_{\mathrm{I}} = a_{\mathrm{II}} \frac{k'}{k}$$

از این دو رابطه، بلافاصله ضریب انعکاس به‌صورت زیر به‌دست می‌آید

$$\frac{|b_{\mathrm{I}}|^2}{|a_{\mathrm{I}}|^2} = \left(\frac{1 - k'/k}{1 + k'/k}\right)^2 \qquad (۲-۱۶۲)$$

برای $k'/k \ll 1$، این مقدار تقریباً" برابر $1 - 4k'/k$ است. اگر $E/V_0 = 1.01$ باشد، ضریب انعکاس تقریباً" برابر ۰/۷ است.

در رابطه با خواص دینامیکی هسته، ملاحظه خواهیم کرد (ر.ک بخش ۴–۳) که نوکلئون، حالت مجازی را بعداز یک مدت‌زمان متوسط t ترک‌خواهد کرد، به‌طوری که پهنای حالت مجازی برای گسیل ذره عبارت است از[۵۰]

---

۵۰ – با معادلهٔ (۲–۱۴۰) مقایسه کنید. معادلهٔ (۲–۱۶۳) را در بخش (۴–۳) به‌دست خواهیم آورد.

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \qquad (۱۶۳ - ۲)$$

همانطور که در شکل (۲۹–۲) مشاهده می‌شود، یک حالت مجازی می‌تواند با گسیل گاما[۵۱] نیز به یک حالت پائینتر وا بپاشد (مانستهٔ گسیل نور از اتمهای برانگیخته). ترازهای مقید فقط می‌توانند با تشعشع گاما وا بپاشند.

طبق مدل لایه‌ای تک‌ذره‌ای، یک هستهٔ مفروض (Z,N) مشتمل بر Z پروتون و N نوترون است که معمولاً طبق اصل طرد پاولی در ترازهای مقید قرار می‌گیرند (پروتونها و نوترونها هرکدام در چاه پتانسیل مربوط به‌خودشان). در هسته به‌حالت پایه، تمام نوکلئونها در پائین‌ترین حالتهای انرژی‌شان هستند. بنابراین، ساده‌ترین ترازهای برانگیختهٔ هسته از ارتقاء بیرونی‌ترین نوکلئون (یا نوکلئون با حداقل انقیاد به‌هسته) به‌تراز بالاتر حاصل می‌شود. طیف برانگیختگی متناظر متعلق به‌هسته را "طیف تراز تک‌ذره‌ای" می‌نامند، که دارای ترازهایی مطابق شکل (۲ – ۲۵) است.

یک طیف تراز واقعی در شکل (۲–۳۰) نمایش داده شده است. اگرچه قدر مسلم این است که هنوز تمام ترازها پیدا نشده‌اند، معذالک ملاحظه می‌شود که تعداد ترازها تقریباً" خیلی بیشتر از حد انتظار طیف تک‌ذره‌ای شکل (۲–۲۵) است. نظریه‌های اخیر نشان می‌دهند که طیف تک ذره‌ای، در واقع، بین ترازهای زیادی ادغام شده است که هریک از آنها شامل برانگیختگی‌های پیچیده‌ای از بیش از یک ذره می‌باشند. توزیع ترازهای تک ذره‌ای به‌طور طرح‌وار در شکل (۲–۳۰) نمایش داده شده است.

شکل (۲–۳۰) همچنین نشان می‌دهد که چگالی حالتهای انرژی (تعداد ترازها در واحد فاصلهٔ انرژی) با افزایش انرژی برانگیختگی افزایش می‌یابد. علت وقوع این امر آنست که وقتی انرژی افزایش می‌یابد یک انرژی برانگیختگی مفروض می‌تواند توسط انواع بیشتری از برانگیختگی‌های نوکلئونها به‌دست آید[۵۲]. دلایل نظری ناکاملی برای پیش بینی نحوهٔ تغییرات چگالی تراز، با انرژی موجود است که نتیجه می‌دهد[۵۳]

$$\rho = 1/\Delta = \rho_0 e^{a\sqrt{E}} \qquad (۱۶۴ - ۲)$$

---

۵۱ – در مورد استثناهای غیرعادی قسمت (۴–۴ هـ) ملاحظه شود.

۵۲ – چگالی ترازهای تک‌ذره‌ای با افزایش انرژی برانگیختگی نیز افزایش می‌یابد، ولی این عامل یک نقش نسبتاً" فرعی را در افزایش واقعی چگالی ترازها بازی می‌کند.

۵۳ – Burcham، ۱۹۶۳، بخش ۱۵–۳–۴ · Blatt و Weisskopf، ۱۹۵۲، فصل ۸، بحش ۶.

که در آن: ρ =چگالی تراز

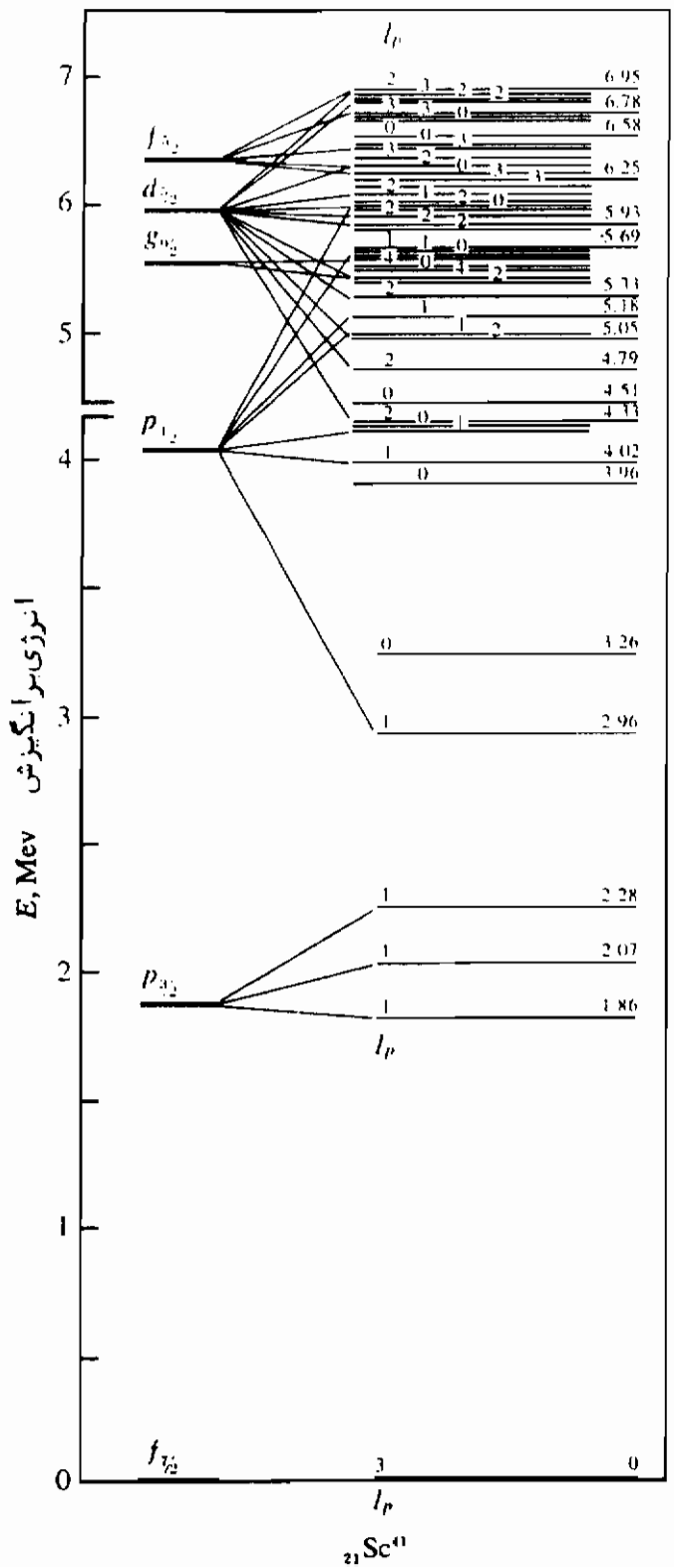
Δ = فاصلهٔ بین ترازها

برای A از ۲۰ تا ۲۰۰ داریم:

$\rho_0 = ۱$ تا ۱ $(\text{Mev})^{-۱}$

و

$a = ۱$ تا ۷ $(\text{Mev})^{-\frac{۱}{۲}}$



شکل ۲ـ۳۰: طیف ترازهای Sc^{41}. به تغییر مقیاس انرژی بین ۴ و ۵ مگاالکترون ولت توجه کنید. تکانهٔ زاویه‌ای آخرین پروتون فرد نشان داده شده است. شکافتگی ساختار تک‌ذره‌ای به ترازهای واقعی نیز مشخص شده است[۵۴].

---

۵۴ – K. Way, A. Artna, and N. B. Gove, (eds.), "Reprint of Nuclear Data Sheets, 1959–1965," Academic Press, Inc., New York, 1966.

هرچند ، به‌استثنای چندمورد معدود ، حالتهای شدیدا" برانگیختهٔ هسته‌ها را نمی‌توان با ذکر جزئیات توضیح داد ،معذالک نظمهای معینی در ترازهای با برانگیختگی کم ملاحظه شده است .برای **هسته‌های با A ی فرد** ،حالتهای‌کم‌انرژی را می‌توان‌به‌مدل‌لایه‌ای مربوط ساخت ، بخصوص اگر اعداد نوکلئونی به‌اعداد مرموز نزدیک باشند. در این‌حال‌نه‌فقط مقادیر انرژی،بلکه اسپینها و پاریته‌ها را نیز می‌توان توضیح داد . برای اعداد نوکلئونی بین مقادیر مرموز ، بهتر است حالتها را توسط مدل تجمعی توضیح داد . برای **هسته‌های زوج ــ زوج** ، ترازهای برانگیخته می‌توانند فقط از شکستن یک زوج نوکلئون حاصل شوند . این عمل مستلزم انرژی (زوجیت) آنقدر زیادی است که در آن صورت حتی پائینترین حالتهای برانگیخته ، شامل برانگیختگی‌های پیچیده‌ای هستند ، که معمولا" می‌توان آنها را به‌نحو ساده‌تری با مفاهیم "**ارتعاشات و دورانهای هسته‌ای**" توضیح داد تا با جملات مدل لایه‌ای.طیف معمول‌حالتهای‌برانگیختهٔ‌اولیه این هسته‌ها درشکل (۲ــ۲۱) داده شده است . چنین طیف ساده‌ای برای هسته‌های با A ی فرد پیدا نشده است . برای "**هسته‌های فرد ــ فرد** "پائینترین تراز برانگیخته را می‌توان بافرض اینکه پروتونهای فرد با هم جفت شوند و تکانه زاویه‌ای $\mathbf{I}_p\hbar$ را بدهند ، و نوترونهای فرد نیز براثر جفت‌شدن به $\mathbf{I}_n\hbar$ منجر شوند ، توضیح داد . در این صورت ، تکانهٔ زاویه‌ای هسته توسط رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_p + \mathbf{I}_n \qquad (۱۶۵ - ۲)$$

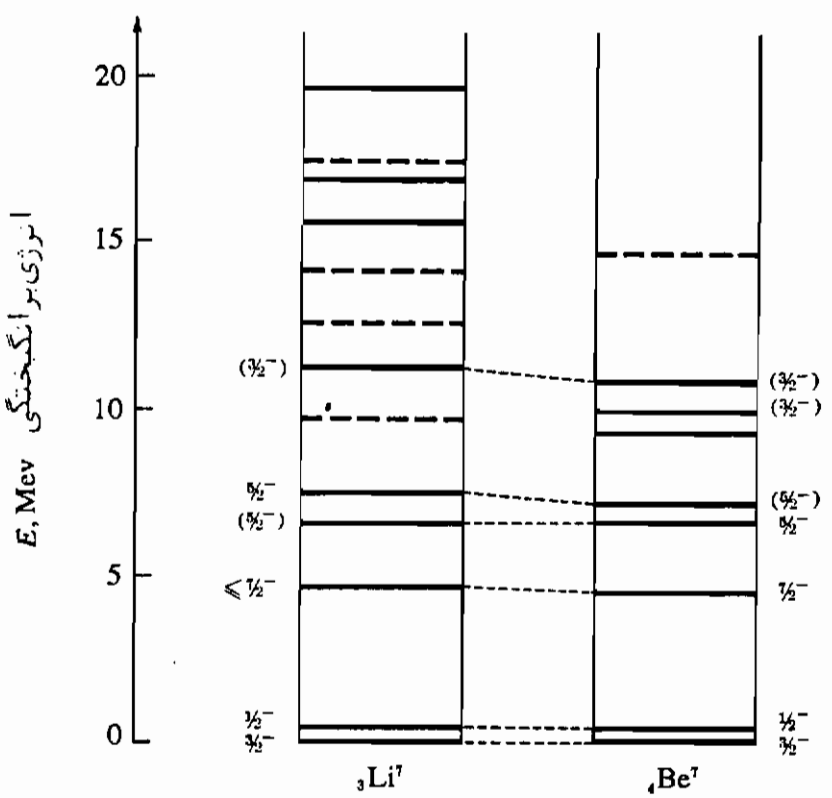
که طبق قواعد جمع بردارها در مکانیک کوانتومی ،بزرگی‌های $\mathbf{I}$ بین دوحد ،با فواصل واحد، تغییر می‌کند ، یعنی $I = |I_p - I_n|, \ldots |I_p + I_n|$. حالت پایه ،معمولا" وقتی تشکیل می‌شود که اسپین ذاتی آخرین نوترون فرد موازی اسپین ذاتی آخرین پروتون فرد باشد . پائینترین حالتهای برانگیخته شامل سایر ستمگیریهای $\mathbf{I}_p$ و $\mathbf{I}_n$ می‌باشند .

مطالعهٔ ساختار هسته‌های فرد ــ فرد ، بنابراین ، ایجاب می‌کند که نیروی هسته‌ای شرح داده شده درانتهای بخش(۲ــ۵ د) ، باید باز هم دارای ترم دیگری باشد ، که سعی به‌هم‌جهت‌گرداندن اسپین نوکلئونها دارد . ساده‌ترین هستهٔ فرد ــ فرد H^2 است . این هسته دارای $I_p = \frac{1}{2}$ و $I_n = \frac{1}{2}$ می‌باشد . H^2 ، در حالت پایه‌اش دارای $I = 1$ ، و در اولین حالت برانگیخته‌اش (مجازی) دارای $I = 0$ است.اختلاف انرژی بین این حالتها برابر ۲/۳ Mev می‌باشدکه مرتبهٔ بزرگی برهم‌کنش اسپین ــ اسپین‌را می‌دهد . این برهم‌کنش را نباید با برهم‌کنش زوجیت ،که سعی می‌کند تکانه‌های زاویه‌ای مداری دو نوکلئون یکسان را طوری ترکیب کند که تکانهٔ زاویه‌ای کل صفر شود ، اشتباه کرد .

۲ـ۷ تقارن واستقلال از بار نیروهای هسته‌ای :

درفرمول نیمه‌تجربی جرم فرض کردیم که‌قسمت اصلی انرژی بستگی‌بین نوکلئونهـــا مستقل از طبیعت آنهاست ، یعنی ، نیروهای هسته‌ای p-p ، n-n ، و n-p یکسان‌هستند.چون فرمول نیمه تجربی جرم دقیق‌نیست ، بهتر است شواهد مستقیم بیشتری برای این **استقلال از بار** نیروهای هسته‌ای ارائه کنیم .

دوهسته را که در آنها $Z_1 = n$ ، $N_1 = n'$ ، و $Z_2 = n'$ ، $N_2 = n$ اســت (n و n' اعدادی صحیح اند) **هسته‌های آینه‌ای** می‌نامند . متداولترین این هسته‌ها دارای $n' = n - 1$ یا $n' = n - 2$ هستنـــد . شکـل (۲ـ۳۱) طیف ترازهـــای یک جفت از این هستـــه‌ها ، Li^7 $(Z = 3, N = 4)$ و Be^7 $(Z = 4, N = 3)$ ، را با هم مقایسه کرده است . به‌طوری کـه ملاحظه می‌شود ، نه‌تنها انرژیهای حالتها ، بلکه تکانه‌های زاویه‌ای و پاریته‌ها ، نیز به‌خوبی



شکل۲ـ۳۱: مقایسهٔ ترازهای انرژی Li^7 و Be^7 . ترازهای نامطمئن را به‌صورت خط چین نمایش داده‌ایم . ترازهای متناظر ، با نقطه چین‌نمایش‌داده‌شده‌اند اسپینها و پاریته‌های اندازه‌گیری شده نیز داده شده‌اند[۵۵].

---

۵۵ — T. Lauritsen and F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.* **78**: 1 (1966).

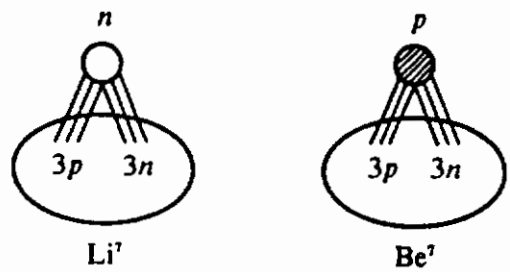
باهم توافق دارند. ازاین مطلب می‌توان نتیجه گرفت‌که نیروهای هسته‌ای تقارن‌باری‌دارند، یعنی، نیروهای p-p و n-n یکسانند.

نمایش طرحوار Li^7 و Be^7 را درشکل (۲ـ۳۲) درنظر بگیرید. در هرهسته پیوندهای هسته‌ای به‌جز پیوندهای آخرین نوکلئون فرد، یکسانند. بنابراین، اگرطیفهای برانگیختگی این هسته‌ها یکسان باشند، می‌توان نوشت

$$3E_{n\text{-}n} + 3E_{p\text{-}n} = 3E_{p\text{-}p} + 3E_{p\text{-}n} \qquad (۱۶۶ - ۲)$$

که در آن E معرف اختلاف انرژی پیوند بین حالت برانگیخته و حالت پایه است. از این‌رو

$$E_{p\text{-}p} = E_{n\text{-}n} \qquad (۱۶۷ - ۲)$$



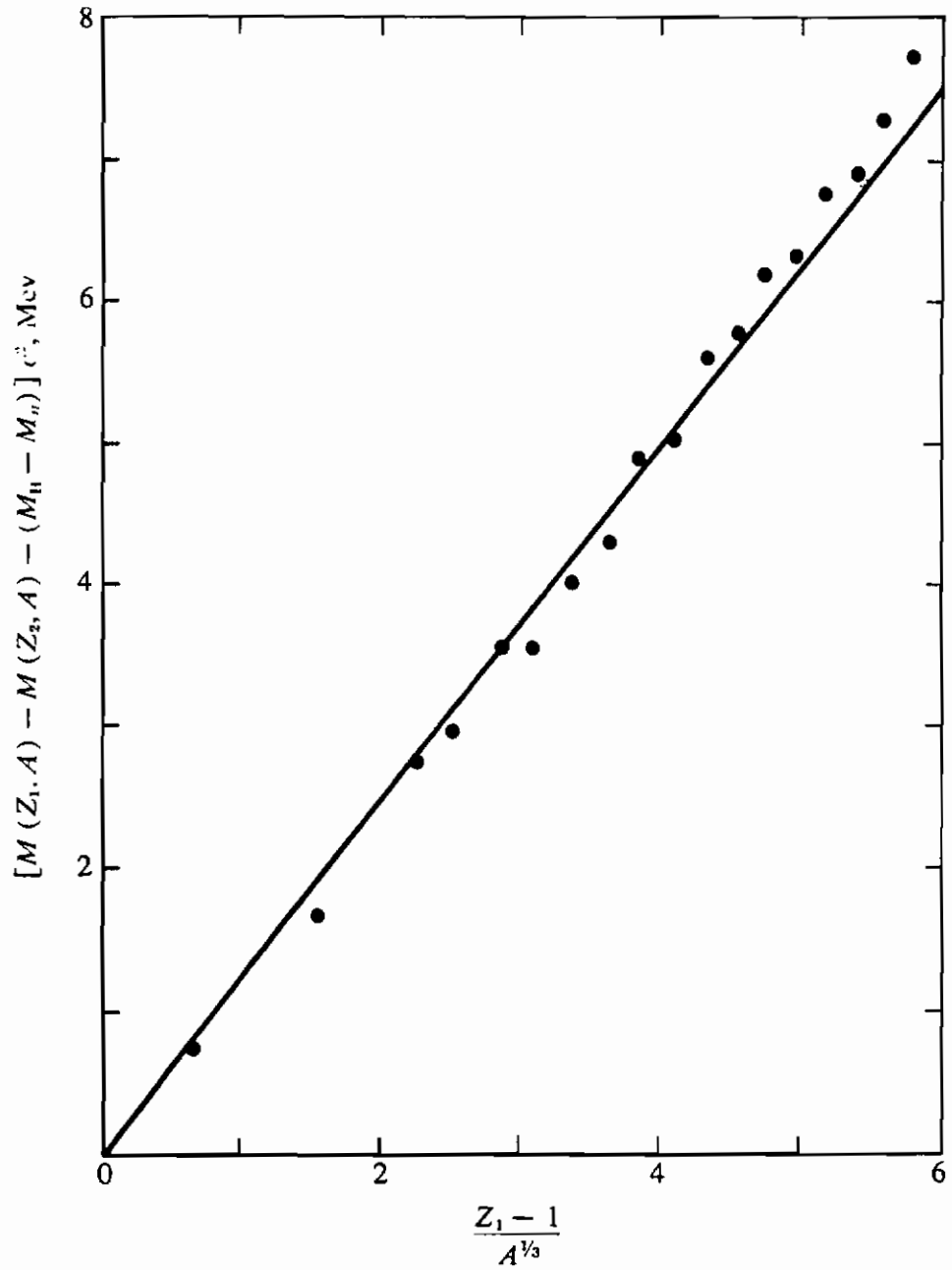
شکل ۲ ـ ۳۲ : مقایسه پیوندهای نوکلئون ـ فرد در Li^7 و Be^7.

بی‌مناسبت نیست ببینیم آیا خود انرژیهای پیوندی نیز مساویند یا خیر.این مطلب را می‌توان از جرمهای هسته‌های آینه‌ای درحالت پایه‌شان دریافت. اگر، در واقع نیروهای هسته‌ای نسبت به‌بار متقارنند، از شکل (۲ـ۳۲) یا از فرمول نیمه تجربی جرم (معادلهٔ ۲ـ۱۲۷) می‌توان نشان دادکه اختلاف جرم بین دوهسته‌آینه‌ای با $Z_1 = Z_2 + 1$ برابراست با

$$[M(Z_1,A) - M(Z_2,A)]c^2 = [Z_1(Z_1 - 1) - Z_2(Z_2 - 1)]\frac{3e^2}{5R} + (M_H - M_n)c^2$$

$$= (Z_1 - 1)\frac{6e^2}{5R} + (M_H - M_n)c^2 \qquad (۱۶۸ - ۲)$$

طرف چپ این معادله‌را می‌توان مستقیماً، یا از روی‌انرژی‌واپاشی‌پوزیترون‌بین‌د واپزوبار تعیین کرد (ر.ک بخش ۴ـ۶ـ ب). طرف راست را می‌توان از معادلهٔ (۱ـ۵) محاسبه کردکه‌باطرف چپ توافق دارد، به‌طوری که فرض تقارن نیروهای هسته‌ای نسبت به‌بار، در واقع، معتبراست



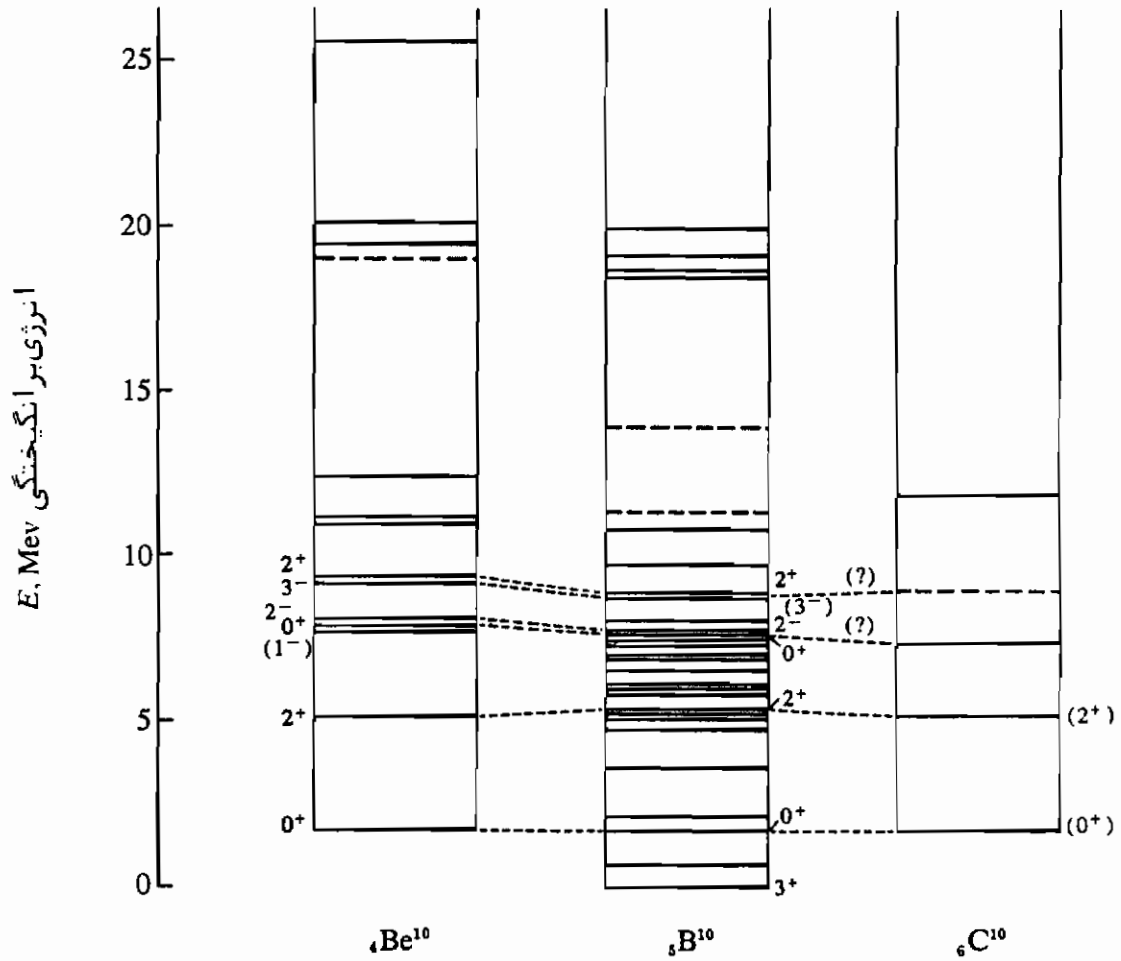
شکل ۲–۳۳ . اختلاف جرم بین هسته‌های آینه‌ای برحسب $(Z_1 - 1)A^{\frac{1}{3}}$ برطبق معادلهٔ (۲–۱۶۸)[۵۶].

شکل (۲–۳۳) نتایج چندین اندازه‌گیری‌را نشان می دهند . اگر فرض‌تقارن‌نسبت به‌بارصحیح باشد ، باید خط اختلاف جرم ، که برای $(M_H - M_n)c^2 (= -0.78$ Mev) تصحیح شده

---

۵۶ – C. E. Gleit, C. W. Tang, and C. D. Coryell, "Beta-Decay Transition Probabilities," Nuclear Data Sheets, vol. 5, set 5, 1963.

است، برحسب $(Z_1 - 1)/A^{\frac{1}{3}}$ از مبداء مختصات بگذرد[۵۷]. انحرافی که درشکل (۲ـ۳۳) مشاهده می‌شود ناشی از آثار مدل لایه‌ای است، که شعاعهای اندک متفاوتی برای هسته‌های (Z_1,A) و (Z_2,A) می‌دهد، زیرا توابع موج پروتونها متفاوتند.



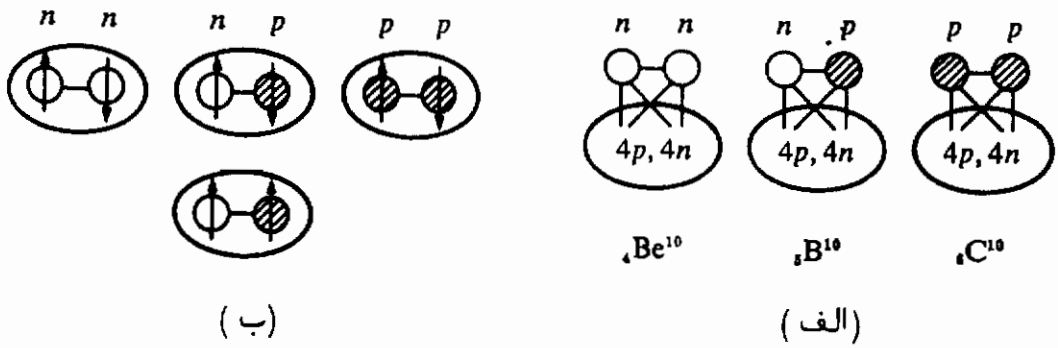
شکل ۲ـ۳۴: مقایسهٔ هسته‌های آینه‌ای سه‌گانه Be^{10} . B^{10} و C^{10} . هر جرم برای انرژی کولنی و اختلاف جرم نوترون و پروتون تصحیح شده است. ترازهای نامطمئن با خط چین نمایش داده شده‌اند. ترازهای متناظر، توسط نقطه چین به‌هم وصل شده‌اند. اسپینها و پاریته‌های اندازه گرفته شده‌داده شده‌اند[۵۸].

---

۵۷ ــ ار روی این خط می‌توان ثابت شعاعی R_0 را نیز تعیین کرد. [معادلهٔ (۱ ــ ۵)]. مسأله ۲ـ۲۶ را ملاحظه کنید.

۵۸ ــ T. Lauritsen and F. Ajzenberg Selove, *Nucl. Phys.* **78**: 1 (1966).

اگر جرمهای هسته‌های **آینه‌ای سه‌گانهٔ** ($N_3 = n - 1$ و $Z_3 = n + 1$)، ($N_2 = n$ و $Z_2 = n$)، ($N_1 = n + 1$ و $Z_1 = n - 1$) را در حالتهای پایه و برانگیخته‌شان مقایسه کنیم بازهم شباهتهای جالبی بین ترازها پیدا می‌شود. شکل (۲–۳۴) ترازهای C^{10} ، B^{10} ، Be^{10} که برای آنها $n = 5$ است را، پس از تصحیح جرم برای انرژی کولنی، نشان می‌دهد. بار دیگر ملاحظه می‌کنیم که ترازهای هسته‌های آینه‌ای Be^{10} و C^{10} عملاً" یکسانند[۵۹]. ولی فقط بعضی از ترازهای B^{10}، بااین حالتها مطابقت می‌کنند. اگر این مطلب را با در نظر گرفتن پیوندهای درگیر، مطابق شکل ۲–۳۵ الف، تحلیل کنیم، پی می‌بریم که برای ترازهای یکسان در Be^{10} ، B^{10} و C^{10}، نیروهای p-p ، n-n و n-p باید یکسان باشند، ولی همچنین تعداد ترازهای B^{10} خیلی بیشتر از Be^{10} و C^{10} است. این، پیامد مستقیمی از اصل طرد پاولی است.



شکل ۲ – ۳۵: (الف مقایسه اتصالها در Be^{10} ، B^{10} و C^{10}.
(ب) مقایسه ترازهای n^2 و H^2 و He^2.

برای درک بیشتر، ساده‌ترین هسته‌های آینه‌ای سه‌گانه، یعنی n^2 ، H^2، He^2 را در نظر می‌گیریم. (اگرچه n^2 و He^2 ساختارهای پایدار نیستند، ولی استدلال داده شده صحیح است). در پائینترین ترازها، یعنی حالتهای $1s$ ، اصل طرد پاولی اسپینهای ذاتی مختلف‌الجهت را در n^2 و He^2، ولی نه در H^2، ایجاب می‌کند. بنابراین، سیستم n-p دارای ترازهای بیشتری از سیستم n-n یا p-p است. همچنین از مثال فوق این‌طور استنباط می‌شود که استقلال از بار نیروهای هسته‌ای فقط در حالتی برقرار است که نوکلئونها از نظر تکانه‌های زاویه‌ای‌شان (مداری و ذاتی) در ترازهای یکسانی باشند. این مطلب با تحلیل مفصل پراکندگی n-p و p-p تائید شده است[۶۰] و ویژگی مهم دیگری از نیروی هسته‌را بیان می‌کند.

---

۵۹ – احتمالاً" تمام ترازهای تحتانی C^{10} پیدا نشده‌اند.

۶۰ – ر.ک پیوست الف، بخشهای الف – ۳ تا الف – ۵

مسایل

۲–۱ ثابت کنید ذره‌ای با جرم سکون m_0 و انرژی جنبشی T همیشه، صرف نظر از مقدار T، دارای تکانهٔ بیشتری از یک فوتون با انرژی $T = h\nu$ است.

۲–۲ می‌خواهیم عبارت غیرنسبیتی برای انرژی جنبشی را برای محاسبهٔ تندی ذره‌ای به‌جرم m_0 به‌کار ببریم. در صورتی‌که بخواهیم تندی محاسبه شده تا یک درصد صحیح باشد، بالاترین انرژی مجاز ذره (برحسب واحد m_0c^2) چقدر است؟

۲–۳ تندی ذره‌ای که انرژی جنبشی آن با انرژی سکونش برابر باشد چقدر است؟

۲–۴ طول موج دوبروی یک الکترون 10-ev، یک ذرهٔ آلفای 10-Mev و یک‌گلوله 10-g را که با تندی 1,000 m/sec حرکت می‌کنند، محاسبه کنید.

۲–۵ در یک راکتور هسته‌ای که ۲ مگاوات قدرت تولید می‌کند ماده با چه آهنگی (برحسب g/sec) به‌انرژی تبدیل می‌شود؟

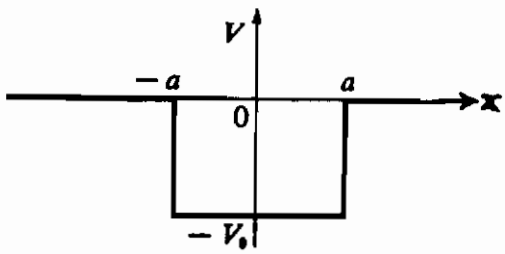
۲–۶ (الف) یک پرتاب‌کننده دیسک، دیسکی ۳ کیلوگرمی را در شعاع ۰/۵ متری با سرعت یک دور برثانیه می‌چرخاند. تکانهٔ زاویه‌ای دیسک برحسب $\hbar$ چقدر است؟
(ب) هرگاه نوترونی درداخل یک‌هسته بخواهد برروی‌مسیری دایروی به‌شعاع 5-F با ۳ واحد تکانهٔ زاویه‌ای مداری حرکت کند، تندی آن چقدر خواهد بود؟ (این تصویر کلاسیک از حرکت هسته‌ای نادرست است و باید آنرا با مفهوم تابع ــ موج جایگزین کرد.)

۲–۷ در مختصات کروی عبارت $\nabla^2\psi$ در معادلهٔ (۲–۱۹) به‌صورت

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\psi}{dr}\right)+\frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{r^2\sin^2\theta}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2}\right)$$

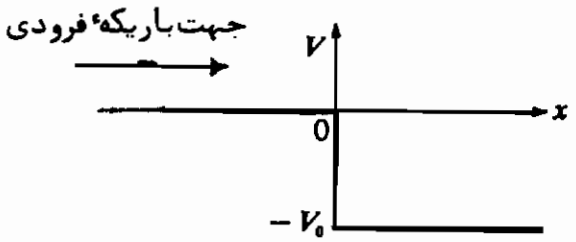
است. (الف) نشان دهید یک جایگذاری به‌شکل ۲–۴۳، متغییرها را از هم جدا می‌کند. (ب) نشان دهید که معادلهٔ شعاعی را می‌توان با تعریف مناسب ثابت جداسازی به‌شکل ۲–۴۷ درآورد. (ج) معادلهٔ مربوط به‌متغیر φ را نوشته و نشان دهید در صورتی که ثابت جداسازی به‌صورت مناسبی تعریف شود، جواب به‌شکل (۲–۴۵) است.

۲–۸ ذره‌ای به‌جرم m_0 در چاه پتانسیل یک بعدی به‌عرض $2a$ و عمق V_0 ــ در آستانهٔ مقیدبودن و آزادی است مقدار می‌نیمم $V_0 \neq 0$ چقدر است؟



(راهنمایی: این مسئله را با مفهوم ساده موج دوبروی می‌توان حل کرد، ولی باید آنرا توجیه کرد. در غیر این‌صورت، باید روش مشکلتر استفاده از شرایط مرزی در $x = a$ و $x = -a$ را مورد استفاده قرار داد. در هرصورت از خود بپرسید شرط "در آستانهٔ مقیدبودن" به‌معنای چیست).

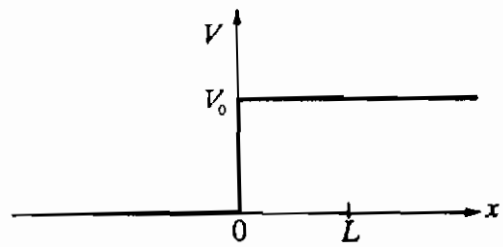
۹–۲ یک باریکه موازی از ذرات باانرژی T_0 را به‌سوی یک پله پتانسیل مطابق‌شکل زیر می‌فرستیم. ضریب انعکاس ذرات را در پلهٔ پتانسیل به‌صورت تابعی از T_0 و V_0 محاسبه کنید.



۱۰–۲ (الف) پائینترین انرژیهای دوحالت $l = 0$ ذره‌ای (به‌جرم m_0) در یک جعبهٔ کروی بسته به‌شعاع R را محاسبه کنید و توابع بهنجارشدهٔ این حالتها را پیدا کنید. (ب) در صورتی که m_0 مساوی جرم یک نوترون و $R = 5\,\mathrm{F}$ باشد انرژیها را برحسب Mev محاسبه کنید.

۱۱–۲ فرض کنید N ذرهٔ یکسان در داخل جعبهٔ مکعبی بسته‌ای قرار دارند به‌طوری که در هرحالت فقط یک ذره وجود دارد و حالتها برحسب افزایش انرژی پر می‌شوند.
(الف) رابطه‌ای بین N و $(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)_{\max}$ پیدا کنید.
(راهنمائی: هرمجموعه از اعداد صحیح n_x، n_y، n_z معرف یک حالت است. لذا، اگر حالتهای اشغال‌شده را به‌صورت نقاطی در یک سیستم مختصات دکارتی با محورهای موازی n_x، n_y، n_z رسم کنیم، حجم فضای اشغال شده درست با تعداد کل حالتهای اشغال شده برابر است). (ب) انرژی ماگزیمی که حالتها تاآن حد پر می‌شوند چقدراست؟ (حل کامل این مسئله مشکل است.)

۲–۱۲ باریکه‌ای از ذرات با جرم سکون m_0 و انرژی جنبشی T با پله پتانسیلی به‌ارتفاع $V_0 (>T)$، مطابق شکل زیر، برخورد می‌کند. محاسبه کنید: الف) تابع موج را برای $x > 0$ ب) ضریب انعکاس را در پله پتانسیل. (اگر مایلید، بدون محاسبه جواب دهید). ج) هرگاه پله پتانسیل در $x > L$ به‌صفر تقلیل یابد آیا تابع موج برای $x > 0$ تغییر می‌کند؟ د) آیا تحت این شرط ضریب انعکاس در $x = 0$ تغییر می‌کند؟



۲–۱۳ الف) نشان دهید برای پتانسیل کروی $V(r)$، که در آن $V(r \to \infty) = 0$، جواب شعاعی معادلهٔ شرودینگر، معادلهٔ (۲–۴۷) در یک حالت مقید دارای جواب مجانبی

$$u(r \to \infty) \sim e^{-\kappa r}$$

است، که در آن κ با

$$\tfrac{1}{2}\hbar^2\kappa^2/m_0 = |E|$$

داده می‌شود. (ب) همچنین نشان دهید وقتی $r \to 0$، معادلهٔ (۲–۴۷) دارای جواب $R(r \to 0) \sim r^l$ است.

۲–۱۴ (الف) با استفاده از شکل ۲–۸ انرژی کل آزاد شده (برحسب Mev) را برآورد کنید، در صورتی‌که U^{238} خود به‌خود شکافته و به‌دو پارهٔ **مساوی** و چهار نوترون تبدیل شود، و تولیدات شکافت وا بپاشند و به‌هسته‌های نهایی پایداری تبدیل شوند (هسته‌هائی که بتوان شکل ۲–۸ را در مورد آنها بکار برد). (ب) چه کسری از جرم U^{238} به‌انرژی تبدیل می‌شود؟

۲–۱۵ با مراجعه به‌پیوست ج: (الف) انرژی بستگی کل Ca^{40} برحسب Mev و انرژی بستگی متوسط برنوکلئون آن چقدر است؟ (ب) انرژی بستگی الکترونی کل یک اتم با عدد اتمی Z تقریباً با $15.73\, Z^{\frac{7}{3}}$ ev داده می‌شود. چه تصحیحی (درصد) باید روی

جوابهای قسمت (الف) انجام داد در صورتی که بخواهیم انرژیهای بستگی خالص هسته‌ای کل و متوسط را حساب کنیم.

۲–۱۶ از فرمول نیمه تجربی جرم، انرژی‌های بستگی آخرین نوترون را در Pb^{207} و Pb^{208} محاسبه کنید. می‌توانید هرمجموعهٔ سازگار از پارامترهای انرژی را بکار ببرید.

۲–۱۷ بااستفاده از فرمول نیمه‌تجربی جرم تعیین کنید چه ایزوبارهایی با $A = 102$ باید پایدار باشند و پایدارترین Z را محاسبه کنید [معادله (۲–۱۳۴)]. می‌توانید از هرمجموعهٔ سازگار از پارامترهای انرژی استفاده کنید. در مورد ایزوبارهای پایدار واقعی پیوست ج را ملاحظه کنید.

۲–۱۸ بااستفاده از فرمول نیمه تجربی جرم اختلاف جرم بین $_{29}Cu^{64}$ و $_{30}Zn^{64}$ را محاسبه کنید. (با شکل ۴–۲۸ مقایسه کنید).

۲–۱۹ (الف) انرژی واپاشی را در واپاشی ــ آلفا از فرمول نیمه تجربی جرم محاسبه کنید (انرژی واپاشی آلفا برابر است با منفی انرژی جدایی آلفا).

ب) معادلهٔ حاصل را در واپاشی $_{84}Po^{212}$ به $_{82}Pb^{208}$، و با استفاده از هرمجموعهٔ سازگار از پارامترهای انرژی، بکار ببرید. (نتیجه را باشکل۴–۱۷ مقایسه کنید).

برای انرژی بستگی ذرهٔ آلفا از مقدار تجربی 28.3 Mev استفاده کنید.

۲–۲۰ الف) بااستفاده از فرمول نیمه تجربی جرم، به‌ازای یک A ی مفروض، رابطهٔ بین Z و N را برای یک هسته که دارای انرژی جدایی پروتون صفر است به‌دست آورید.

ب) بااستفاده از یک مجموعهٔ سازگار پارامترهای انرژی، مقدار N/Z را در مورد $A = ۱۰۰$ محاسبه کنید. (شکل۴–۱۱ را ملاحظه کنید).

۲–۲۱ بااستفاده از فرمول نیمه تجربی جرم، درصد سهم انرژی حجمی، انرژی سطحی، انرژی کولنی، و انرژی عدم تقارن را در انرژی بستگی متوسط برنوکلئون، برای $A = ۶۰$ و ۲۴۰ محاسبه کنید. (شکل ۲–۱۶ را ملاحظه کنید.)

۲–۲۲ براساس مدل لایه‌ای تک ــ ذره‌ای، شامل جفت‌شدگی اسپین ــ مدار، پیکربندیهای اسپکتروسکوپیکی قابل انتظار حالت پایهٔ هسته‌های زیر چیست

$$C^{11},\ Sc^{45},\ Ni^{61},\ Ge^{73},\ In^{109},\ Ta^{181},\ Tl^{203},\ Am^{241}?$$

اسپینهای اندازه‌گیری شده به‌ترتیب عبارتند از:

$$\frac{3}{2},\ \frac{7}{2},\ \frac{3}{2},\ \frac{9}{2},\ \frac{9}{2},\ \frac{7}{2},\ \frac{1}{2},\ \frac{5}{2}$$

هرگاه اختلافی بین جوابهای خود و آزمایش پیدا کردید، سعی کنید در بارهٔ آن توصیحی بدهید.

۲–۲۳ در هسته‌های فرد ـ فرد ، برای تبیین اسپینهای حالت پایه باید یک برهم‌کنش بین آخرین نوترون فرد و آخرین پروتون فرد در نظر گرفت . این جفت‌شدگی، اسپینهای موازی پروتون فرد و نوترون فرد را ترجیح می‌دهد . این مطلب‌را نباید با جفت‌شدگی زوجیت برای نوکلئونهای یکسان که تکانه‌های زاویه‌ای مداری پادموازی را ترجیح می‌دهد ، اشتباه‌کرد .)براین اساس اسپینها و پاریته‌های قابل انتظار حالت پایهٔ هسته‌های زیر را پیدا کنید

$$N^{14},\ Cl^{38},\ Y^{90},\ Bi^{206}$$

اسپینهای اندازه‌گیری شده به‌ترتیب عبارتند از

1, 2, 2, 6

۲–۲۴ انرژیها(برحسب Mev) واسپینهای‌پائینترین‌حالتهای‌برانگیخته Ta^{182} عبارتند از

اسپین	۲	۴	۶
انرژی(*Mev*)	۰/۱۰۰	۰/۳۲۹	۰/۶۸۰

(الف) آیا این مقادیر با مدل دورانی هسته‌های تغییرشکل یافته توافق دارند ؟
(ب) گشتاور لخت این هسته (برحسب $g\text{-}cm^2$) حول محور دوران چقدر است ؟

۲–۲۵ بااستفاده از شکل (۲–۳۰) چگالی ترازهای Sc^{41} را به‌صورت تابعی از انرژی برانگیختگی محاسبه کنید . محور انرژی برانگیختی را به‌فواصل Mev–۱ تقسیم کرده و تعداد ترازها در هرMev را محاسبه کنید . با رسم یک نمودار برروی کاغذ نیمه‌لگاریتمی بررسی کنید آیا به‌طور تقریبی معادلهٔ (۲–۱۶۴) برقراراست‌یاخیر؟ اگر چنین است ثابتهای ρ_0 و a را محاسبه کنید .

۲–۲۶ هسته‌های آینه‌ای زیر باگسیل پوزیترون‌هائی که‌انرژی ماکزیمم آنها برحسب Mev درج شده است وا می‌پاشند

C^{11}	0.97	P^{29}	3.95
N^{13}	1.18	S^{31}	4.40
O^{15}	1.73	A^{35}	4.96
F^{17}	1.75	Ca^{39}	5.49
Mg^{23}	3.09	Sc^{41}	5.95
Al^{25}	3.24		

نموداری مشابه شکل (۲–۳۳) رسم و با فرض اینکه هر هسته یک کرهٔ باردارییکنواخت باشد ، ثابت شعاعی R_0 را تعیین کنید . [معادلهٔ ۴–۱۲۲ را برای ارتباط بین انرژی واپاشی پوزیترون و اختلاف جرم ملاحظه کنید] .

فصل ۳

برهم کنشهای تابشهای هسته‌ای با ماده

۳-۱ مقدمه :

فصل‌هایی‌که‌به‌دنبال‌این‌فصل‌می‌آیند‌در‌مورد خواص‌دینامیکی هسته‌ها یعنی واپاشی پرتوزا و واکنشهای‌هسته‌ای‌می‌باشند .فصل‌حاضر به‌بررسی تجربی‌این‌خواص اختصاص دارد .
این امر همواره مستلزم آشکارسازی ذرات هسته‌ای یا تابشهای الکترومغناطیسی است ، که اختصارا" آنها را **تابشهای هسته‌ای** می‌نامیم . معمولا" شدت (تعداد رویدادهای آشکارشده در واحد زمان)و انرژی (جنبشی)تابش تعیین می‌شود . اغلب اندازه‌گیری‌های شدت، مبتنی بر یونش حاصل از عبور تابشها در ماده است .اندازه‌گیری انرژی یا شامل یونش و برانگیزش اتمی است ، یا شامل انحراف ذرات باردار در میدانهای الکتریکی و مغناطیسی . برای نوترونهای کم‌انرژی و پرتوهای گاما ،از پراش بلوری نیز برای تعیین بسیار دقیق‌انرژی استفاده می‌شود .

اگربخواهیم دقیق‌شویم ، این موضوعها خارج ازمحدودهٔفیزیک‌هسته‌ای‌می‌باشند ، با این همه آنقدر در تحقیقات هسته‌ای اساسی هستند که باید لااقل به‌مهمترین جنبه‌های آن اشاره‌ای بکنیم . برای بحثهای گسترده‌تر ، می‌توانید به‌کتابهای دیگر[1] مراجعه کنید. عبور ذرات باردار ، نوترونها و پرتو گاما از ماده را به‌طور جداگانه مورد بررسی قرار می‌دهیم،زیرا هریک از آنها شامل فرایندهای ویژهٔ متفاوتی هستند .

۱— Burcham, 1963, chaps. 5-8; or Evans, 1955, chaps. 18-28.

۳–۲ برهم کنش ذرات باردار با ماده :

ذرهٔ باردار‌ی‌که‌ازمیان‌اتمهای خنثی عبور می‌کند بیشتر‌ازطریق نیروی‌کولنی با‌الکترونهای اتمها وارد برهم کنش می‌شود . اگر چه ذره در هر برخورد به‌طور متوسط بیس‌ارچند‌الکترون ولت انرژی جنبشی از دست نمی‌دهد ، معذالک بیشترین اتلاف انرژی در واحد طول مسیر ذره ناشی از یونش و برانگیزش اتمهاست . اتلاف انرژی جنبشی در یک برخورد هسته‌ای خیلی بیشتراست ،ولی چنین برخوردهایی‌نسبت به‌برخوردهای‌اتمی‌به‌ندرت‌اتفاق می‌افتند. (تقریبا" به‌نسبت سطح مقطع هسته به‌سطح مقطع اتم ، یعنی ، $10^{-24}\ \mathrm{cm^2}/10^{-16}\ \mathrm{cm^2} = 10^{-8}$) از اینرو ، برخوردهای هسته‌ای سهم قابل ملاحظه‌ای در اتلاف‌انرژی کل ندارند .

برای انرژی‌های جنبشی بیش از M_0c^2 ،که در آن M_0 جرم سکون ذره است ،اتلاف انرژی توسط گسیل تابش الکترومغناطیسی بیش از پیش اهمیت پیدا می‌کند .این تابش را **برمزاشتراهلونگ**یاتابش‌ترمزی می نامند . سازوکاراین‌تابش همان‌سازوکارگسیل پیوستهٔ پرتوهای x است . فرایند اصلی را می‌توان به‌طورکلاسیک درک کرد. طبق معادلات ماکسول ، هربار شتابدار ، تابش الکترومغناطیسی تشعشع می‌کند (ر.ک بخش ۴–۴ ب) .هرگاه یک‌ذرهٔ باردار از نزدیکی یک هسته عبور کند ، بردار سرعت آن سریعا" تغییر می‌کند (لااقل از نظر جهت، ، گرنه از نظر بزرگی) ،به‌طوری‌که ذره دستخوش یک شتاب می‌شود و بنابراین تشعشع می‌کند .

به‌منظورداشتن یک ایدهٔ سطحی از جنبه‌های مهم فرایند اتلاف‌انرژی‌توسط برخورد (یعنی ، برانگیزش و یونش اتمها) ، می‌توان فرض کرد که ذرهٔ باردار سنگین است و با یک الکترون آزاد برخورد می‌کند . در این‌حال باید اتلاف انرژی جنبشی ذرهٔ باردار برابر انرژی‌جنبشی اخذ شده توسط الکترون باشد .انرژی اخیر را می‌توان‌از روی "ضربهٔ"داده شده به‌الکترون،هنگامی‌که‌ذرهٔ باردار ازکنارآن‌می‌گذرد برآوردکرد .اگرمختصات x و yرا مطابق‌شکل ۳–۱ انتخاب کنیم ، معادلات برخورد برای الکترون عبارتند از

$$\int F_x\,dt \approx 0 \qquad (۱-۳)$$

$$\int F_y\,dt = p_e \qquad (۲-۳)$$

که در آن :

$\mathbf{F} = \mathbf{F}_x + \mathbf{F}_y$ = نیروی کولنی وارد برالکترون

t = زمان

p_e = تکانهٔ داده شده به‌الکترون (فقط مولفهٔ y غیر صفر است) .

معادلهٔ (۳–۱) تقریب خوبی است زیرا سرعت ذرهٔ سنگین عملاً تحت تاثیر برخورد قرار نمی‌گیرد. اگر **پارامتر برخورد**[۲] b باشد، انتگرال (۳–۲) را می‌توان از روی **زمان برخورد** برآورد کرد.

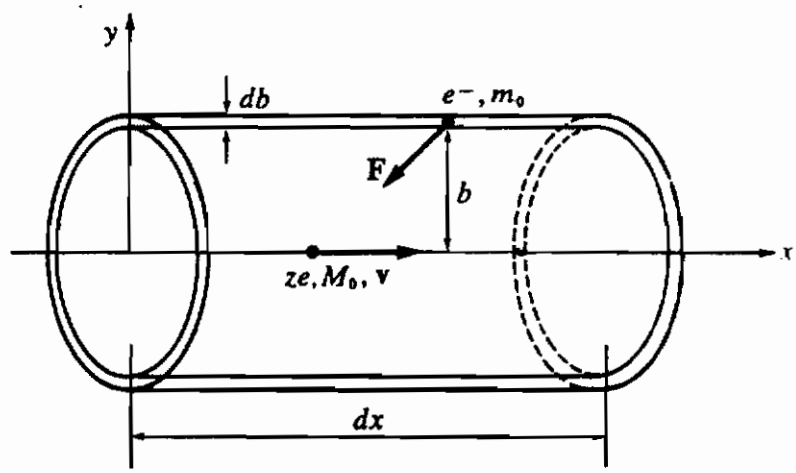
$$\Delta t \approx \frac{b}{v} \qquad (۳-۳)$$

که در آن v تندی ذره سنگین می‌باشد. متوسط مقدار F_y در طول این زمان برابر است با

$$(F_y)_{ave} \approx \frac{ze^2}{b^2} \qquad (۳-۴)$$

که ze بار ذرهٔ سنگین است. به‌این‌ترتیب از معادلهٔ (۳–۲) داریم

$$p_e \approx \frac{ze^2}{bv} \qquad (۳-۵)$$



شکل۳–۱ - برخورد بین یک ذرهٔ باردارسنگین به‌جرم M_0 و یک الکترون‌آزاد به‌جرم m_0. پارامتر برخورد با b نشان داده شده است.

برآورد دقیقتر تکانهٔ انتقال یافته به‌الکترون (معادلهٔ ۳–۵) را می‌توان بااستفاده‌از قانون گاوس در الکترواستاتیک، یعنی

۲– پارامتر برخورد در یک تصادم بین دوذره، حداقل فاصله‌ای است که در آن مراکز ذرات، در صورتی که نیرویی بین ذرات وجود نمی‌داشت، از کنار هم بگذرند.

$$\int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = 4\pi q \quad (\text{در واحد الکترواستاتیکی}) \qquad (۳-۶)$$

به‌دست آورد که در آن $\mathbf{E}$ میدان الکتریکی در سطح هر حجم بسته‌ای است که بار q رااحاطه می‌کند ،و $d\mathbf{S}$ جزئی از این سطح است . با اعمال این قضیه بر یک استوانهٔ نامتناهی به‌شعاع مقطع b ،دردستگاه‌مرجعی‌که درآن‌ذرهٔ سنگین درحال‌سکون است ،شکل۳ـ۱ ،خواهیم داشت .

$$\int \frac{F_y}{e} 2\pi b\, dx = 4\pi z e \qquad (۳-۷)$$

نسبت به‌ذرهٔ سنگین ، الکترون فاصلهٔ $dx = v\, dt$ را در زمان dt در امتداد سطح استوانه طی می‌کند ، به‌طوری که طبق معادلهٔ (۳ـ۲) داریم

$$\int F_y\, dt = 2\frac{ze^2}{bv} = p_e \qquad (۳-۸)$$

این روش، برآورد صحیحتری از p_e ،یعنی

$$p_e = 2\frac{ze^2}{bv} \qquad (۳-۹)$$

را به‌دست می‌دهد ،به‌طوری که انرژی جنبشی کسب‌شده توسط الکترون (جرم m_0) یا ازدست داده شده توسط ذره سنگین ،می‌شود

$$\frac{p_e^2}{2m_0} = \frac{2z^2e^4}{m_0 b^2 v^2} \qquad (۳-۱۰)$$

اگر n اتم برواحد حجم وجود داشته باشد ، هرکدام با Z الکترون ، در این صورت درمسیری به‌طول dx تعداد

$$nZ \cdot 2\pi b\, db \cdot dx \qquad (۳-۱۱)$$

الکترون در فاصلهٔ بین b و $b + db$ از مسیر ذرهٔ سنگین وجود دارد . ذره ، به‌هریک از این الکترونها مقداری انرژی،که توسط عبارت ۳ـ۱۰ داده می‌شود ، منتقل می‌کند به‌طوریکه‌افت

کل انرژی در واحد طول مسیر ذره برابر می‌شود با

$$-\frac{dT}{dx}=\int_{b_{\min}}^{b_{\max}} nZ\,2\pi b\,db\,\frac{2z^2e^4}{m_0b^2v^2}$$

$$=\frac{4\pi e^4z^2nZ}{m_0v^2}\ln\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \qquad (۱۲-۳)$$

این عبارت تقریبی است؛ زیرا در برخوردهای تقریبا" شاخ به‌شاخ، معادلهٔ ۳–۱۰ معتبر نیست[۳]، ولی به‌هرحال، برای مقصود فعلی ما کفایت می‌کند.

در حقیقت الکترونها در مادهٔ متوقف‌کننده آزاد نیستند بلکه به‌اتمها مقیدند (یا به‌جامد، اگر ماده به‌صورت جامد باشد). چون هر اتم دارای ترازهای انرژی الکترونی است ذره نمی‌تواند "هر" مقدار دلخواهی انرژی به‌اتم منتقل کند مگر اینکه اتم را لااقل به‌اولین حالت برانگیخته‌اش ببرد. به‌بیان کلاسیک، می‌توان استدلال کرد که زمان برخورد (معادلهٔ ۳–۳) نباید بیشتر از زمان تناوب دوران یک الکترون نوعی در مدارش باشد تا انرژی بتواند به‌الکترون اتم منتقل شود.

$$\Delta t_{\max}\approx\frac{1}{\nu} \qquad (۱۳-۳)$$

که در آن ν فرکانس دوران است. با استفاده از رابطهٔ (۳ – ۳) داریم

$$b_{\max}\approx\frac{v}{\nu} \qquad (۱۴-۳)$$

می‌نیمم پارمتر برخورد توسط اصل عدم قطعیت محدود می‌شود زیرا الکترون نمی‌تواند از طول موج دوبروی خود به‌ذرهٔ سنگین نزدیکتر شود. اگر معادلهٔ (۲–۹۳) را در سیستم مختصاب نسبی الکترون و ذره به‌کار ببریم، ملاحظه می‌کنیم که

$$b_{\min}\approx\frac{h}{m_0v} \qquad (۱۵-۳)$$

بنابر این، خواهیم داشت

---

۳ – اثبات کامل را می‌توانید در کتاب Evans، ۱۹۵۵، فصل ۱۸ ملاحظه کنید.

$$-\frac{dT}{dx} \approx \frac{4\pi e^4 z^2 nZ}{m_0 v^2} \ln \frac{2m_0 v^2}{I_{\text{ave}}} \qquad (۳-۱۶)$$

که در آن I_{ave} پتانسیل متوسط یونش یا برانگیزش اتمهای مادهٔ متوقف‌کننده‌است‌که به‌جای $h\nu$ جایگزین کرده‌ایم[۴]، و ضریب ۲ در حملهٔ لگاریتمی برمبنای یک محاسبهٔ دقیق مکانیک کوانتومی اضافه شده است[۵]. نمادهای دیگر در این معادله مثل سابق، عبارتند از

ze = بار ذرهٔ سنگین

m_0 = جرم الکترون

v = تندی ذرهٔ سنگینی

nZ = تعداد الکترونهای موجود در واحد حجم مادهٔ متوقف کننده.

عملاً "اتلاف انرژی را از روی تعداد "**زوج یونهایی**" که در طول مسیر ذره تشکیل می‌شوند، تعیین می‌کنند. مقصود از زوج یون، اجزاء منفی و مثبتی است که در یک برخورد یوننده به‌وجود می‌آید. اگر برای ایجاد یک زوج یون، ذره بطور متوسط انرژی w را از دست بدهد، تعداد زوج یونهای i در واحد طول مسیر توسط رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$-\frac{dT}{dx} = wi \qquad (۳-۱۷)$$

کمیت w نتیجهٔ فرایندهای پیچیده‌ای می‌باشد: (۱) هم برانگیزش اتمی وجوددارد و هم یونش اتمی (۲) یک الکترون بیرون‌انداخته‌شده ممکن‌است آنقدر انرژی داشته باشد [رابطهٔ (۳-۱۵) را ملاحظه کنید] که به‌نوبهٔ خود ایجاد یونش ثانوی کند[۶]. به‌طور تجربی معلوم شده است که در یک مادهٔ مفروض w، برحسب تصادف، عملاً" مستقل از انرژی جنبشی یا طبیعت ذره است. مقدار آن برای هوا در مورد الکترونهای 5-kev مساوی 35.0 ev، برای ذرات

---

۴ ــ از لحاظ نظری و تجربی تقریباً" $I_{\text{ave}} \sim Z$ (Bloch، ۱۹۳۳) ضریب تناسب برای اغلب مواد حدود 13 ev است، به‌جز برای H_2 و He، که به‌ترتیب ۱۹ و 22 ev است (۱۹۶۱ Sternheimer).

۵ ــ برای $v \approx c$ جمله‌های $-\ln(1 - v^2/c^2) - v^2/c^2$ را باید به‌جملهٔ لگاریتمی درمعادلهٔ (۳ ــ ۱۶) اضافه کرد.

۶ ــ این مطلب را می‌توان به‌وضوح در شکل (۳-۵-الف) دید. همچنین مسألهٔ ۳ ــ ۶ را ملاحظه کنید. الکترونهای بیرون انداخته شده را اغلب الکترون **دلتا می‌نامند**

آلفای 5.3-Mev مساوی 35.2 ev ، و برای پرتونهای 340-Mev مساوی 33.3 ev است

قبل از مقایسهٔ عبارت (۳–۱۶) با نتایج تجربی ، بهتر است مفهوم برد متوسط $\bar{R}$ را که عبارت‌از مسافت متوسطی است که (در یک جهت مفروض) ذره طی می‌کند قبل‌از اینکه کاملا" انرژی جنبشی‌اش (T_0) را از دست بدهد ، معرفی کنیم

$$\bar{R} = \int_0^{\bar{R}} dx = \int_{T_0}^{0} \frac{dx}{dT} dT$$
$$= \int_0^{T_0} \left(-\frac{dT}{dx}\right)^{-1} dT \qquad (۳-۱۸)$$

اگر جملهٔ لکاریتمی درمعادلهٔ (۳–۱۶) مستقل از v می‌بود

$$\bar{R} \sim \int_0^{T_0} T\, dT \sim T_0^2 \qquad (۳-۱۹)$$

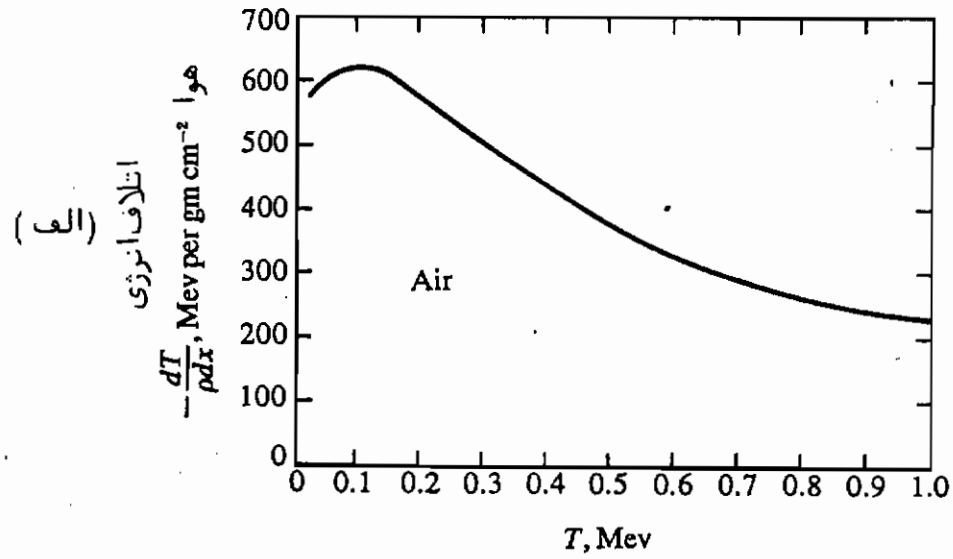
اما در واقع هیچ منحنی سادهٔ بردی به‌این‌شکل پیدا نشده است . (شکلهای ۳–۹ و ۳ – ۱۰را ملاحظه کنید) . برد یک ذره منفرد به‌علت وجود تغییرات آماری در مقدار انرژی از دست داده شده در واحد حجم و همچنین در تعداد کل زوج یونهای تشکیل‌شده ، کمی بیشتر یا کمتر از عبارت (۳–۱۸) است . این پدیده را "پاشیدگی" می‌نامند .

شکل (۳ – ۲) منحنی تجربی‌اتلاف انرژی را برای پروتونها در هوا می‌دهد. چون تعداد اتمها در واحد حجم (n)توسط رابطهٔ

$$n = \frac{\mathcal{N}\rho}{\mathscr{A}} \qquad (۳-۲۰)$$

به‌چگالی مادّه (ρ) ، عدد آووگادر $\mathcal{N}$ ، و وزن اتمی ($\mathscr{A}$)وابسته است ، اتلاف انرژی اغلب به‌صورت $-dT/(\rho\, dx)$ داده می‌شود زیرا در این صورت مستقل از اجزاء فیزیکی مادهٔ متوقف‌کننده است .

منحنی الف ازشکل (۳–۲) نشان می‌دهدکه در انرژیهای بسیارکم برخلاف‌انتظاری که از وابستگی رابطهٔ (۳–۱۶) به $1/v^2$ می‌رود ، اتلاف انرژی پروتونها کاهش می‌یابد . علت بروز آن جذب و طرد متناوب الکترونها توسط پروتون است ، که مقدار متوسط z رادر رابطهٔ (۳–۱۶) تقلیل داده و باعث کاهش سرعت v ی پروتون (رابطه۳–۳) می‌شود . وقتی‌پروتون کند می‌شود ، احتمال جذب الکترون بر طرد آن غلبه می‌کند تا اینکه پروتون به‌صورت اتم



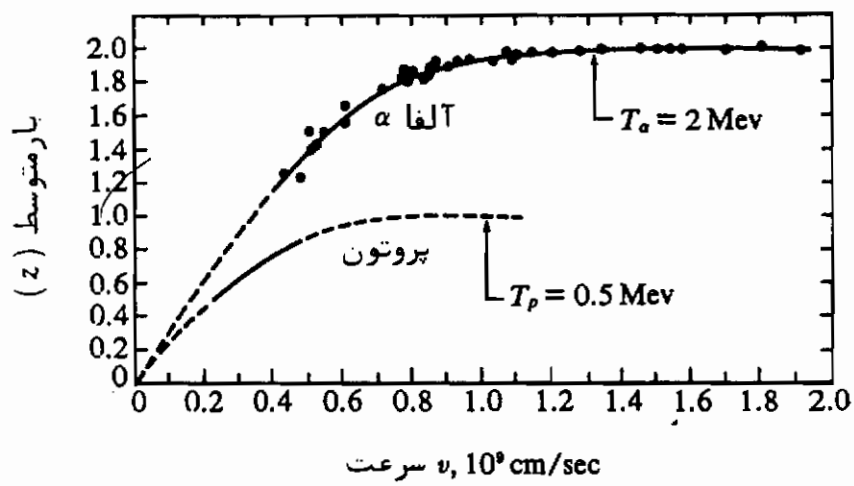
شکل ۳ـ۲ : منحنی تجربی اتلاف انرژی برای پروتونها در هوا.
(الف) قسمت با انرژی کم. معادلهٔ (۳ـ۱۶) تا $T \approx 0/3$ Mev با $I_{ave} = 80$ ev با این منحنی وفق می‌دهد. در زیر این انرژی، جذب وطردالکترون باعث کاهش مقدار متوسط z می‌شود (شکل ۳ـ۳ را ملاحظه کنید).
(ب) قسمت با انرژی زیاد. مینیمم اتلاف انرژی در $T \approx 1500$ Mev روی می‌دهد[۷].

---

۷ — H. A. Bethe and J. Ashkin, in E. Segrè, (ed.), "Experimental Nuclear Physics," vol. 1, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1953, as adapted by Burcham, 1963.

هیدرژن در می‌آید . در اینحال اتلاف انرژی فقط به‌صورت برخوردهای **کشسان** امکان‌پذیر است . تعداد زوج یونها در واحد طول مسیر به‌طرف انتهای خط سیر ذره ، اتلاف حاصل از فرایندهای جذب و طرد را نشان می‌دهد (شکل۳ــ۴) .

عکسهای اطاقک ابری‌نشان داده‌شده درشکل۳ــ۵ این‌اثرهارابه‌وضوح‌نمایش‌می‌دهد. (برای یک ذرهٔ آلفا) . در یک اطاقک ابری ، بخار فوق‌اشباع، معمولا" آب ، بطور مصنوعی تولید می‌شود . زوج یونهای حاصل از یک ذرهٔ باردار ، به‌صورت مراکزچگالش‌بخاردرمی‌آیند. با زمانبندی و روشنایی‌مناسب ، می‌توان از خط سیر ذراتی‌که چگالی قطرات آن مستقیماً متناسب با i است عکسبرداری کرد[۸] . [معادله (۳ــ۱۷)] .در شکل (۳ــ۵ الف) یونش‌حاصل از الکترونهای بیرون انداخته شده ، موسوم به‌پرتوهای **دلتا** را می‌توان ملاحظه‌کرد .هنگامی که ذرهٔ آلفا انرژی از دست می‌دهد ،پرتوهای دلتاکم‌انرژی‌تر می‌شوند . ابتدا یونش‌به‌طرف انتهای مسیر (شکل۳ــ۵ ــ د) به‌طور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد (شکل۳ــ۳) و سپس، وقتی بارمتوسط ذرهٔ آلفا کاهش می‌یابد ،یونش نیز تنزل‌می‌کند. در همان حال ، پیچ‌وخمهای موجود در مسیر ذرهٔآلفا وقوع برخوردهای اتمی‌را باگازاطاقک ابری نشان می‌دهد .

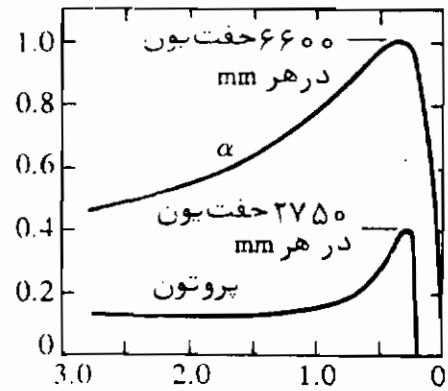


شکل۳ ــ ۳ : بار متوسط (z) پروتونهای کند و ذرات آلفا برحسب سرعت v ــ ی آنها[۹] .

---

۸ ــ برای کسب‌اطلاعات بیشتر دربارهٔ‌اطاقک ابری ،ر .ک کتاب Burcham ، ۱۹۶۳بخش۶ــ۲ .

۹ — Evans, 1955.



شکل ۳ـ۴ : تعداد زوج یونها درواحد طول مسیربرای یک تک‌پروتون و یک تک ذرهٔ آلفای برحسب برد باقیمانده . برد باقیمانده مسافتی است که باقی‌مانده است تا ذره طی کند تا به‌سکون برسد . مقیاس افقی طوری است که درقسمت چپ نمودار هردو ذره دارای تندیهای مساوی هستند . از این جهت ، برد پروتون در هوا به‌اندازهٔ ۰/۲ سانتیمتر کوتاهتر از برد ذرهٔ آلفاست .

اتلاف انرژی الکترونهای سریع در ماده ، برطبق همان سازوکار ذرات باردارسنگین صورت می‌گیرد ، و فرمول اتلاف انرژی عملاً" نظیر معادلهٔ (۳ـ۱۶) است ، معذالک ، باید به اختلافهای زیر توجه کرد : ۱ ـ چون الکترون فرودی و الکترون مادهٔ متوقف‌کننده دارای یک جرم هستند ، الکترون فرودی پراکندگی بسیار زیادتری خواهد داشت (در حقیقت نمی‌توان گفت کدامیک الکترون فرودی بوده‌است) ، از اینرو ، طول مسیردرمادهٔ متوقف کننده می‌تواند به‌طور قابل ملاحظه‌ای بیشتراز مسافت مستقیم‌الخط یا برد در ماده باشد . شکل (۳ـ۶) این مطلب را نشان می‌دهد[۱۰] . ۲ـ چون بار z ذرهٔ فرودی هیچگاه تغییر نمی‌کند ، اتلاف انرژی الکترونها توسط یونش تا انرژیهای در گسترهٔ ev نیز حائز اهمیت است . این امر ، ایجاد لکه‌هایی در انتهای خط سیر الکترون می‌کند (شکل ۳ـ۶) . ۳ ـ برای یک انرژی معین ، تندی الکترونها بیشتر از تندی ذرات سنگین است . از اینرو ، مثلاً" اتلاف انرژی الکترونها توسط تابش ، در انرژیهای بسیار کم مهمتر از پروتونهاست ، این مورد در شکل (۳ـ ۷)

---

۱۰ ـ توجه کنید که بلافاصله بعد از تصادم ، زاویه بین الکترونها ۹۰° است . این مطلب ناشی از قوانین پایستگی انرژی و تکانه در حالت غیر نسبیتی است ، رابطهٔ ۳ ـ ۲۹ ملاحظه شود . چه در اینجا الکترون فقط ۵۶ kev انرژی دارد و لذا قوانین غیر نسبیتی را می‌توان به‌کار برد .

نشان داده شده است.

در شکل (۳–۸ الف) یک آرایش تجربی نوعی، جهت آشکارسازی ذرات باردار نشان داده شده است. در یک وضعیت **مناسب هندسی**، چند همحط ساز مورد استفاده قرار می‌گیرند، تا ازرسیدن ذرات پراکنده‌شده توسط جاذب به‌آشکارسازجلوگیری‌کنند. منحنی‌های (ب) (ج)، (د) به‌ترتیب یک نمایش طرحوار از منحنیهای جذب، برای ذرات باردارسنگین، الکترونهای تک انرژی و پرتوهای بتاست. پرتوهای بتا دارای یک توزیع اولیهٔ انرژی هستند (ر.ک. بخش ۴–۶ ـد) و از اینرو منحنی جذب آنها به‌ویژه پیچیده است[11].

تعیین برد ذرات باردار، به‌کمک یک منحنی جذب، یا در یک اطاقک ابری یا امولسیون هسته‌ای[12]، طریقهٔ ساده‌ای برای تعیین انرژی درهٔ باردار است ولی روش چندان دقیقی نیست. به‌علت پدیدهٔ پاشندگی، این روش محدود به‌دقتی بیش یک تا پنج درصد است. شکل (۳–۹) منحنی برد–انرژی را برای پروتون در هوا و فشار اتمسفر نشان می‌دهد. در آلومینیوم نیز منحنی مشابهی به‌دست می‌آید که برد با ضریب حدود $\frac{1}{1600}$ کاهش می‌یابد[13]. در شکل (۳–۱۰) یک منحنی برد–انرژی برای الکترون داده شده است. هیچ کدام از منحنی‌ها بستگی سادهٔ (۳–۱۹) را با انرژی ندارند.

روشهای دقیقتر تعیین انرژی مشتمل بر اندازه‌گیری تعداد کل زوج یونهای تشکیل شده درمادهٔ متوقف‌کننده به‌طریقهٔ الکترونیکی (اطاقک یونش، شمارگر متناسب‌گاری، شمارگر متناسب حالت جامد) یا آشکارسازی نور کل گسیل شده در فرایند یونش ـ برانگیزش (شمارگر سوسوزن) است. در تمام این موارد n_0 را در معادلهٔ (۳–۱۷) تقریباً ثابت می‌گیرند. آشکارسازها را باید همیشه توسط ذرات با انرژی معلوم مدرج کرد.

انرژی ذرات باردار را می‌توان بطور مطلق، از روی مسیرآنها در میدانهای الکتریکی و مغناطیسی به‌دست آورد (در یک فضای خلاء به‌منظورجلوگیری از پراکندگی). درساده‌ترین

---

۱۱ ـ بطورتجربی دریافته‌اندکه قسمت اولیه منحنی‌جذب تقریباً از تابع نمائی $e^{-(\text{constant})t}$ تبعیت می‌کند که در آن t ضخامت جاذب است و مقدار ثابت بستگی به‌انرژی نقطه نهایی برتو بتا دارد.

۱۲ ـ در یک امولسیون عکاسی، عبور تابش یونیده از بین بلورهای نمک نقره ایجاد دانه‌های قابل ظهور می‌کند. برای جزئیات بیشتر به‌کتاب Powell، Fowler و Perkins ۱۹۵۹ مراجعه شود.

۱۳ ـ کتاب Evans سال ۱۹۵۵ فصل ۱۲ قسمت e ۳.

۱۴ ـ برای جزئیات بیشتر ر.ک Burcham، ۱۹۶۳، بحس ۶–۱

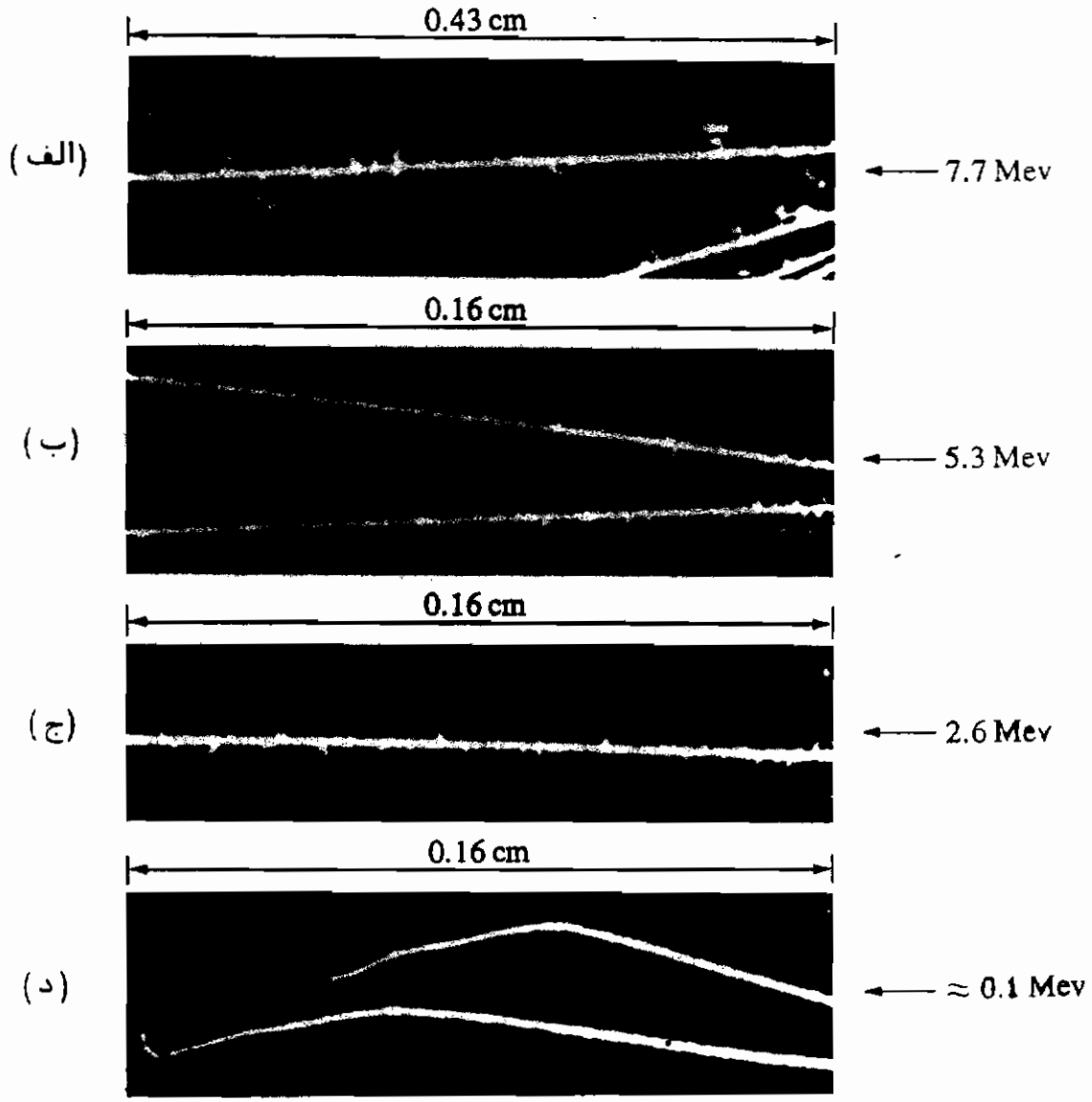
این وسایل، موسوم به‌طیف سنج‌ها[۱۵] ، ذرات باردار توسط یک میدان یکنواخت با القاء مغناطیسی B در مسیری دایره‌ای به‌شعاع r منحرف می‌شوند به‌طوریکه‌می‌توان تکانهٔ p ذره را از رابطه زیر به‌دست آورد

$$p = eBr \qquad (۲۱-۳)$$

(تمام برحسب واحدهای الکترومغناطیسی یا MKS). انرژی جنبشی را می‌توان از روابط (۲–۹) و (۲–۱۰) یا از رابطهٔ $\frac{1}{2}p^2/m_0$ در حالت غیر نسبیتی به‌دست آورد.

---

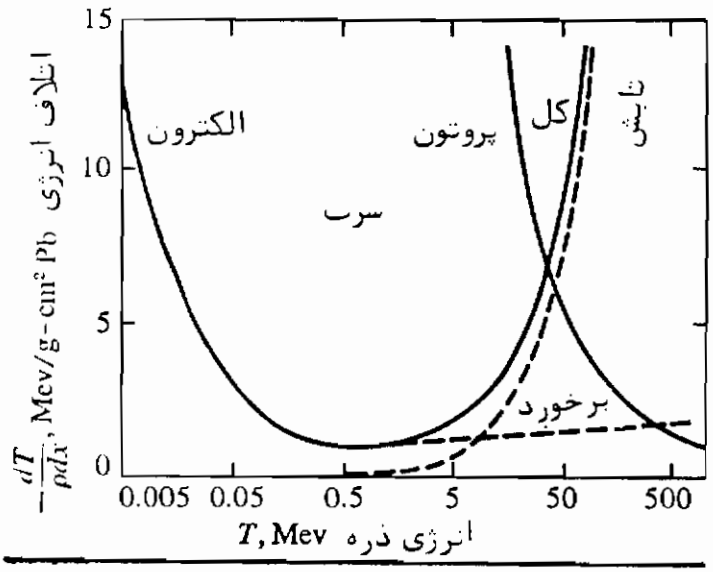
۱۵ – برای جزئیات بیشتر به‌کتاب Burcham – ۱۹۶۳ بخش ۷–۲ مراجعه شود.



شکل۳ـ۵: خط سیر ذرهٔ آلفا در یک اطاقک ابری. روی هرشکل انرژی اولیه و طول هم‌ارز مسیر در هوا در یک آتمسفر و ۱۵°C نشان داده شده است. به پرتوهای دلتای پرانرژی در انرژیهای زیاد توجه کنید[۱۶]

۱۶ — T. Alper, On Delta Rays and the Relation between Range and Velocity of Slow Electrons, *Z. Physik*, 76: 172 (1932), J. Springer, Publishers, Berlin. Reproduced from W. Gentner, H. Maier-Leibnitz, and W. Bothe, "An Atlas of Typical Expansion Chamber Photographs," Pergamon Press, London, 1954.

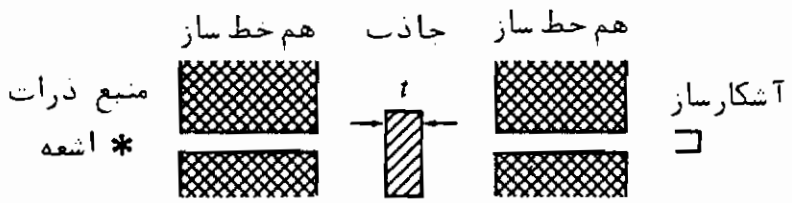
شکل۳ـ۶: خط سیر الکترون kev ـ۵۶ در یک اطاقک ابری. پیکان، نقطه شروع خط سیر الکترون را مشخص می‌کند. در این تصویر، پرتوهای x با انرژی kev ـ۵۹ جهت آزادکردن الکترون اولیه به‌کار رفته‌اند که بعلت اثراوژه لکه‌ٔ کوچکی در ابتدای خط سیر ذره ایجاد می‌کنند. این موضوع را در انتهای بخش ۳ـ۴ـج بیشتر توضیح خواهیم داد[۱۷].



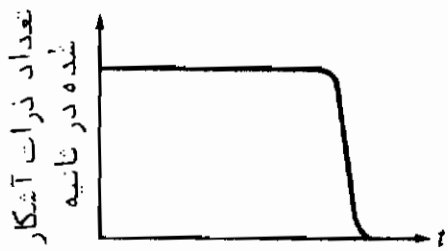
شکل۳ـ۷: اتلاف انرژی الکترون و پرتوون در سرب[۱۸].

۱۷ — L. H. Martin, I. C. Bower, and T. H. Laby, *Proc. Roy. Soc.* (*London*) **A148**: 40 (1935). Reproduced from W. Gentner, H. Maier-Leibnitz, and W. Bothe, "An Atlas of Typical Expansion Chamber Photographs," Pergamon Press, London, 1954.

۱۸ — W. Heitler, 1954, as adapted by Burcham, 1963.



(الف)



(ب)

(د)

(ج)

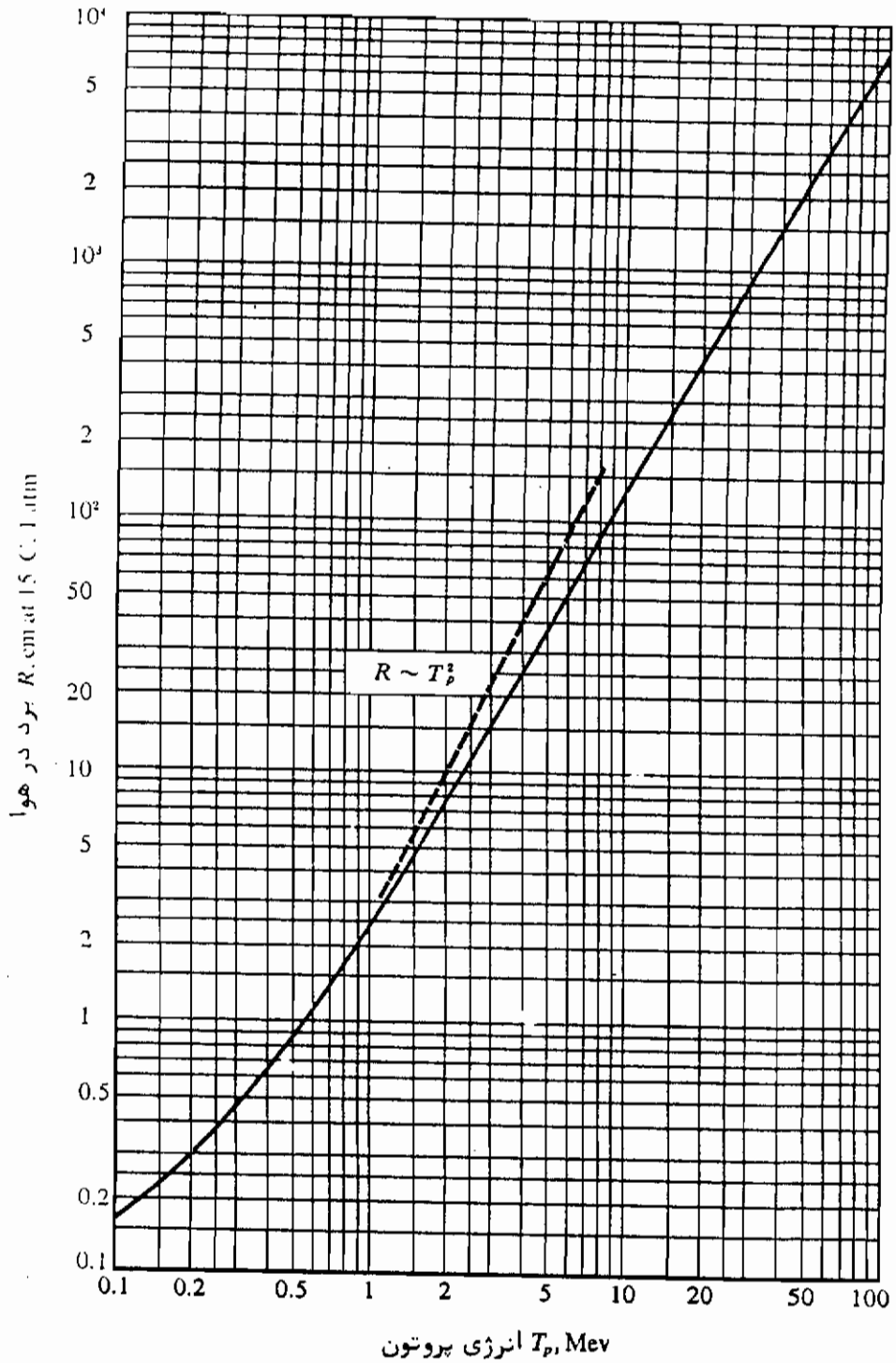
شکل۳–۸: منحنی‌های حذب طرحوار برای ذرات باردار گسیل شده توسط یک منبع پرتوزا:

الف) آرایش وسایل

ب) منحنی حذب برای ذرات سنگین.

ج) منحنی حذب برای الکترونهای یک انرژی.

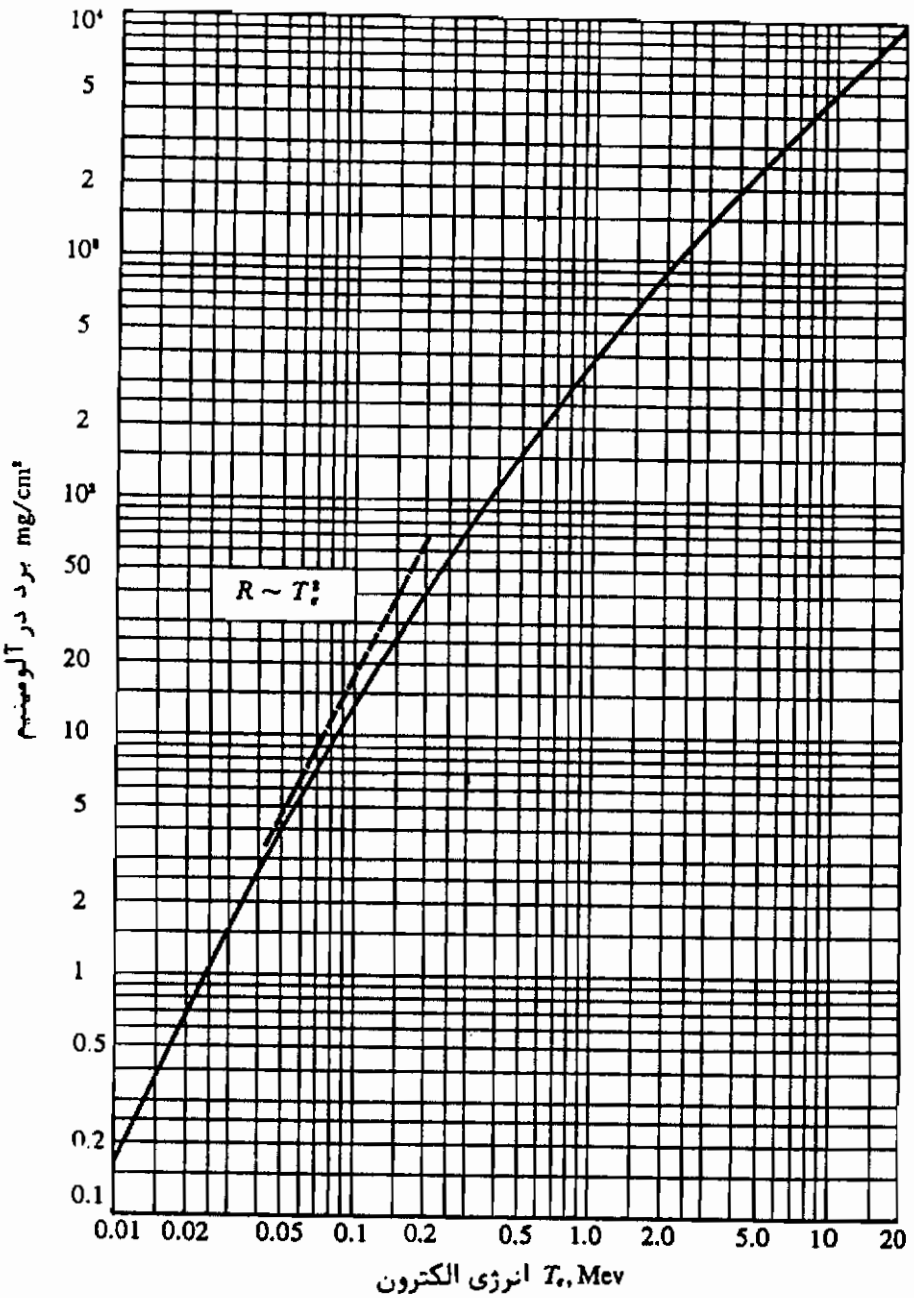
د) منحنی جذب برای پرتوهای بتا.



شکل۳ـ۹: رابطهٔ برد ـ انرژی برای پروتونها در هوا و فشار یک آتمسفر و دمای $15^\circ C$. رابطهٔ (۳ـ۱۹) توسط خطوط نقطه چین نمایش داده شده است[۱۹].

---

۱۹ ـ H. A. Bethe and J. Ashkin, Passage of Radiations through Matter, in E. Segre (ed.),"Experimental Nuclear Physics," vol. 1, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1953.



شکل ۳ ــ ۱۰ : رابطهٔ برد ــ انرژی برای الکترونها در آلومینیوم . جهت به‌دست‌آوردن برد برحسب cm مقدار برد برحسب mg/cm^2 را بر چگالی Al تقسیم کنید ($\rho = ۲۷۰۰\ mg/cm^3$) .رابطه[۴] (۳ــ۱۹) با نقطه چین نشان داده شده است[۲۰] .

---

۲۰ ــ Empirical relationship of L. Katz and A. S. Penfold, *Rev. Mod. Phys.* **24**: 28 (1952) as shown by J. B. Marion, *Nucl. Data Tables, U.S. At. Energy Comm. 1960*, part 3, available from U.S. Government Printing Office, Washington, D. C.

۳–۳ برهم کنش نوترون با ماده :

برهم‌کنش نوترون با ماده نه‌تنها از جنبهٔ تجربی و نظری جالب است بلکه دارای کاربردهای عملی مهمی بخصوص در کار راکتورها[۲۱] می‌باشد . بحث فعلی را به اتلاف انرژی نوترون در اثر برخوردهای کشسان محدود خواهیم کرد .

۳–۳ الف) اتلاف انرژی نوترون

چون نوترونها بدون بار هستند ، نمی‌توانند با ایجاد یونش انرژی ازدست بدهند. برخوردهای هسته‌ای ، هرچند کمیاب ، تنها راه اتلاف انرژی هستند . اغلب این برخوردها کشسانند . یعنی ، در آنها هستهٔ هدف برانگیخته نمی‌شود ، معذالک در بعضی موارد برانگیختگی ناکشسان نیز می‌تواند در اتلاف انرژی سهیم باشد .

در هر برخورد ، تکانه پایسته است و اگر برخورد کشسان باشد ، انرژی جنبشی نیز پایسته است . دراینجا از اثرات نسبیتی صرفنظرمی‌کنیم ، یعنی بحث ما در مورد نوترونهای با انرژی بیش از ۲۰۰ Mev معتبر نخواهد بود[۲۲] . بهتر است برخورد را هم در مختصات آزمایشگاهی (lab.) و هم در مرکز جرم (c.m.) مطالعه کنیم (شکل ۳–۱۱) .

قبل از برخورد ، درهٔ ۱ به‌جرم M_1 وتندی v_1 با درهٔ ۲ به‌جرم M_2 ، که در حال سکون است ، برخورد می‌کند . بعد از برخورد ذرات به‌ترتیب با تندیهای v_1' و v_2' تحت زوایای θ_1 و θ_2 در سیستم آزمایشگاهی حرکت می‌کنند (شکل۳–۱۱الف) . چون در ابتدا هیچ مؤلفهٔ تکانهٔ عمود بر v_1 وجود ندارد ، برخورد در یک صفحه انجام می‌شود . مرکزجرم سیستم با تندی

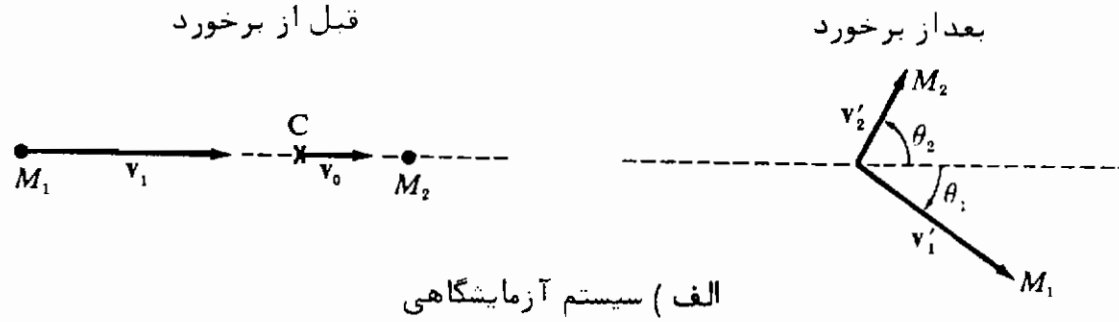
$$v_0 = \frac{M_1 v_1}{M_1 + M_2} \qquad (۲۲-۳)$$

در جهت v_1 حرکت می‌کند .

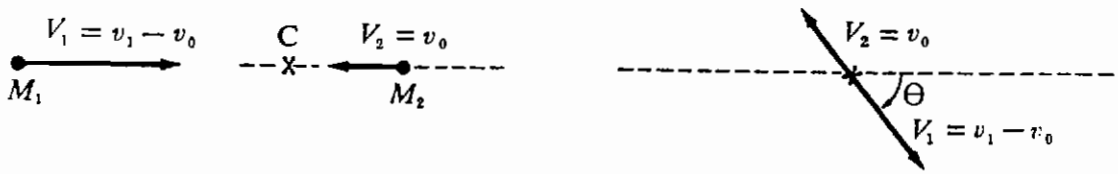
---

۲۱ – Kaplan, 1962, chap. 18; Segrè, 1964, chap. 12.

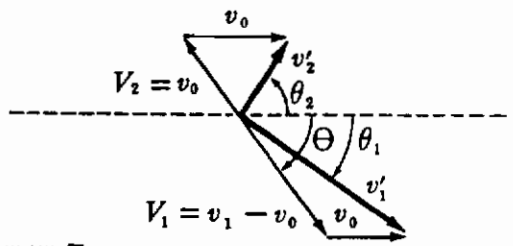
۲۲ – این نتیجه در برخوردهای کشسان الکترونها با انرژی کمتر از ۱۰۰ kev نیز قابل‌اعمال است . (شکل۳–۶) . برای موردنسبیتی کتاب Segrè ، سال۱۹۶۴ ، پیوست G راملاحظه کنید .



الف) سیستم آزمایشگاهی



ب) سیستم مرکز جرم



ج سیستم آزمایشگاهی

شکل۳ ــ ۱۱ : برخورد کشسان دودره . (الف) سیستم آزمایشگاهی . (ب) سیستم مرکز جرم . (ج) سیستم آزمایشگاهی .

اگر بردار $\mathbf{v}_0$ را از تمام بردارهای سرعت کم کنیم ، **بدیهی‌است که مرکزجرم درحال** سکون‌خواهد بود ، به‌طوریکه‌سیستم مرکز جرم به‌این‌طریق به‌دست می‌آید (شکل۳ــ۱۱ــ ب) . در این سیستم هر دو ذره قبل و بعد از برخورد دارای بردارهای تکانهٔ یکسان و پاد موازی هستند . **به‌علاوه ، پایستگی انرژی جنبشی ایجاب می‌کند که هرذره‌اندازهٔ سرعتش‌را درخلال برخورد** حفظ کند[۲۳] . از این‌رو ، اگر V_1 و V_2 تندیهای c.m. دو ذره قبل از برخورد باشند ، داریم

$$M_1V_1 = M_2V_2 \qquad (۲۳-۳)$$

V_1 و V_2 تندیهای بعد از برخورد نیز می‌باشند . همچنین بنا به‌تعریف سیستم مرکز جرم

---

۲۳ ــ ر . ک مسأله ۳ ــ ۱۴

$$V_2 = v_0 \qquad (۲۴-۳)$$

زاویه برخورد Θ در سیستم مرکز جرم بستگی به‌جزئیات برخورد دارد.

برای برگشت به‌سیستم lab. باید سرعت $\mathbf{v}_0$ را به‌تمام بردارهای سرعت در سیستم c.m. اضافه کنیم (شکل ۳-۱۱-ج). تمام روابط مربوط به‌تندیها و زوایا را می‌توان بلافاصله از روی‌شکل استنتاج‌کرد. مثلاً، انرژی‌ذرهٔ ۱بعداز برخورد درسیستم‌آزمایشگاهی‌عبارت‌است‌از:

$$T_1' = \tfrac{1}{2}M_1 v_1'^2 \qquad (۲۵-۳)$$

$$= \tfrac{1}{2}M_1(V_1^2 + v_0^2 + 2V_1 v_0 \cos\Theta)$$

مقادیر ماکزیمم و مینیمم به‌ترتیب به‌ازای $\Theta = 0°$ و $\Theta = 180°$ درجه به‌دست می‌آید

$$(T_1')_{\max} = T_1 \qquad (۲۶-۳)$$

$$(T_1')_{\min} = \tfrac{1}{2}M_1(V_1 - v_0)^2$$

$$= \tfrac{1}{2}M_1(v_1 - 2v_0)^2$$

$$\doteq T_1\left(\frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2}\right)^2 \qquad (۲۷-۳)$$

اگر $M_1 = M_2$ باشد از رابطهٔ (۳-۲۵) داریم

$$T_1' = T_1(1 + \cos\Theta)/2, \qquad (T_1')_{\min} = 0 \qquad (۲۸-۳)$$

و چون در اینحال $V_1 = V_2 = v_0$ می‌توان نشان دادکه در هر برخوردرابطهٔ زیربرقرار است

$$\theta_1 + \theta_2 = 90° \qquad (۲۹-۳)$$

۳-۳-ب) توزیع انرژی نوترونها بعد از برخورد

برای نوترونهای تا انرژی جنبشی چند Mev، تقریباً می‌توان فرض کرد که در هر برخورد با یک هسته، توزیع نوترونهای پراکنده شده در سیستم c.m. همسانگرد[۲۴] است. تحت

---

۲۴ ــ این طریق دیگر بیان همسانگرد بودن سطح مقطع پراکندگی کشسان در سیستم c.m. است. ر.ک بخش (۵-۴ د) و پیوست (الف ــ۲)

این شرایط‌تعداد نوترونهای پراکنده شده در یک زاویه فضایی معین ($d\Omega$)درسیستم c.m. متناسب با $d\Omega$ است . در این صورت احتمال پراکندگی در $d\Omega$ برابر است با

$$P(d\Omega) = \frac{d\Omega}{4\pi}$$
$$= \frac{2\pi \sin\Theta\, d\Theta}{4\pi}$$
$$= \tfrac{1}{2}\sin\Theta\, d\Theta \qquad (۳۰-۳)$$

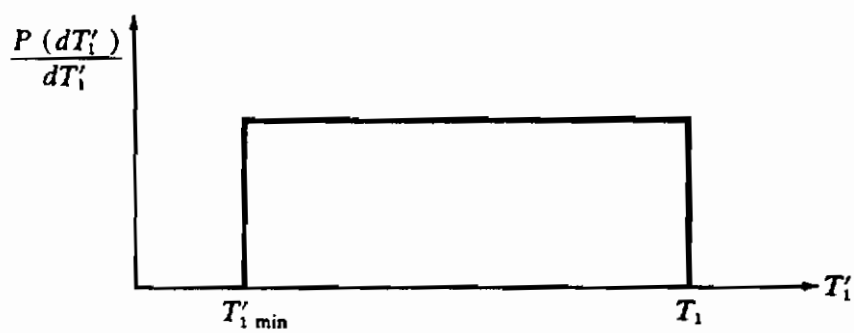
هر نوترونی‌که در بازهٔ زاویه‌ای Θ و$\Theta + d\Theta$پراکنده می‌شود ، انرژی آن از T_1 به‌بازه T_1' تا $T_1' + dT_1'$ تغییر می‌کند ، که در آن dT_1' با دیفرانسیل‌گیری از رابطهٔ (۳-۲۵) به دست می‌آید

$$dT_1' = (-)M_1V_1v_0 \sin\Theta\, d\Theta \qquad (۳۱-۳)$$

از این رو ، احتمال پراکندگی در این بازهٔ انرژی با استفاده از روابط(۳-۳۰) و(۳-۳۱) خواهد بود

$$P(dT_1') = P(d\Omega)$$
$$= \frac{dT_1'}{2M_1V_1v_0} \qquad (۳۲-۳)$$

شکل(۳-۱۲) نموداری از توزیع احتمال $P(dT_1')/dT_1'$ را نشان می‌دهد ، که البته فقط توزیع انرژی نوترونها بعد از یک برخورد منفرد است .



شکل۳-۱۲ : توزیع انرژی نوترونها بعد از یک برخورد .

در مورد یک پراکنندهٔ هیدرژنی ، $(T_1')_{\min} = 0$ [(معادلهٔ (۳–۲۸)] به‌طوری که انرژی متوسط بعد از یک برخورد برابر است با

$$(T_1')_{\text{ave}} = \tfrac{1}{2}T_1$$

توزیع انرژی‌نوترونها بعداز n برخوردرا نیز می‌توان حساب کرد[۲۵] بعد از n برخورد می‌توان انتظار داشت که انرژی متوسط تقریبا" برابر باشد با

$$(T_1')_{\text{ave}} \approx (\tfrac{1}{2})^n T_1$$

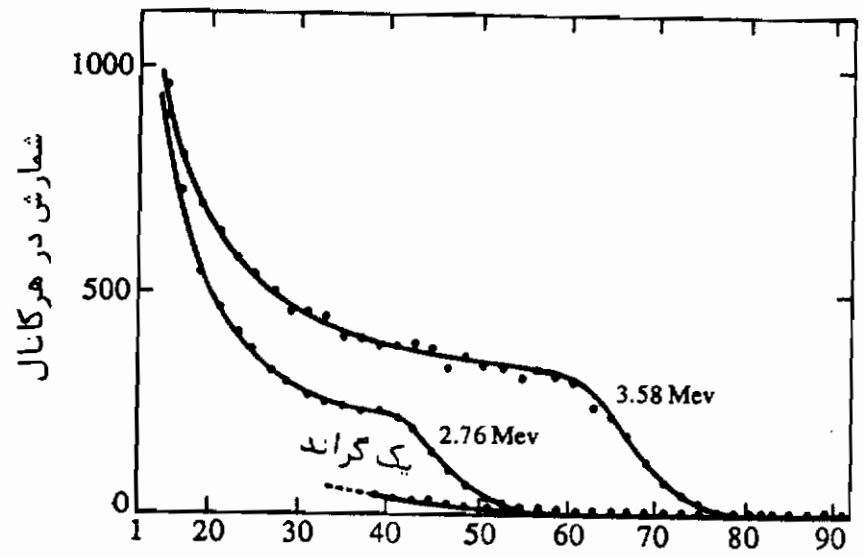
اگر نوترونها به‌یک پراکنندهٔ هیدرژنی برخورد کنند ، پروتونهای پس زده همان توزیع انرژی نوترونهای پراکنده شده را خواهند داشت . شکل (۳–۱۳) توزیع واقعی انرژی پروتونهای پس زده را در یک شمارگر سوسوزن آلی نشان می‌دهد . همانطور که در انتهای بخش۳–۲ متذکر شدیم ، در اتلاف انرژی پروتونها توسط یونش و برانگیزش، تعدادفوتونهای گسیل‌شده تقریبا" متناسب با اتلاف انرژی است . اگر نور گسیل‌شده توسط یک سوسوزن ، بر سطح حساس به‌نور یک‌تکثیرکنندهٔ فوتون‌بیفتد ،اتلاف‌انرژی در سوسوزن را می‌توان‌با وسایل الکترونیکی تعیین کرد . گردشدگی توزیع انرژی در شکل۳–۱۳ ، در مقایسه با توزیع ایده‌آل شکل (۳–۱۲) ، ناشی از اثرات آماری در تکثیرکنندهٔ فوتون است .اگر سوسوزن توسط نوترونهای با انرژی معلوم مدرج شده باشد ، می‌توان آز آن جهت تعیین انرژیهای نامعلوم نوترونها استفاده کرد . عموما" این عمل وقتی موفقیت آمیز است که بیش از چند گروه نوترونهای تک انرژی ، که کاملا" از لحاظ انرژی متمایز از یکدیگرند ، وجود نداشته باشند .

اندازه‌گیریهای انرژی‌نوترون را به‌طورمطلق ، می‌توان‌با تعیین **زمان پرواز** نوترونها در یک فاصلهٔ‌معین به‌دست آورد . بااستفاده از وسایل الکترونیکی اندازه‌گیری زمان با قدرت تفکیک تا $۱۰^{-۹}$ ثانیه و مسیری حدود چند متر ، می‌توان این روش را به‌گسترهٔ انرژی حدود Mevتوسعه داد[۲۶] از پراش نوترونها توسط بلورها نیز برای تعیین انرژیهای زیر چند ev، که در آن طول موج دوبروی نوترونها (معادله۲–۱۱)حدود فواصل بین شبکه‌ای بلور است ، ($۱۰^{-۸}\text{cm} = ۱۰^{۵}\text{F}$) ،استفاده می‌شود .

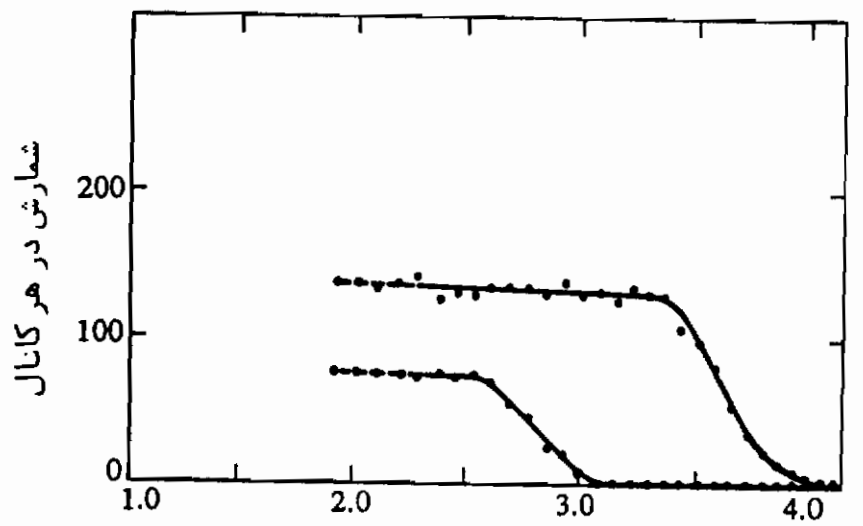
---

۲۵ – Segre, 1964, chap. 12.

۲۶– زمان پرواز نوترون با انرژی Mev ۱– حدود $۰/۷\times۱۰^{-۹}$ sec/cm در سانتیمترمسیراست. برای جزئیات بیشتر به‌کتاب Burcham – ۱۹۶۳ ، بخش ۷–۳ مراجعه کنید .



(الف)



(ب)

شکل۳–۱۳: طیفهای ارتفاع تپ پروتونهای پس‌زده در یک سوسوزن آلـــی (stilbene) حاصل از نوترونهـــای واکنش $H^2(d,n)$. (الف) طیف تجربی ازبلور استیلبن به‌قطر ۱ cm و ضخامت ۰/۱ cm ب) طیف انرژی پروتون منتـج از شکل بالا، بعداز کم‌کردن زمینه وتصحیح در مورد جوابهای غیرخطی سوسوزن.[۲۷]

---

۲۷ – C. D. Swartz and G. Owen, Recoil Detection in Scintillators, in J. B. Marion and J. L. Fowler, (eds.), "Fast Neutron Physics," vol. 1, chap. IIB, Interscience Publishers, Inc., New York, 1960.

۳–۴ برهم کنش تابش گاما با ماده :

تابش گاما اسمی است که معمولا" به تابش الکترومغناطیسی با منشاء هسته‌ای اطلاق می‌شود. تابش گاما معمولا" دارای طول موجی کمتر از 10^{5} F یا انرژی فوتونی بیشتر از ۱/۰ Mev است (معادلهٔ ۲–۲ را ملاحظه کنید) .

فرایندهای برهم کنش پرتوهای گاما با ماده پیچیده‌اند . بعضی از جنبه‌های برهم کنش را می‌توان با مباحث کلاسیک ، یعنی ، بر پایهٔ معادلات ماکسول ، درک کرد ، معذالک توصیح جنبه‌های صحیح فیزیکی فقط به‌کمک الکترودینامیک کوانتومی میسر است . در واقع ، به‌خاطر دارید که اثرفوتو الکتریک و اثر کامپتون دوتجربهٔ اساسی‌هستند که نارسائی معادلات ماکسول ولزوم معرفی مفاهیم کوانتومی را نشان دادند (ر.ک بحش ۲–۲ الف) .

الکترودینامیک کلاسیک نشان می دهد که هرذرهٔ باردار شتاب‌یافته ، تشعشع می‌کند از اینرو ، وقتی تابش الکترومغناطیسی با فرکانس ν به‌یک الکترون به چندان مفید اصابت می‌کند ، شتاب القائی باعث می‌شود که الکترون مقداری از انرژی الکترومغناطیسی را باهمان فرکانس دوباره تابش کند . این پدیده به **پراکندگی تامسون** موسوم است . تعمیم کوانتومی آن **اثر کامپتون** است .

حال فرض کنیدکه الکترون دریک اتم مقید است و با فرکانس ν_0 حول هسته‌دوران می‌کند . مانند نوسان واداشتهٔ هر سیستم تشدیدی ، انتظار می‌رود که بیشترین اثر تابش الکترومغناطیسی **فرودی** برروی الکترون وقتی رخ دهد که $\nu = \nu_0$ باشد . تحت این شرط **تشدید**[۲۸] ، بیشترین انتقال انرژی به‌الکترون صورت می‌گیرد ، الکترون بزرگترین شانس راجهت جداشدن ازاتم بدست می‌آورد . تعمیم کوانتومی این‌فرایند ، **اثر فتو الکتریک** است . سازوکار برهم کنش سوم ، **تولید زوج** ، توسط پرتوهای گاما ، هیچ مانستهٔ کلاسیکی ندارد .

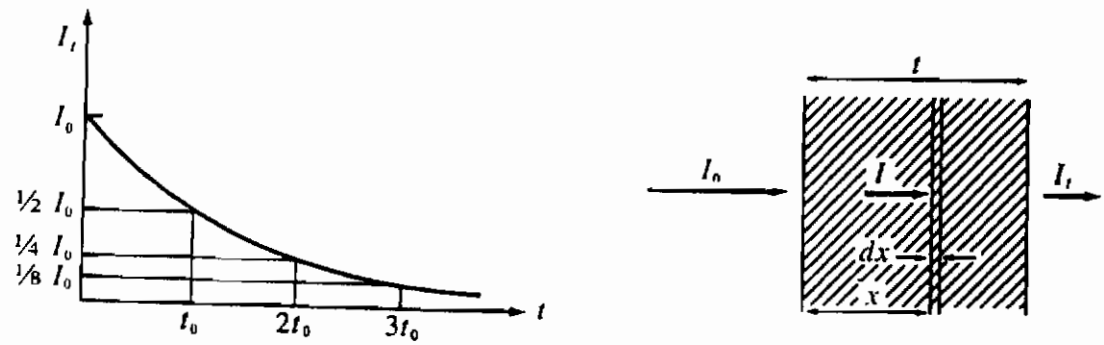
۳–۴ الف) تضعیف پرتوهای گاما :

تضعیف یک باریکه از پرتوهای گاما در عبوراز یک جاذب اساسا" با جذب یکباریکه از ذرات باردار سنگین متفاوت است (شکل ۳–۸ ب) . ذرات باردار سنگین دستخوش برهم کنشهای کوچک زیادی می‌شوند که به‌ندرت بر روی جهت ذره اثر می‌گذارند . اگر پرتوهای گاما ازماده عبور کنند ، هر پرتوگاما یا ابدا" برهم‌کنشی با ماده ندارد ، و یا توسط جذب یا

---

۲۸ – این استدلال اساس معادله (۳–۱۳) است .

پراکندگی به‌کلی از باریکه جدا می‌شود. این باعث یک تضعیف نمایی با ازدیاد ضخامت جاذب می‌شود.



شکل۳ـ۱۴: تضعیف باریکهٔ پرتوگاما توسط یک جاذب. (الف) شدت پرتو در نقاط مختلف (ب) منحنی تضعیف

فرض کنید تعداد I_0 پرتوگامادر واحد زمان بطور عمود بریک جاذب بتابد، و مطابق شکل ۳ـ۱۴، در یک عمق نفوذ x شدت باریکهٔ دست نخورده برابر I باشد. کسری از پرتوهای گاما که ازباریکه جدا شده است متناسب با dx خواهد بود، زیرا تک تک فرایندهای تضعیف کاملا" مستقل از یکدیگرند

$$-\frac{dI}{I} = \mu\, dx \qquad (۳۲-۳)$$

ضریب تناسب μ را "ضریب تضعیف خطی" گویند[۳۰]. انتگرال معادلهٔ (۳ـ۳۳) برای جاذبی به‌ضخامت t به‌صورت زیر خواهد بود

$$I_t = I_0 e^{-\mu t} \qquad (۳۴-۳)$$

باید توجه‌کرد که I_t شدت باریکهٔ دست نخورده‌است. ضخامت t_0 برای تضعیف باریکه به نصف شدت اولیهٔ آن، **ضخامت نیم ـ مقدار**نامیده می‌شود. با **جایگذاری** در رابطهٔ (۳ـ۳۲)

---

۲۹ ـ پراکندگی پرتوهای‌گاما توسط الکترونهای مقید به‌اتمها را تحت روابای کوچک (به‌طرف جلو) **پراکندگی ریلی** میگویند که در اینجا از بحث در مورد آن صرفنظر میشود.

۳۰ ـ **معمولا"** μ را ضریب جذب خطی کلی نیز می‌نامند. هرچند که پراکندگی و جذب‌هردو در تضعیف باریکهٔ پرتو گاما شرکت می‌کنند.

خواهیم داشت

$$t_0 = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0.693}{\mu} \qquad (۳۵-۳)$$

مثلا" برای پرتوهای گامای با انرژی Mev ۳ـ که توسط یک جاذب سربی تضعیف می‌شود ، t_0 مساوی ۰/۵ اینچ است .

چون تضعیف ، توسط سه فرایند مستقل ، اثر کامپتون ، اثر فوتوالکتریک ، و تولید زوج ، صورت می‌گیرد ، می‌توان نوشت

$$\mu = \mu_C + \mu_E + \mu_P \qquad (۳۶-۳)$$

که در آن هر ضریب تضعیف جزئی متناسب بااحتمال وقوع آن فرایند خاص است .همچنین هرضریب متناسب باتعداد اتمها در واحد حجم جذب‌کننده است (معادله ۳۶ـ۰۲ را ملاحظه کنید) ، و از اینرو بهتر است " **ضریب جذب جرمی** " μ/ρ را تعریف کنیم که در آن ρ چگالی ماده است . **ضریب جذب جرمی** مستقل از حالت فیزیکی جاذب است . برحسب این‌ضریب جدید می‌توان معادله (۳ـ۳۴) را به‌صورت زیر نوشت

$$I_t = I_0 e^{-(\mu/\rho)\rho t} \qquad (۳۷-۳)$$

شدت نسبی پرتوهای گامای جداشده از باریکه توسط یک فرایند خاص، مثلا" توسط پراکندگی کامپتون ، برابر است با

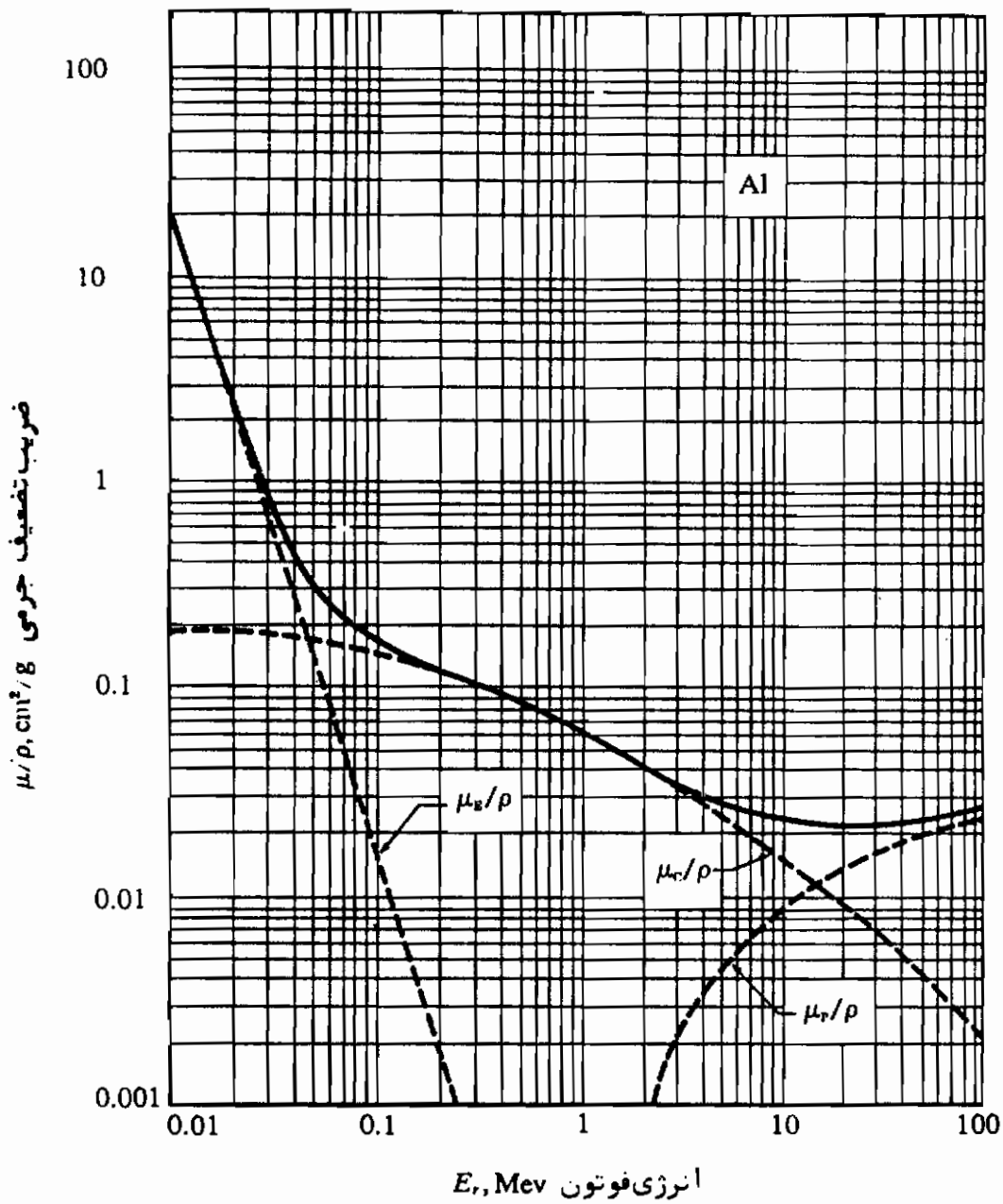
$$\frac{\mu_C}{\mu}\frac{I_0 - I_t}{I_0} = \frac{\mu_C}{\mu}(1 - e^{-\mu t}) \qquad (۳۸-۳)$$

توجه‌کنیدکه ترم نمائی ، $e^{-\mu_C t}$ نیست ،چه حتی‌اگر فقط پرتوهای گامای‌پراکنده شده‌کامپتونی مشاهده شوند ، تمام فرایندهای دیگر نیز رخ می‌دهند .

نمونه‌هایی از ضرایب تضعیف جرمی در شکلهای (۳ـ۱۵) و (۳ـ۱۶) نشان داده شده‌اند . درنواحی‌انرژی‌مختلف پرتوگاما ، سازوکارهای برهم‌کنشی‌گوناگون نقش‌عمده دارند . وابستگی به‌انرژی این‌سازوکارها را نمی‌توان بدون‌محاسبات پیچیده ومفصل‌مکانیک‌کوانتومی درک کرد[۳۱] .

---

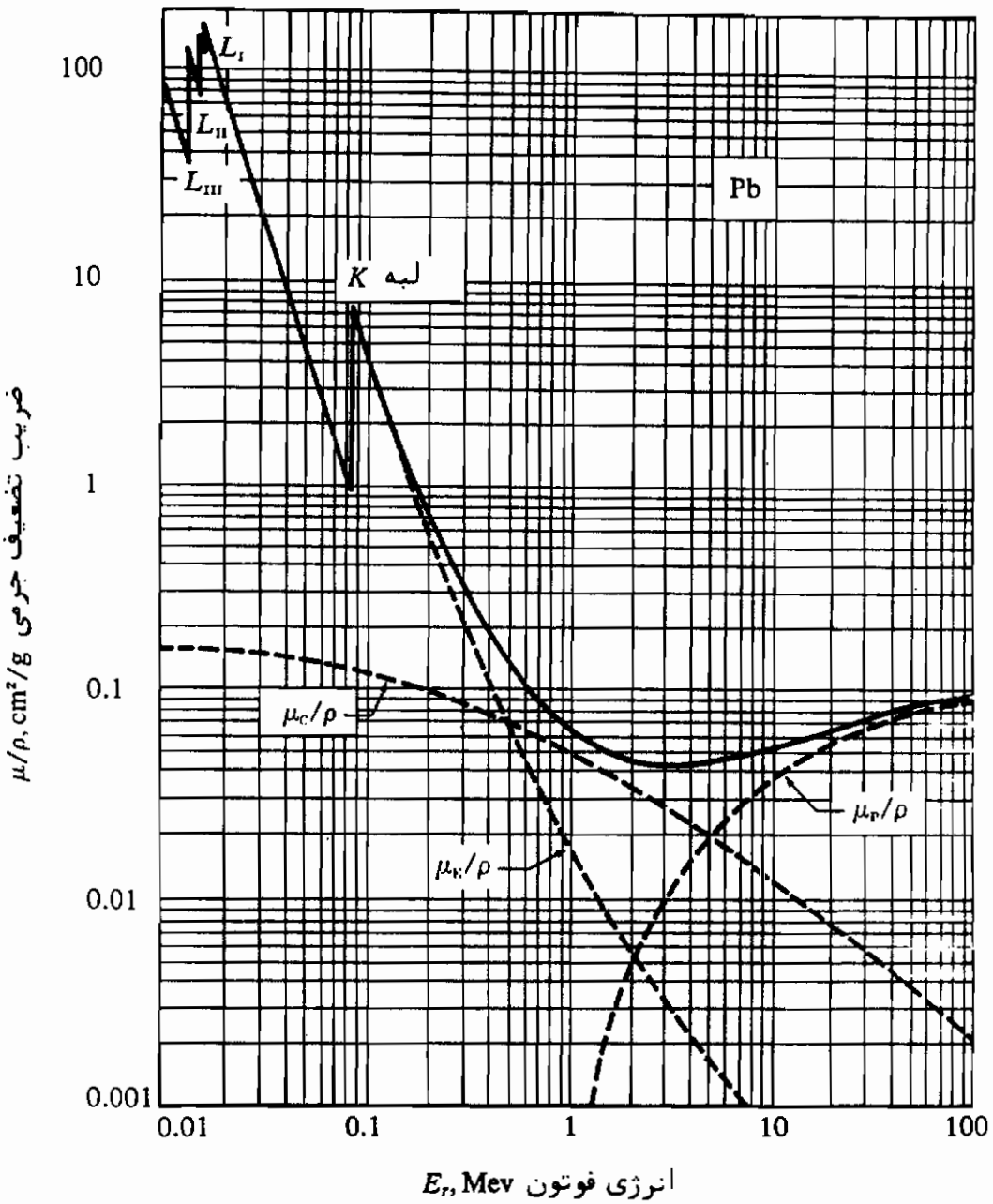
۳۱ ــ کتاب Heitler ملاحظه شود .



شکل۳–۱۵: ضریب تضعیف جرمی برای پرتوهای گاما در آلومینیم به‌صورت تابعی از انرژی پرتوگاما. ضرایب اثر فوتوالکتریک (μ_E/ρ) ، اثر کامپتون (μ_C/ρ) و تولید زوج (μ_P/ρ) بطور مجزا نشان داده شده‌اند. برای به‌دست آوردن ضرایب برحسب cm^{-1} آنها را در چگالی آلومینیم $Al = 2.70\ g/cm^3$ ضرب کنید[۳۲].

---

۳۲ ـ کتاب Evans سال ۱۹۵۵.



شکل۳ـ۱۶: ضریب تضعیف جرمی، برای پرتوهای گاما در سرب به‌صورت تابعی از انرژی پرتوگاما. ضرایب اثر فتوالکتریک (μ_E/ρ) اثر کامپتون (μ_C/ρ) و تولید زوج (μ_P/ρ) بطور مجزا نشان داده شده‌اند. برای به‌دست‌آوردن ضرایب برحسب cm^{-1} آنها را در چگالی سرب $Pb = 11.35\ gm/cm^3$ ضرب کنید.

۳–۴ ب) اثر کامپتون

به‌سادگی می‌توان نشان داد که اگر فوتونی کاملا" توسط یک الکترون آزاد ساکن جذب شود[۳۳] ، انرژی و تکانه نمی‌توانند پایسته بمانند. بنابراین در برهم‌کنش پرتوگاما با یک الکترون نه‌چندان مقید ، پرتوگاما باید پراکنده شود (با یک اتلاف انرژی مناسب) .این مطلب مترادف با گسیل مجدد تابش الکترومغناطیسی در حالت کلاسیک است که قبلا" متذکر شده‌ایم .

شکل۳–۱۷ ،فرایند برهم کنش و نمادگذاری‌ها را نشان می‌دهد . از پایستگی تکانه داریم

$$p_\gamma = p'_\gamma \cos\theta + p_e \cos\varphi \qquad (۳۹-۳)$$

$$0 = -p'_\gamma \sin\theta + p_e \sin\varphi \qquad (۴۰-۳)$$

از پایستگی انرژی نتیجه می‌شود که

$$E_\gamma = E'_\gamma + T_e \qquad (۴۱-۳)$$

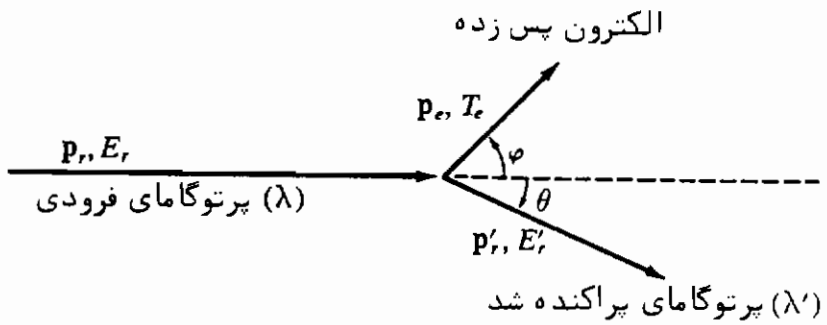
با حذف p_e و φ می‌توان نوشت

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c}(1 - \cos\theta) \qquad (۴۲-۳)$$

که در آن λ و λ' به‌ترتیب طول موج پرتوهای گامای پراکنده شده و فرودی است . در معادلات (۳–۳۹) و (۳–۴۱) ، باید عبارتهای (۲–۱) و (۲–۳) را برای E_γ و p_γ و عبارتهای‌نسبیتی (۲–۸) و (۲–۹) را برای p_e و T_e به‌کار ببریم . کمیت h/m_0c را "طول موج کامپتون "الکترون می‌نامند که دارای مقدار زیر است

$$\frac{h}{m_0 c} = 2{,}426\ \text{F} \qquad (۴۳-۳)$$

۳۳ ــ البته الکترونهای موجود در ماده نه‌آزادند و نه ساکن ، ولی می‌توان برای منظورفعلی آنها را چنین انگاشت به‌شرطی که (۱) انرژی فوتون فرودی بیشتر از انرژی بستگی الکترونها (پتانسیل یونش در یک گاز یا تابع کار در یک جامد) باشد و (۲) تکانهٔ فوتون فرودی بیشتر از تکانهٔ الکترون هدف باشد .

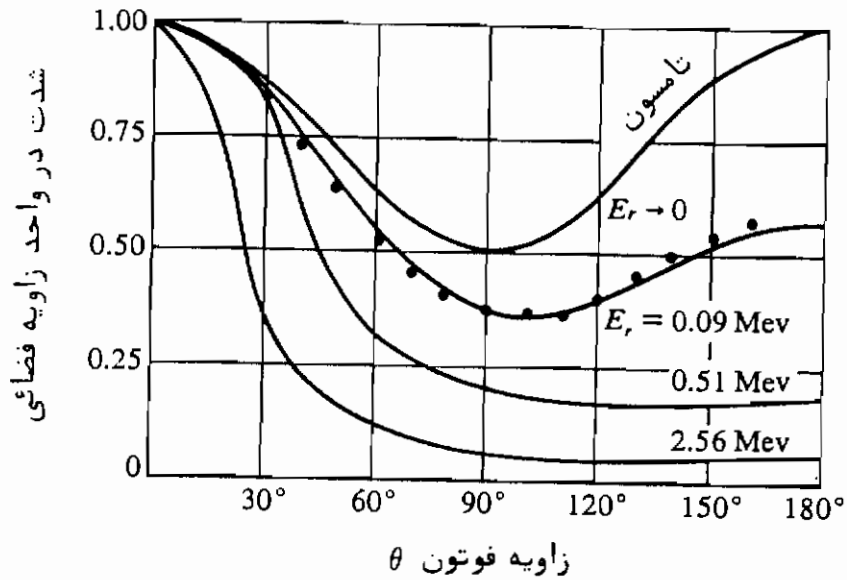


شکل۳ ــ ۱۷ : برهم‌کنش پرتوگاما با یک الکترون آزاد .

تغییر در طول موج (۳ــ۴۲) مستقل از انرژی گامای فرودی است . برای پرتوهای گامای و با انرژی بسیار زیاد ، یعنی $E_\gamma \gg m_0c^2 (= 0.511\ \text{Mev})$ یا $\lambda \ll h/m_0c$ ، می‌توان برای تمام‌زوایای پراکندگی θ به‌جز نزدیک $0°$، از λ در مقابل λ' صرف‌نظر کرد ، به‌طوریکه

$$E'_\gamma \approx \frac{m_0c^2}{1 - \cos\theta} \qquad (۴۴ - ۳)$$

احتمال پراکندگی کمپتون را می‌توان فقط توسط معادلهٔ دیراک محاسبه‌کرد . درشکل (۳ــ۱۸) ، توزیع زاویه‌ای تابشهای‌گامای پراکنده‌شدهٔ کامپتونی ، یعنی‌تعداد نسبی فوتونهای پراکنده شده در زاویه کوچک $d\Omega$ تحت زاویه θ، را نشان داده‌ایم . برای فوتونهای با انرژی خیلی کم ، این توزیع به‌توزیع کلاسیکی نزدیک می‌شود (پراکندگی تامسون) . از روی‌معادلات ماکسول می‌توان نشان داد که توزیع زاویه‌ای کلاسیکی باید متناسب با $(1 + \cos^2\theta)$ باشد.



شکل۳ ــ ۱۸ : توزیع زاویه‌ای (شدت در واحد زاویه فضائی) تابشهای گامای پراکنده‌شده کامپتونی برحسب زاویه پراکندگی برای انرژیهای گامای فرودی E_γ . تمام منحنی‌ها به‌زاویه صفر درجه بهنجار شده‌اند[۳۴] .

آشکارسازهای پرتوهای گاما نسبت به‌یونش حاصل از الکترونهای پس زد حساس می‌باشند . نمونهٔ محاسبه شده‌ای از این توزیع انرژی در شکل (۳ــ۱۹) نشان داده شده‌است . اگر فوتون پراکنده شده دارای کمترین انرژی باشد ($\theta = ۱۸۰$ درشکل۳ــ۱۷) ، الکترون پس زده ماگزیمم انرژی را خواهد داشت

$$T_e(\max) = E_\gamma - E'_\gamma(\theta = 180^\circ) \qquad (۴۵ - ۳)$$

برای پرتوهای گامای با انرژی زیاد ، برطبق معادلهٔ (۳ــ۴۴) داریم

$$T_e(\max) \approx E_\gamma - \tfrac{1}{2}m_0c^2$$
$$\approx E_\gamma - 0.255 \text{ Mev} \qquad (۴۶ - ۳)$$

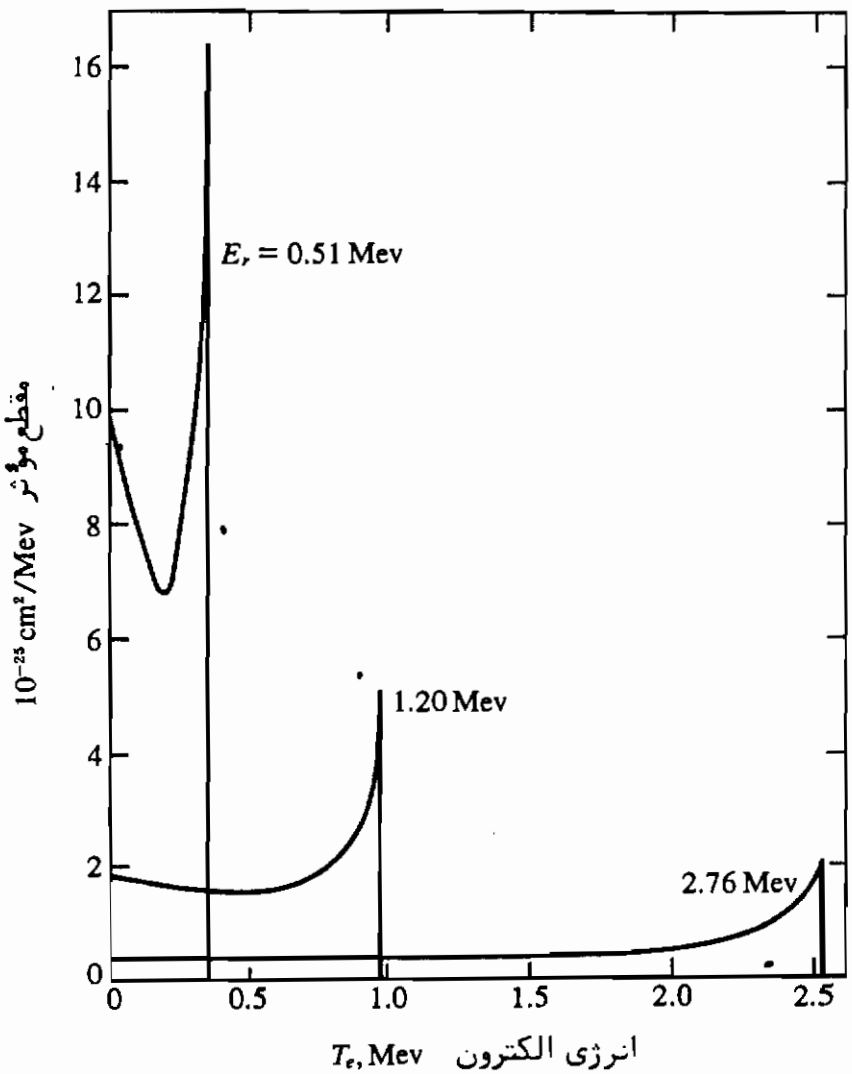
می‌توان پی برد که توزیع انرژی الکترونهای پس زده در نزدیکی $T_e(\max)$ دارای یک‌ماگزیمم است (شکل۳ــ۱۹ را نگاه‌کنید)، زیرا در یک گسترهٔ قابل ملاحظه از زوایای θ حول $\theta = ۱۸۰$ مقدار $\cos\theta$ نزدیک به (۱ــ) باقی می‌ماند و از اینرو E'_γ نزدیک $\frac{1}{2}m_0c^2$ قرار می‌گیرد . شکل (۳ــ۲۰) یک توزیع واقعی انرژی الکترون کامپتونی را از بمباران یک سوسوزن آلی توسط

---

۳۴ ــ Heitler, 1954.

پرتوهای گاما نشان می‌دهد . گردشدگی توزیع انرژی به‌علت اثرات آماری در تکثیرکنندهٔ فوتونی است که جهت آشکارسازی نور از سوسوزن به‌کار می‌رود .

اگر پرتوگاما توسط یک الکترون مقید که از اتمش خارج نمی‌شود پراکنده گردد، معادلات (۳–۳۹) و (۳–۴۱) برقرارند ، ولی p_e و T_e اکنون بر تمامی اتم که با الکترون مقیدپس می‌زند دلالت دارند. ازاین رو در معادلهٔ (۳–۴۲) باید m_0 را با جرم اتم جایگزین کرد . اکثرا" می‌توان از تغییر در طول موج صرف نظر کرد . این نوع پراکندگی را " پراکندگی



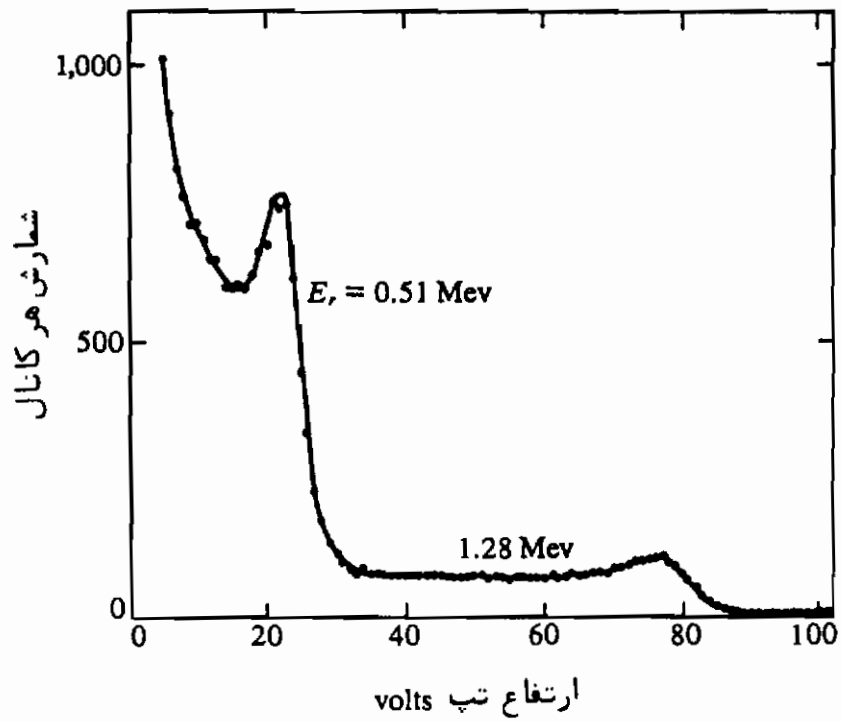
شکل۳ ــ ۱۹ : توزیع انرژی الکترونهای کامپتونی به‌صورت‌تابعی از انرژی الکترون برای انرژیهای (E_γ) مختلف پرتوهای گامای فرودی[۳۵] .

---

۳۵ — C. M. Davisson and R. D. Evans, *Rev. Mod. Phys.*, **24**: 79 (1952).

ریلی" می‌گویند . هرچه عدد اتمی Z پراکننده بیشتر شود مقدار این پراکندگی افزایش می‌یابد ،زیرا انرژی بستگی الکترونهای داخلی متناسب با Z^2 است ، از این رو کسر بیشتری از الکترونهای اتمی را باید به‌صورت مقید در نظر گرفت . توزیع زاویه‌ای نظیرشکل ۳–۱۸ نیست ، زیرا تابش پراکنده‌شده از تمام الکترونهای مقید در یک اتم بطور همدوس تداخل می‌کنند . در نتیجه ، پراکندگی ریلی حول $\theta = 0°$ دارای یک قله است .

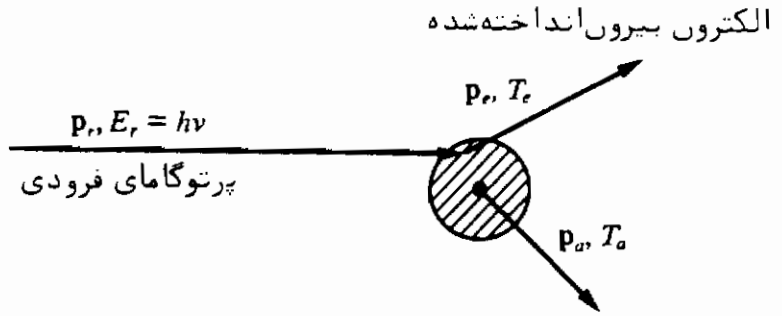
اشعه گاما همچنین می‌تواند روی هستهٔ بدون برانگیختگی (پراکندگی تامسون) یا با برانگیختگی ، پراکنده شود . اولین فرایند بطور همدوس با پراکندگی ریلی تداخل می‌کند ، ولی دارای احتمال بسیار کمتری است .



شکل۳–۲۰ : طیفهای ارتفاع تپ الکترون‌های کامپتونی ناشی از پرتوهای گامای ۱/۲۸ و ۰/۵۱ Mev (از Na^{22}) در یک سوسوزن آلی (استیلبن). هیچ تصحیحی برای جواب‌اندک‌غیرخطی سوسوزن صورت نگرفته است . بلور استیلبن به‌صورت استوانه‌ای به‌طول ۲ cm و قطر ۳/۸ cm بوده است[۳۶].

---

۳۶ – C. D. Swartz and G. Owen, Recoil Detection in Scintillators, in J. B. Marion and J. L. Fowler, (eds.), "Fast Neutron Physics," vol. 1, chap. IIB, Interscience Publishers, Inc., New York, 1960.



شکل ۳ ـ ۲۱ : برهم‌کنش یک پرتوگاما با یک‌الکترون مقید .

۳ ـ ۴ـ ج) اثر فوتوالکتریک

همانطورکه‌درشکل (۳ـ۲۱) ملاحظه‌می‌شود ، یک‌پرتوگامامی‌تواندانرژی‌اشرا بـه‌یـک الکترون که ابتدا در یک اتم مقید است ،منتقل کند زیرا اتم می‌تواند، در آن صورت،مقداری از تکانهٔ پس رده را دریافت کند . پایستگی تکانه (۳ـ۴۷)

$$\mathbf{p}_\gamma = \mathbf{p}_e + \mathbf{p}_a \qquad (۴۷ - ۳)$$

و پایستگی انرژی

$$E_\gamma = T_e + T_a + E_B \qquad (۴۸ - ۳)$$

می‌توانند به‌طور همزمان برقرار باشند .

در معادلهٔ (۳ـ۴۸) ، E_B انرژی بستگی الکترون در اتم است که انرژی برانگیختگی اتم بعد از بیرون‌انداخته‌شدن الکترون نیز می‌باشد[۳۷]. به‌سهولت می‌توان نشان داد که انرژی‌جنبشی پس‌زنی T_a حدود T_e , (m_0/M_0) است که در آن m_0 و M_0 به ترتیب‌جرمهای الکترون‌و اتم می‌باشند . چون $m_0/M_0 \approx 10^{-4}$ ، اکثرا" می‌توان از T_a صرف‌نظر کرد ،به‌طوری که

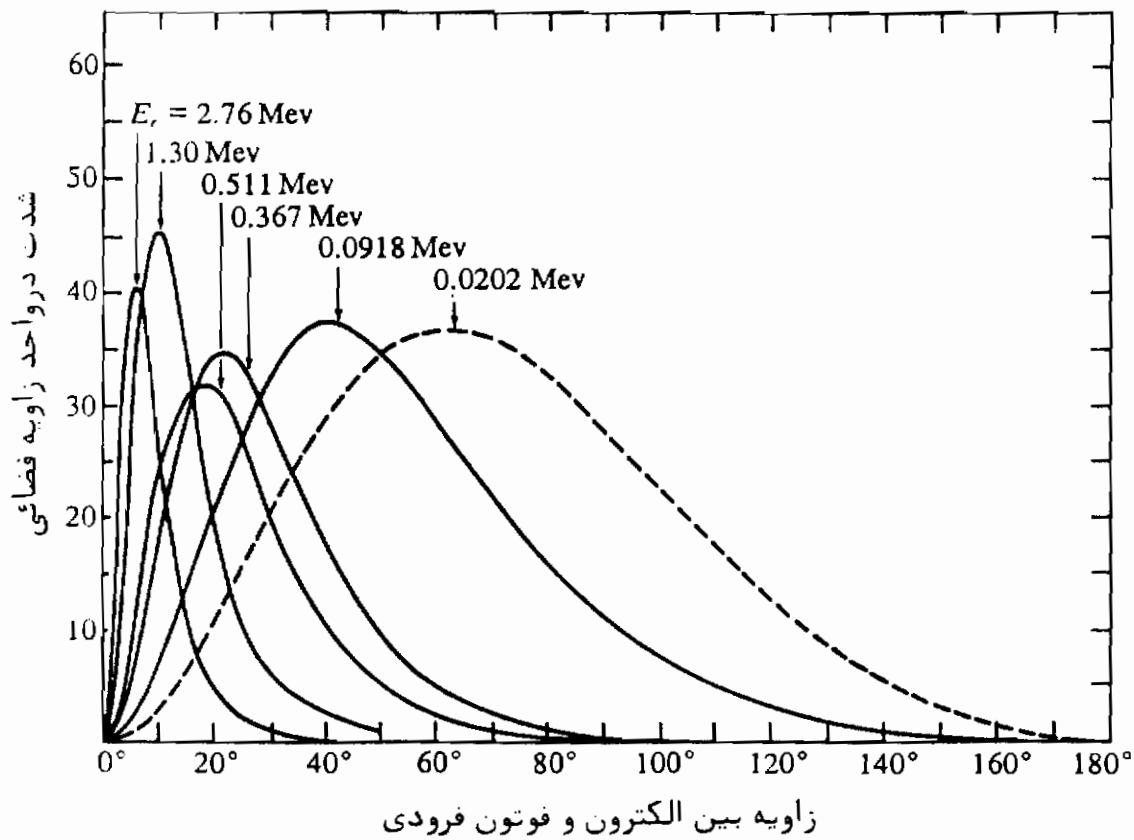
$$T_e = h\nu - E_B \qquad (۴۹ - ۳)$$

برای پرتوهای گامای تقریبا" بالای $\frac{1}{2}$ Mev ، فوتوالکترونها با احتمال زیاد از لایهٔ K ی یک اتم بیرون انداخته می‌شوند زیرا ، برای این الکترون‌ها ، شرط کلاسیکی تشـدید

---

۳۷ ـ برای الکترونهای لایه K ، $E_B \approx 13.6\ (Z-1)^2$ ev است .

(بخش ۳–۴) تقریبـا" برقرار است. توزیع زاویه‌ای فوتوالکترونها در شکل۳–۲۲ داده شده است. برای پرتوهای گامای کم انرژی، توزیع عملا" حول $\theta = 90°$ متقارن است. این مطلب را می‌توان بطور کلاسیک درک کرد زیرا فوتوالکترونها باید بموازات بردار میدان الکتریکی تابش فرودی بیرون انداخته شوند. (**یعنی عمود بر جهت تابش**).



شکل۳–۲۲: توزیع زاویه‌ای (شدت در واحد زاویه فضائی) فوتوالکترونها برحسب زاویهٔ بین الکترونها و پرتوهای گامای فرودی. انرژی تابش‌گامای فرودی برای هر منحنی داده شده است[۳۸].

احتمال گسیل فوتوالکترون در شکلهای (۳–۱۵) و (۳–۱۶) نشان داده شده است. وقتی $h\nu \to E_B$ یا $\nu \to \nu_0$، این احتمال افزایش می‌یابد، که در آن $\nu_0 = E_B/h$ فرکانس **لبهٔ جذب** است. این امر به‌علت اثر تشدید است که در بخش (۳–۴) آمده است. بالاتر از لبهٔ جذب، احتمال گسیل فوتوالکترون تقریبا" متناسب با $Z^5E_\gamma^{-3.5}$ تغییر می‌کند، که در آن Z عدد اتمی اتم برهم‌کنشی است.

۳۸– C. M. Davisson and R. D. Evans, *Rev. Mod. Phys.*, **24**: 79 (1952).

اثر فوتوالکتریک همیشه با یک فرایند ثانوی همراه است، زیرا اتم در حالت انرژی برانگیخته‌اش E_B باقی نمی‌ماند. بدین علت یا پرتوهای x از اتم گسیل می‌شوند، یا الکترونهایی از لایه‌های خارجی‌تر اتم رها می‌گردند که انرژی برانگیختگی قابل دسترس را با خود به‌خارج حمل می‌کنند. این الکترونها را **الکترونهای اوژه**[۳۹] گویند. در هر مادهٔ متراکم، تابشهای ثانوی به‌نوبه خود با احتمال زیادی جذب می‌شوند، این مطلب در اغلب سوسوزنهایی که جهت آشکارسازی پرتوگاما به‌کار می‌روند، رخ می‌دهد.

۳–۴ د) تولید زوج

کم و بیش می‌توان گفت که معادلهٔ شرودینگر هم از رکوانتومی پایستگی انرژی غیرنسبیتی (معادلهٔ ۲–۲۸) و معادلهٔ دیراک هم از رکوانتومی معادلهٔ نسبیتی

$$W = \pm(p^2c^2 + m_0^2c^4)^{\frac{1}{2}} + V \qquad (۳-۵۰)$$

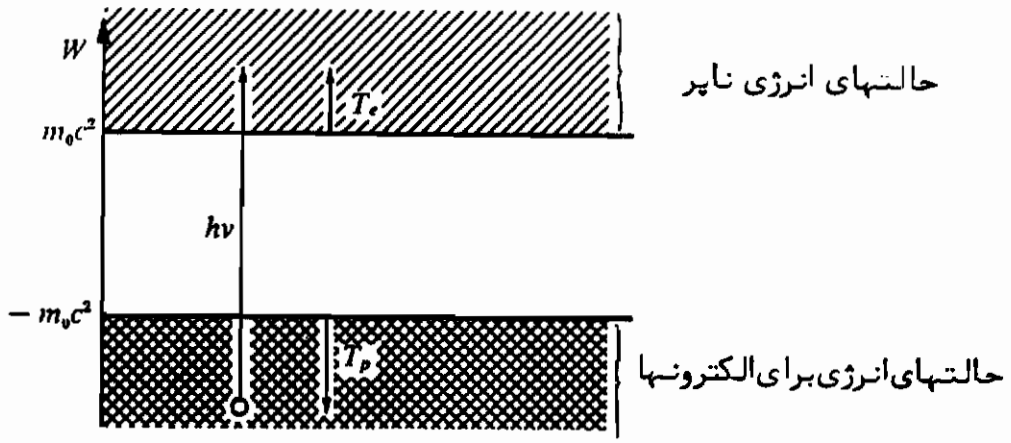
است، که می‌توان آنرا از معادلهٔ (۲–۱۰) به‌دست آورد. موقتاً" فرض می‌کنیم پتانسیل V صفر باشد. ابهام در علامت ریشهٔ مربعی در معادلهٔ (۳–۵۰) یک رویداد صرفاً" ریاضی نیست. دیراک نشان داد که حالتهای با انرژی مثبت W معرف ذره‌ای با جرم سکون m_0 و تکانه p و حالتهای با انرژی منفی معرف ذره‌ای به‌جرم سکون m_0– و تکانه p–هستند (شکل ۳–۲۳).

چون کمترین مقدار p^2 صفر است، هیچ ذره‌ای نمی‌تواند بازهٔ انرژی $m_0c^2 > W > -m_0c^2$ را اشغال کند. برای رفع این اشکال که الکترونهای معمولی (انرژی مثبت) به حالتهای با انرژی منفی نمی‌روند تا اینکه این حالتها کاملا" پر شوند، دیراک فرض‌کرد طبیعت طوری است که: (۱) تمام حالتهای با انرژی منفی در عباب هرمیدان یا ماده با الکترونها پر می‌شوند، و (۲) بدون وجود میدان با ماده نمی‌توان اثری از این الکترونها را مشاهده کرد[۴۰]. حال فرض

---

۳۹ – در شکل ۳–۶ الکترون اولیه فوتوالکتروسی است که از لایهٔ K ی یک اتم آرگون توسط فوتون فرودی با انرژی 59-kev رها شده است. به‌جای پرتوهای x K از اتم آرگون، یک الکترون اوژه با انرژی 3-kev از لایهٔ L بیرون انداخته شده، و ایجاد یک لکه در آغاز مسیر الکترون کرده است.

۴۰ – فرمولبندی پیچیده‌تر معادلهٔ دیراک از این فرضهای کارساز احتناب می‌کند ولی به یک نتیجه می‌رسد.



شکل ۳–۲۳ : تولید زوج الکترون – پوزیترون برطبق نظریهٔ دیراک .

کنید که یک الکترون توسط یک پرتوگاما از یک حالت با انرژی منفی بیرون انداخته شود . آفرینش "حفره" در حالتهای انرژی منفی به‌این معناست که سیستم موردنظر جرمی برابر (m_0-)–تکانه‌ای برابر $(\mathbf{p}-)$– و باری برابر $(e-)$– به‌دست می‌آورد . بنابراین، آفرینش حفره متناظر با ظهور ذره‌ای به‌جرم m_0 ، تکانهٔ $\mathbf{p}$ و بار $e+$ است . در حالت غیرنسبیتی انرژی جنبشی T_p ی این "ذره حفره‌ای" برابر $\frac{1}{2}p^2/m_0$ است که دقیقتر آن از معادلهٔ (۲–۹) به‌دست می‌آید . این ذره را "**پوزیترون**" می‌نامند . پوزیترون توسط آندرسن در ۱۹۳۲ کشف شد . این ذره در چندین فرایند هسته‌ای پیدا می‌شود و وجودش کاملا" محرز است .

وقتی حفره آفریده می‌شود ، یک الکترون نیز در یک حالت انرژی مثبت با انرژی جنبشی T_e ظاهر می‌شود . از پایستگی انرژی (شکل ۳–۲۳ را ملاحظه کنید) داریم

$$h\nu = T_e + T_p + 2m_0c^2 \qquad (۵۱-۳)$$

می‌توان نشان داد که این معادله‌نمی‌تواند با پایستگی تکانهٔ $\mathbf{p}_\gamma = \mathbf{p}_e + \mathbf{p}_p$ توأما" برقرار باشد . از اینرو ، یک زوج الکترون – پوزیترون فقط ممکن است در مجاورت یک ذرهٔ سوم که بتواند مقداری از تکانه را بپذیرد ، تولید شود . اگر این ذرهٔ سوم یک هسته باشد ، انرژی چندانی نخواهد گرفت (نظیر اثر فوتوالکتریک) ، به‌طوری که معادلهٔ (۳–۵۱) باز با تقریب بسیار خوبی برقرار است. می‌نیمم مقدار انرژی جهت تولید زوج وقتی است که $T_e + T_p = 0$ یعنی $h\nu = 2m_0c^2 \approx 1.02$ Mev باشد .

شکل (۳–۲۴) یک مجموعه از عکسهای سه‌بعدی از یک زوج الکترون – پوزیترون تولیدشده در یک اطاقک ابری انبساطی توسط یک فوتون 7-Mev را نشان می‌دهد . برای تعیین تکانهٔ هردو ذره ، از یک میدان مغناطیسی استفاده می‌شود . در این رویداد خاص تکانه‌ها،

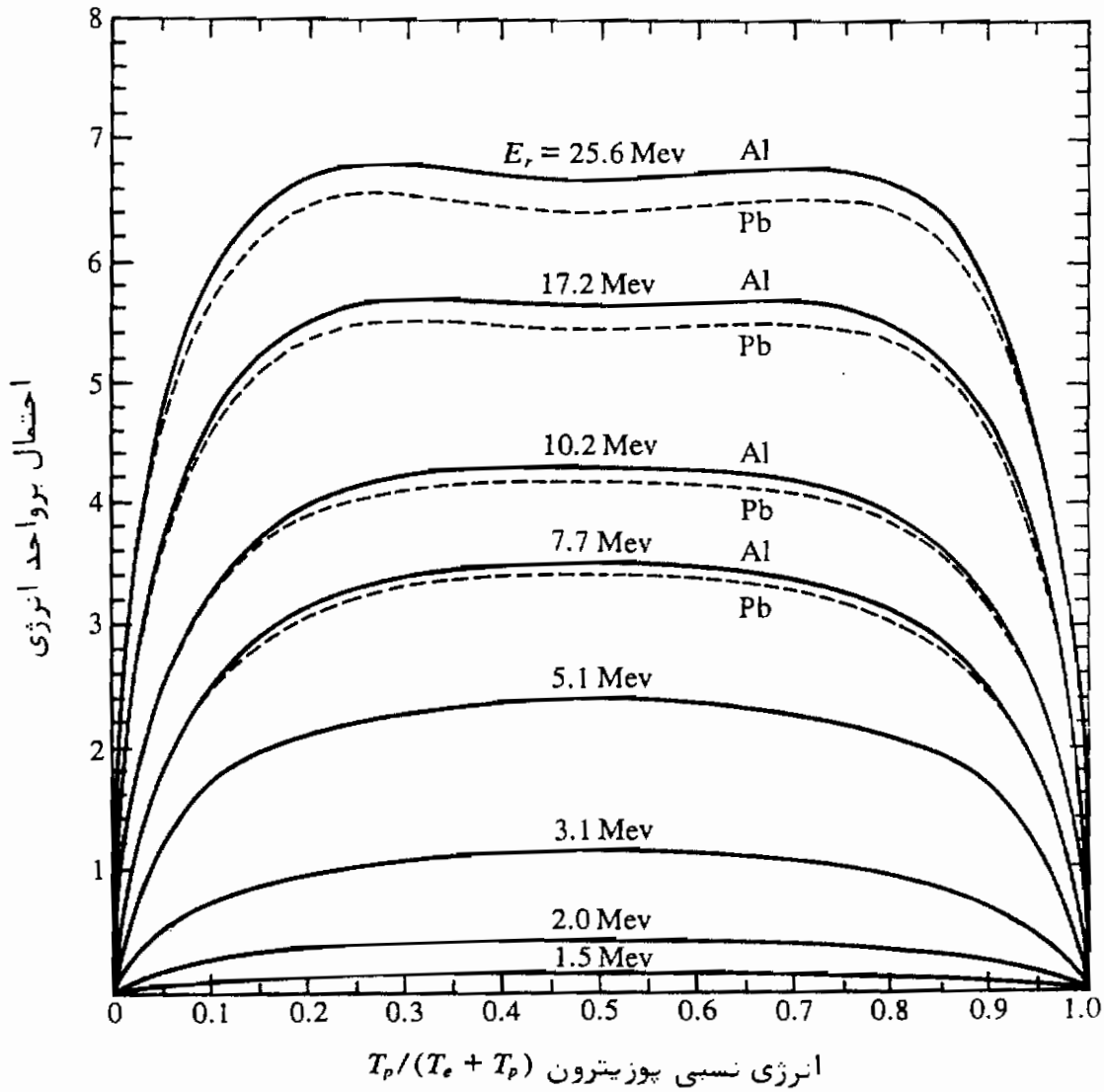
برحسب اتفاق،تقریبا" برابر بوده‌اند .

شکل۳–۲۴ : زوج الکترون – پوزیترون حاصل از پرتوگامای 7-Mev در یک اطاقک ابری(عکس سه‌بعدی) .اطاقک ابری از هوا با فشار 1.75 atm پر شده است .یک میدان مغناطیسی جهت انحنا دادن به‌مسیر ذره به‌کار رفته‌است . از کاهش شعاع مسیر مارپیچی می‌توان پی برد که انرژی تلف می‌شود . منبع پرتوگاما در خارج از اطاقک است . به‌الکترونهای کامپتون و فوتوالکتریک رهاشده از جدارهای اطاقک توجه کنید[۴۱] .

توزیعهای زاویه‌ای و انرژی الکترونها و پوزیترونها را می‌توان بااستفاده از نظریهٔ دیراک محاسبه کرد . توزیع انرژی در شکل(۳–۲۵) نشان داده شده است . به‌بیان تقریبی ، تمام انرژیها متساوی الاحتمالند . احتمال کل تولید زوج ، متناظر با مساحت زیر منحنیهای شکل(۳–۲۵) ، برای Pb و Al در شکل‌های (۳–۱۵) و (۳–۱۶) داده شده‌است .این‌احتمال تقریبا" متناسب با Z^2 است . درصورتی‌که $h\nu \geq 4m_0c^2$ باشد ، تولید زوج می‌تواند درمجاورت

۴۱ – J. A. Phillips and P. G. Kruger, *Phys. Rev.* **76**: 1471 (1949). Reproduced from W. Gentner, H. Maier-Leibnitz, and W. Bothe, "An Atlas of Typical Expansion Chamber Photographs," Pergamon Press, London, 1954.

الکترونهای اتمی نیز رخ دهد . احتمال این پدیده با ضریب تقریبا "1/(4Z)کمتر از احتمال تولید زوج در نزدیکی هسته است[۴۲] .



شکل۳–۲۵ : توزیع انرژی پوزیترونها (یا الکترونها) برحسب انرژی نسبی پوزیترون ، $T_p/(T_e + T_p)$ ، و به‌ازاء انرژیهای مختلف پرتوگامای فرودی E_γ ، توزیعهای مربوط به‌تشکیل زوج در آلومینیم و سرب نشان‌داده‌شده‌اند.[۴۳]

---

۴۲ — Evans, 1955, chap. 24, sec. 2h.

۴۳ — C. M. Davisson and R. D. Evans, *Rev. Mod. Phys.* **24:** 79 (1952).

۳–۵ برهم کنش پوزیترون با ماده :

اتلاف انرژی پوزیترونها در عبور از ماده ، نظیر الکترونها ، توسط یونش و تابش ترمزی صورت می‌گیرد (ر .ک بخش ۳–۲) . بعلاوه ، پوزیترونها می‌توانند با فرایندی که عکس تولید زوج است ، توسط الکترونها نابود شوند . بیشترین احتمال نابودی، برای پوزیترونهای بسیار کند است . اگر چنین پوزیترونی توسط یک الکترون آزاد نابود شود ، پایستگی تکانهٔ خطی ایجاب می‌کند که حداقل دو پرتوگاما گسیل شوند، به‌طوری که هرکدام از آنها انرژی m_0c^2 (= 0.511 Mev) را داشته باشد . این تشعشع را "**تشعشع نابودی**" می‌نامند . اگر الکترون در یک اتم مقید باشد ، نابودی با تولید یک فوتون منفرد نیز می‌تواند رخ دهد (زیرا اتم می‌تواند تکانهٔ لازم را بگیرد) . این فرایند نسبتا" به‌ندرت اتفاق می‌افتد .

یک پوزیترون و یک الکترون می‌توانند تشکیل نوعی اتم را بدهند ، که در آن هر یک از دوذره حول مرکز جرم مشترکشان حرکت می‌کنند . این ساختار را "**پوزیترونیوم**" می‌نامند و اولین بار توسط دوبچ[۴۴] (۱۹۵۱–۱۹۴۹) آشکار شد . چون الکترون و پوزیترون یکدیگر را نابود می‌کنند ، اتم پوزیترونیوم دارای طول عمر کوتاهی است (10^{-7} sec ≈ یا 10^{-10} sec ≈ بسته به‌سمتگیریهای نسبی اسپین دوذره) .

۳–۶ آشکارسازی تابشهای هسته‌ای :

مختصرا" آشکارسازهای سوسوزن ، غیرآلی و نیمه‌هادی را توضیح می‌دهیم که هردو ، هنر آشکارسازی پرتوگاما و ذرات باردار را به‌طور قابل ملاحظه‌ای توسعه داده‌اند[۴۵] .

در متداولترین آشکارساز سوسوزن غیرآلی ، که توسط هوفشتاتر اختراع شد (۱۹۴۹)، از بلور یدور سدیم استفاده می‌شود . نور گسیل‌شده در فرایند یونش ـ برانگیزش در ناحیهٔ فرا بنفش قرار دارد و به‌سهولت قابل آشکارساختن نیست . از این‌رو بلور را با کسری درصد از یدور تالیوم ، که طول موج نور گسیل‌شده را به‌ناحیه مرئی کشانده و آنرا مناسب برای آشکارسازی توسط تکثیرکنندهٔ فوتون می‌سازد ، فعال می‌کنند . در بلور یدورسدیم ، یک پرتو گامای ورودی بیشتر توسط سه فرایندی که قبلا" بحث کردیم برهم کنش می‌کند اثر کامپتون

---

۴۴ – برای توصیح بیشتر ر .ک کتاب Deutsch and Berko ، ۱۹۶۵ .

۴۵ – برای آشکارسازهای دیگر کتاب Burcham ، ۱۹۶۳ ، فصل ۶ ملاحظه شود .

اثر فوتوالکتریک[۴۶]، واگر $E_\gamma > 1.02$ Mev باشد، تولید زوج. شکل (۳–۲۶) یک طیف ارتفاع تپ نوعی را برای فوتونهای2.75-Mevو 1.37 در یک آشکارساز یدور سدیم نشان می‌دهد. توزیعهای الکترون کامپتونی بسیار شبیه به‌توزیعهای نشان داده شده در شکل (۳–۲۰) برای یک سوسوزن آلی است، که در آن معمولاً" اثر فوتوالکتریک و تولید زوج‌ناچیز هستند. قله‌های مربوط به‌اثر فوتوالکتریک فقط مربوط به‌اثر فوتوالکتریک حقیقی نیستندبلکه ناشی‌از جذب مجدد پرتوهای گامای کامپتونی کم انرژی پراکنده شده نیز می‌باشند. به‌علت اثرهای آماری در تکثیرکنندهٔ فوتون، پاشیدگی در انرژی قله‌ها بوجود آمده است. تابش نابودی نیز ممکن‌است دوباره جذب شود، ولی احتمال غیر صفر قرار یک یا دوفوتون‌می‌رساند که اغلب یا انرژی$E_\gamma - m_0c^2$و یا انرژی$E_\gamma - 2m_0c^2$در بلور ذخیره می‌شود. این باعث بوجودآمدن زوج ـ قله‌های" **یک فراری**، و **دو فراری**" می‌شود.

در یک آشکارساز نیمه هادی، الکترونهای آزادشده در فرایند برانگیختگی مستقیما" به‌کمک وسائل الکترونیکی آشکارسازی می‌شوند. مادهٔ نیمه‌هادی طوری ساخته می‌شود که رسانایی عادی آن عملا" صفر است، و به‌این ترتیب در برابر الکترونهای اضافی تولیدشده توسط یک پرتوگاما یا ذرهٔ باردار فرودی حساس است. به‌علت ساختار الکترونیکی یک نیمه هادی، فقط تقریبا" به ev 3احتیاج است تا یک الکترون رسانا دریک‌مادهٔ‌نیمه‌هادی نوعی (سیلیکون یا ژرمانیوم[۴۷])ایجاد شود. این امراثرهای آماری را در تعداد حاملهای بارکاهش می‌دهد، و قدرتهای تفکیک انرژی را به‌کمتر از ۰/۱ درصد می‌رساند. شکل (۳–۲۷) طیف مربوط به‌یک نیمه‌هادی را برای همان تابش گامای شکل (۳–۲۶) نشان می‌دهد؛ افزایش قدرت تفکیک قابل ملاحظه است. مانند موردمشابه در یک آشکارساز یدور سدیم، توزیعهای الکترون برای فرایندهای برهم‌کنشی مختلف مشهود است.

متداولترین‌آشکارسازهای هسته‌ای‌درجدول (۳–۱) درج‌شده‌اند. مدارهای الکترونی پیچیدهٔ متعددی برای تعیین پدیده‌هایی،نظیر وقوع همزمان چندین تابش مختلف یاتعیین بار کل جمع شده،توسط یک آشکارساز ابداع شده است[۴۸]. درآشکارسازی ذرات هسته‌ای، باید

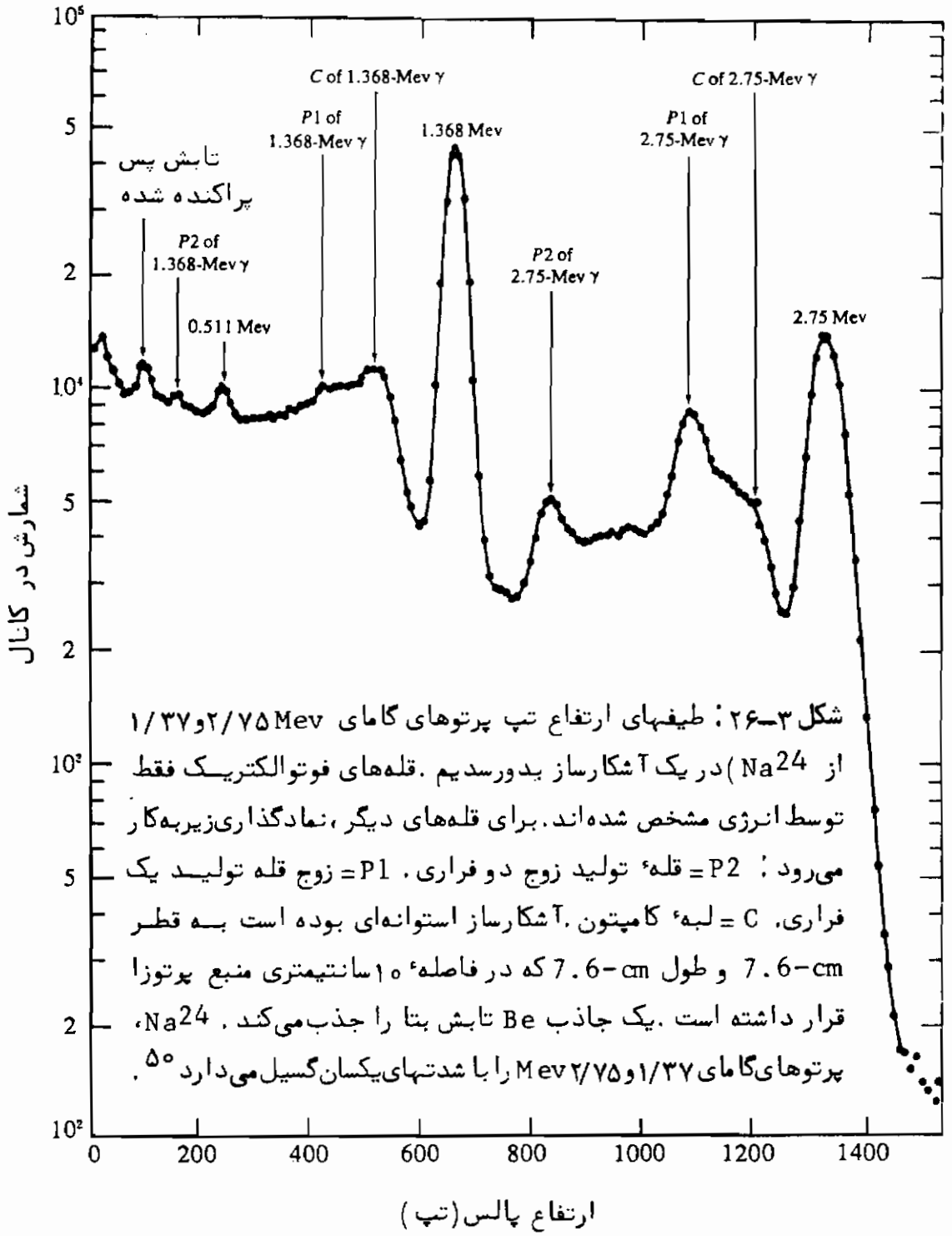
---

۴۶ ـ چون‌پدیدهٔ فوتوالکتریک و تولیدزوج به‌ترتیب تقریبا" متناسب با Z^5 و Z^2 می‌باشند ایندو برهم کنش بطور مؤثری در انتهای یک اتفاق می‌افتد.

۴۷ ـ برای توضیح بیشتر کتابDearnaley و Northrup، ۱۹۶۳ را ملاحظه کنید.

۴۸ ـ فن آشکارسازی ذرات هسته‌ای به‌سرعت تکامل می‌یابد. یک توصیف نسبتا" کامل در (Siegbahn, 1965) داده شده است. ابداعات جدیددر*Trans. Nucl. Sc* مربوط به‌موٴسسهٔ مهندسی الکتریسته و الکترونیک خلاصه شده است.

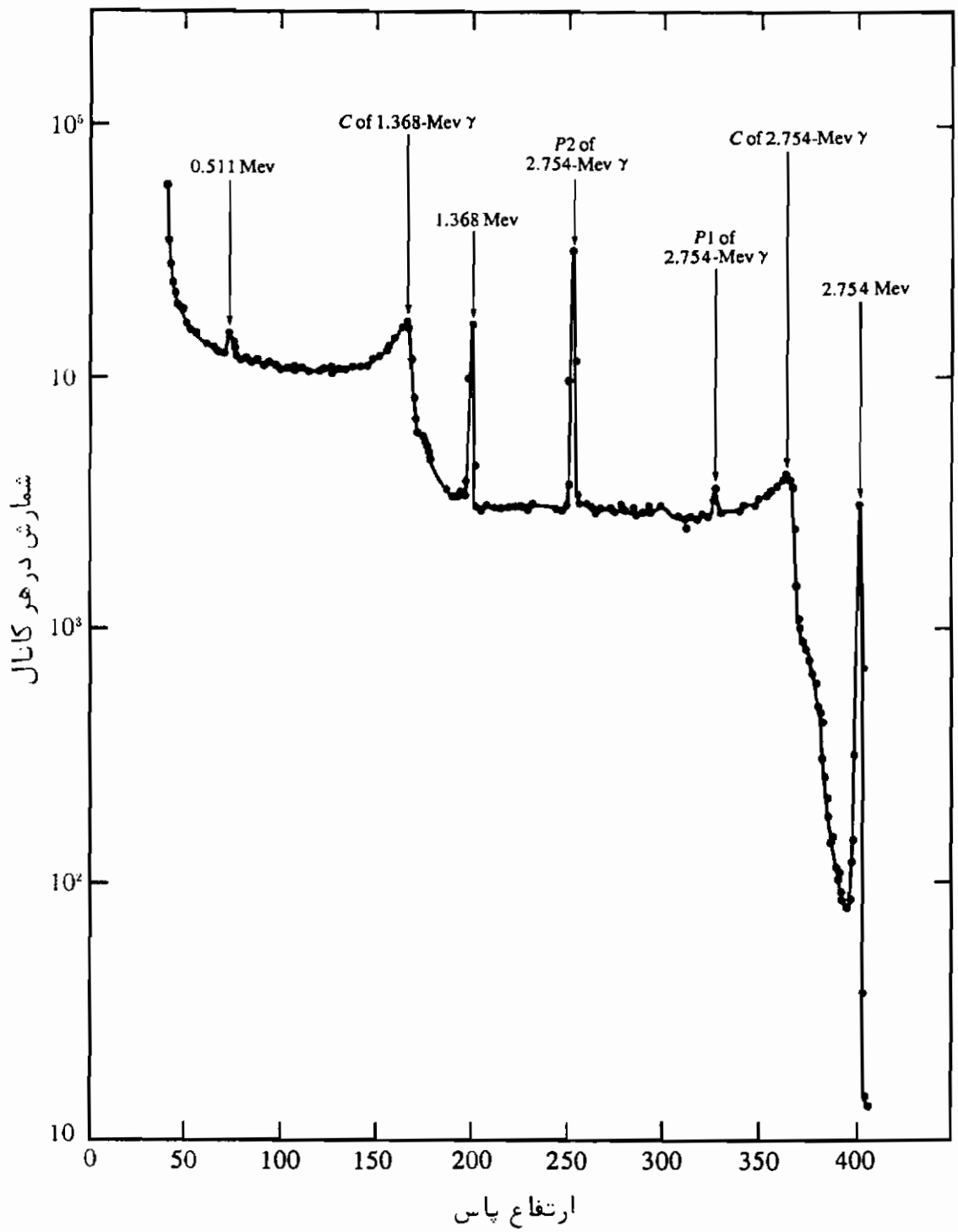
افت و خیزهای ناشی از طبیعت کاتوره‌ای فرایندهای فروپاشی یا تولید را در نظر گرفت[۴۹].



شکل ۳ـ۲۶: طیفهای ارتفاع تپ پرتوهای گامای ۲/۷۵ و ۱/۳۷ Mev از Na^{24}) در یک آشکارساز بدورسدیم. قله‌های فوتوالکتریک فقط توسط انرژی مشخص شده‌اند. برای قله‌های دیگر، نمادگذاری زیربه‌کار می‌رود: P2 = قلهٔ تولید زوج دو فراری. P1 = زوج قله تولید یک فراری. C = لبهٔ کامپتون. آشکارساز استوانه‌ای بوده است به قطر 7.6-cm و طول 7.6-cm که در فاصلهٔ ۱۰ سانتیمتری منبع پرتوزا قرار داشته است. یک جاذب Be تابش بتا را جذب می‌کند. Na^{24}، پرتوهای گامای ۱/۳۷ و ۲/۷۵ Mev را با شدتهای یکسان گسیل می‌دارد[۵۰].

۴۹ ــ ر. ک بخش ۴ـ۲ الف یا برای جزئیات بیشتر، Evans، ۱۹۵۵، فصلهای ۲۶ تا ۲۸.

۵۰ — R. L. Heath, "Scintillation Spectrometry Gamma Ray Spectrum Catalog," Phillips Petroleum Company, Idaho Falls, 1964.



شکل۳ـ۲۷ : طیفهای ارتفاع تپ پرتوهای گامای ۱/۳۷ و ۲/۷۵ مگاالکترون ولتی گسیل شده از Na^{24} در یک آشکارساز متشکل از لیتیوم ـ ژرمانیوم . همان نمادگذاریهای شکل (۳ـ۲۶) به کار رفته است . قطر آشکارساز برابر ۱/۹ cm و ضخامت آن برابر ۰/۵ cm بوده است[۵۱].

۵۱ — A. J. Tavendale, "Proceedings of the Second International Symposium on Nuclear Electronics, Paris, Nov. 1963," p. 235, European Nuclear Energy Agency, Paris, 1964.

جدول ۳-۱ : آشکارسازهای متداول هسته‌ای

ذره	آشکارساز	روش آشکارسازی	تذکرات
ذرات بارداری سنگین و الکترونها	اطاقک یونش و شمارگر متناسب .	تعداد کل زوج یونها بوسیله جمع‌آوری بارهای یک‌حور ، مثلا" الکترونها ، تعیین می‌شود	درصورتی‌که‌ذره در اطاقک متوقف شود ، می‌توان آنرا برای به‌دست‌آوردن T_0 مورد استفاده‌قرارداد†
	آشکارساز نیمه هادی	یونش ، تشکیل زوجهای حفره الکترون می‌دهد کل بار ، جمع‌آوری می‌شود .	برای تعیین T_0 به‌کار می‌رود .
	اطاقک ابری یا امولسیون عکاسی .	خط سیر به‌وسیله‌یونش‌که‌موجب میعان و تولید قطرات یا ایجاد لکه‌های خیلی کوچک‌قابل‌ظهور می‌شود ، رویت می‌گردد .	می‌توان آنرا برای تعیین T_0 از روی برد مورد استفاده‌قرارداد . نوع ذره را می‌توان با شمردن تعداد قطرات یا لکه‌ها در امتداد خط سیر تشخیص داد
	آشکارساز سوسوزن	از نوری‌که در برانگیختگی اتمها تولید می‌شود استفاده می‌نمایند .	T_0 متناسب با نور تولید شده است .
نوترونها	هرکدام از آشکارسازی‌های فوق که با گاز مناسبی پرشده‌است ، از پس زنیهای پروتون از پوشش داخلی آلی یا از فعل‌وانفعالات هسته‌ای می‌کند .	یونش به‌وسیله پروتون پس‌زن	T_0 ازنقطه انتهایی توزیع پس‌زنی
		یونش به‌وسیله فراورده‌های واکنشی	از بعضی فعل‌وانفعالات می‌توان برای تعیین T_0 استفاده کرد .
	سوسوزن آلی و تکثیرکننده فوتون	از نوری‌که‌در برانگیختگی اتمها به‌وسیله‌پروتونهای پس‌زن تولید می‌شود استفاده می‌کند .	T_0 ازنقطه انتهایی توزیع پس‌زنی
			روشهای فوق برای نوترونها مستلزم این است که $T_0 > 0.1$ Mev
	شمارگر گایگر	الکترونهایی‌که‌از دیوار شمارگر آزاد می‌شوند گاز را یونیزه و تخلیه را آغاز می‌کنند .	فقط برای تعیین شدت خوب است .
پرتوهای گاما	سوسوزن	نورتولیدشده در یونش و برانگیزش به‌وسیله الکترون‌هائی‌که در سه‌فرایند آزاد می‌شوند .	T_0 متناسب با نورتولیدشده‌است ، $h\nu$ را می‌توان از توزیع انرژی الکترونها نتیجه گرفت .
	آشکارساز نیمه‌هادی	الکتروهبهای تولیدشده ، زوجهای الکترون‌حفره بوجود می‌آورند . کل بارجمع‌آوری‌می‌شود .	$h\nu$ را می‌توان ازتوزیع انرژی الکترون‌ها نتیجه گرفت .

† The initial kinetic energy of the particle is called T_0.

مسایل

۳–۱ اتلاف انرژی‌ذرهٔ سنگین‌بارداری (به‌بار ze) با تندی v درماده‌ای با n اتم درواحد حجم (عدد اتمی Z)، برحسب واحدهای cgs عبارت است از

$$-dT/dx = [4\pi e^4 z^2 nZ/(m_0 v^2)][\ln (2m_0 v^2/I) - \ln (1 - v^2/c^2) - v^2/c^2]$$

که درآن m_0 جرم یک الکترون‌است. نشان دهید وقتی v تغییر کنداین عبارت‌ازیک می‌نیمم عبور می‌کند، انرژی جنبشی‌تقریبی ذره‌را در آن تندی پیدا کنید. باید از عبارت نسبیتی استفاده کرد.

۳–۲ با حذف دوجملهٔ آخر $[-\ln (1 - v^2/c^2) - v^2/c^2]$ در عبارت اتلاف ـ انرژی مسالهٔ (۳–۱)، مقدار اتلاف انرژی یک ذرهٔ آلفای 10-Mev را در آلومینیم، که برای آن $I = 150$ ev است، محاسبه کنید.

۳ – ۳ (الف) اگر اتلاف انرژی یک پروتون 10-Mev در هوا 50 kev/cm باشد، اتلاف انرژی یک‌ذرهٔ آلفای 40-Mev چقدر است؟ (جواب را می‌توان سریعا" نوشت). (ب) فرض کنید. معادلات اتلاف انرژی برای پروتونها و الکترونهای غیر نسبیتی یکی باشد، به‌ازاء چه‌انرژی جنبشی، یک الکترون دارای همان‌اتلاف انرژی است که یک پروتون 10-Mev دارد؟

۳ – ۴ فرمول اتلاف انرژی برای ذرات سنگین باردار در ماده تک اتمی، اغلب‌به‌صورت‌زیر نوشته می‌شود

$$-dT/dx = 4\pi e^4 z^2 nZB_e/(m_0 v^2)$$

که در آن B_e عدد متوقف کنندهٔ اتمی برالکترون خوانده می‌شود. فرض کنید مادهٔ جاذبی از یک کسر f_1 (از نظر تعداد) از اتمهای نوع (Z_1, A_1) 1 و از یک کسر f_2 از اتمهای نوع (Z_2, A_2) 2 تشکیل شده‌باشد. (الف) معادله‌ای برای‌اتلاف انرژی ذرات سنگین باردار در این ماده برحسب B_{e1} و B_{e2} به‌دست آورید. چگالی جرم ماده‌را ρ بنامید. (ب) درمورد ذرات‌آلفای 8-Mev، مقادیرمشاهده‌شده B_e عبارتنداز ۵/۶ برای هیدرژن و ۴/۰ برای‌ازت. اتلاف انرژی ذرات آلفای 8-Mev را درگاز آمونیاک (NH_3) درشرایط متعارفی (NTP) محاسبه کنید.

۳ – ۵ تعدادجفت یون‌ها درمیلیمتر مسیر را که به‌وسیله پروتونهای 2-Mev در گازازت در شرایط متعارفی (NTP) تولیدمی‌شوندمحاسبه‌کنید. فرض‌کنید $I = 80$ ev و $w = 35$ ev است.

۳ ــ ۶ (الف) نشان دهید تعداد پرتوهای دلتا در واحد طول مسیرکه براثرعبور یک ذرهٔ سنگین باردار از ماده آزاد می‌شود عبارت است از

$$\frac{2\pi e^4 z^2 nZ}{m_0 v^2}\frac{dT_e}{T_e^2}$$

در صورتی‌که پرتوهای دلتادارای‌انرژیهای جنبشی بین T_e و $T_e + dT_e$ باشند . (ب) تعدادپرتوهای‌دلتای‌باانرژی جنبشی بیش از 0.5 kev حاصل از پروتونهای 2-Mev را که ازگازازت درشرایط متعارفی (NTP) عبور می‌کنند برای هرمیلی متر از طول مسیر محاسبه کنید .

۳ ــ ۷ نشان دهیدذرات آلفا وپروتونهای با تندیهای‌اولیه‌یکسان ،تقریبا" دارای‌بردیکسانی درمادهٔ متوقف‌کننده می‌باشند .چرا این مطلب دقیقا" درست نیست ؟ چه‌ذره‌ای‌باید بردش کمی بیشتر باشد و چرا ؟

۳ ــ ۸ انرژی پروتونی که برد آن تقریبا" با برد آلفای 10-Mev یکی است ، چقدر است ؟

۳ ــ ۹ شکل ۳ــ۱۰ نشان می‌دهد که برد الکترونهای 0.2-Mev درآلومینیم برابر $43\ mg/cm^2$ است . باصرف نظرکردن ازتاثیر مقادیرمتفاوت پتانسیل یونش متوسط I ،طول تقریبی مسیر این الکترونها را در هوا و فشار یک آتمسفر و $15°C$ محاسبه‌کنید. فرض کنید که اتلاف انرژی برای الکترونهای غیرنسبیتی با همان معادلهٔ اتلاف انرژی برای ذرات سنگین باردار داده می‌شود .

۳ ــ ۱۰ باریکه‌ای از نوترونهای تک انرژی را به‌داخل یک اطاق یونش ، که با گاز تک اتمی پر شده‌است ، می‌فرستیم . معلوم می‌شودکه پاشیدگی‌توزیع انرژی اتمهای‌پس‌زده‌مساوی ۹/۵ درصد انرژی پس زنی ماگزیمم است . گاز داخل اطاق یونش چیست ؟

۳ ــ ۱۱ باریکه‌ای از نوترونهای 2.0-Mev به‌وسیله قشر نازکی از پارافین تقریبا" $[(CH_2)_n]$ پراکنده می‌شود . ضخامت به‌قدری‌کم‌است‌که پراکندگی مکرر نوترونها اتفاق نمی‌افتد و فقط پراکندگی منفرد رخ می‌دهد . انرژی نوترونهائی که تحت زاویه $90°$ پراکنده می‌شوند چقدر است ؟ انرژی هسته‌های پس زدهٔ مربوط چقدر است ؟

۳ ــ ۱۲ ثابت کنید که اگر ذره‌ای بطور کشسان با ذره دیگری به‌همان جرم‌که درحال سکون است برخورد کند ، بعد از پراکندگی ، زاویهٔ بین ذرات $90°$ است .

۳ ــ ۱۳ ذره‌ای به‌جرم M_1 بطور کشسان با ذره‌ای‌به‌جرم M_2 که درحال سکون است برخورد می‌کند . نشان دهیدکه ،اگر $M_1 > M_2$ باشد ، زاویهٔ آزمایشگاهی M_1 بعداز برخورد نمی‌تواند از مقدار $\sin^{-1} M_2/M_1$ تجاوز کند .

۳ ــ ۱۴ الف) نشان دهید که پایستگی انرژی جنبشی و تکانه خطی در حین برخورد کشسان شکل (۳ــ۱۱) مستلزم این است که درسیستم مرکزجرم تندی هرذره بعدازبرخورد با تندی آن قبل از برخوردبرابرباشد. (ب) آیا تندی نسبی ذرهٔ ۱ نسبت به ذرهٔ ۲ درحین یک برخوردکشسان (۱) درسیستم مرکز جرم، (۲) در سیستم آزمایشگاهی تغییر می‌کند؟

۳ ــ ۱۵ الف) بطور تقریبی تعداد برخوردهای لازم برای کاهش انرژی متوسط نوترونهای 1-Mev به‌انرژیهای حرارتی ($\approx 1/40$ ev) را دریک‌قالب‌بزرگ کربن محاسبه کنید.

(ب) با فرض اینکه مسیر آزاد میانگین بین دو برخورد ۱۰ سانتی‌متر باشد حدود زمان لازم برای کند کردن نوترونها را بطور تقریبی برآورد کنید.

۳ ــ ۱۶ یک منبع پرتوزا با جاذب نازکی که پرتوهای بتا را جذب می‌کند احاطه شده است. تشعشع گامای باقی مانده در آلومینیم، با نتایج زیر، جذب می‌شود

فعالیت آشکارشده (شمارش‌دردقیقه)	ضخامت جذب کننده (سانتیمتر)	فعالیت آشکارشده (شمارش در دقیقه)	ضخامت جذب‌کننده (سانتیمتر)
۱۷۴۰	۱/۰	۳۵۱۰	۰
۱۴۷۰	۱/۵	۳۱۸۰	۰/۱
۱۲۸۰	۲/۰	۲۸۷۰	۰/۲
۱۰۰۰	۳/۰	۲۶۳۰	۰/۳
۷۹۰	۴/۰	۲۴۳۰	۰/۴
۶۲۰	۵/۰	۲۲۶۰	۰/۵
۵۱۰	۶/۰	۲۱۲۰	۰/۶
۴۰۰	۷/۰	۲۰۰۰	۰/۷

این اطلاعات را تجزیه و تحلیل کرده و مقادیر زیر را به‌دست‌آورید. (الف) ضریب جذب هریک از پرتوهای گاما و ضخامت نیم ــ مقدار متناظر، (ب) انرژی پرتوهای گاما (از شکل ۳ــ۱۵ استفاده کنید)، (ج) شدت نسبی پرتوهای گامای گسیل شده از منبع.

۳ ــ ۱۷ یک باریکه از پرتوهای گاما از میان 2.0 cm سرب عبور می‌کند. باریکهٔ فرودی شامل ۳۰ درصد فوتون 0.4-Mev و ۷۰ درصد فوتون 1.5-Mev است. شدت نسبی باریکهٔ

عبور کرده چقدر است؟ برای داده‌ها از شکل (۳ــ۱۶) استفاده کنید.

۳ ــ ۱۸ فرض کنید یک جذب‌کننده‌ٔ سربی را برای اندازه‌گیری ضریب تضعیف پرتوهای‌گاما مورد استفاده قرار دهیم. شکل (۳ــ۱۶) نشان می‌دهد که هرگاه ضریب جذب جرمی تجربی بین $7\ cm^2/g$ و ۱ یا بین $0/09\ cm^2/g$ و $0/04$ باشد، دوانرژی پرتو گامای ممکن می‌تواند چنین ضریبی را بدهد. تنها به‌کمک آزمایشهای جذب، چه پیشنهادی برای از بین بردن این ابهام دارید.

۳ ــ ۱۹ فرض کنید یک باریکه تشعشع گاما، شامل توزیع پیوسته‌ای از انرژیهای فوتون تا 50 Mev، نظیر آنچه که در تشعشع ترمزی اتفاق می‌افتد، از میان جذب کننده‌ٔ ضخیمی از سرب عبور کند. کدام انرژی گاما با بیشترین شدت نسبی خارج خواهد شد؟

۳ ــ ۲۰ یک منبع پرتوزا، پرتوهای بتای 1-Mev و گامای 1-Mev گسیل می‌کند. آشکارساز مورد استفاده به هردو پرتو بتا وگاما حساس است؛ چه پیشنهادی برای غیرحساس کردن آشکارساز نسبت به‌پرتوهای بتا دارید، در صورتی که بخواهیم اکثر پرتوهای گاما آشکار شوند؟

۳ ــ ۲۱ یک باریکه پرتوگامای 1.6-Mev، به یک برگه‌ٔ طلا برخورد می‌کند. الکترونهایی با انرژی جنبشی 0.7-Mev خارج می‌شوند. با فرض اینکه الکترونها دوباره پراکنده نشوند و به‌وسیله‌ٔ تشعشع ترمزی نیز انرژی از دست ندهند، آیا می‌توانید بگوئید آنها فوتو الکترون کامپتون، یا زوج ــ الکترون هستند و در چه زاویه‌ای نسبت به باریکهٔ گامای فرودی منتشر می‌شوند؟

۳ ــ ۲۲ ثابت کنید یک فوتون نمی‌تواند تمام انرژی خود را به‌یک الکترون آزاد منتقل‌کند.

۳ ــ ۲۳ ثابت کنید یک فوتون (باانرژی بیش از $2m_0c^2$) نمی‌تواند در فضای آزاد ایجاد یک زوج الکترون ــ پوزیترون کند.

۳ ــ ۲۴ ثابت کنید در اثر فوتوالکتریک بر روی یک اتم آزاد (به‌عنوان مثال، در گاز تک اتمی) انرژی پس‌زنی اتم از مرتبه‌ٔ بزرگی $(m_0/M_0)T_e$ است، که در آن m_0 و M_0 به‌ترتیب جرم‌های سکون الکترون و اتم، و T_e انرژی فوتوالکترون است. فرض کنید انرژی پرتوگامای فرودی، خیلی بیش ازانرژی بستگی الکترونی است‌که‌از اتم بیرون انداخته می‌شود.

۳ ــ ۲۵ یک آشکارساز یدور سدیم شامل یک مکعب به‌یال ۷ سانتیمتر از ماده، توسط یک باریکه‌ای ازپرتوهای اشعه‌گامای 2.8-Mev که عمود بریک وجه مکعب می‌تابد، بمباران می‌شود. (الف) چه کسری از پرتوهای‌گاما آشکارمی‌شوند؟ (ب) با فرض اینکه‌جذب

مجدد پرتوهای گامای کامپتونی یا کوانتومهای نابودی وجود نداشته باشد، چه کسری از پرتوهای گاما در قلهٔ فوتوالکتریک، توزیع کمپتون، و قله‌های تولید زوج ظاهر می‌شود؟ (ج) مقدار نسبی رویدادهای زوجی را که در قلهٔ تمام ـ انرژی (قله فوتوالکتریک)، در قله یک ـ فراری، و در قلهٔ دوفراری ظاهر می‌شوند، تخمین بزنید. با شکل (۳ـ۲ ب) مقایسه کنید. (ضرایب تضعیف برای فوتونها را در یدور سدیم می‌توان در کتاب Evans، ۱۹۵۵ فصل ۲۵، بخش ۱ پیدا کرد. داده‌های زیر مفید خواهند بود. برای فوتونهای 0.51-Mev، $\mu = 0.33\ \text{cm}^{-1}$. برای فوتونهای 2.8-Mev، $\mu = 0.135\ \text{cm}^{-1}$, $\mu_E = 2.5 \times 10^{-8}\ \text{cm}^{-1}$, $\mu_C = 0.113\ \text{cm}^{-1}$, $\mu_P = 0.020\ \text{cm}^{-1}$

۳ ـ ۲۶ انرژی یونش، پوزیترونیوم را محاسبه کنید.

۳ ـ ۲۷ در شکل (۳ـ۲۴)، قطر اطاقک ابری ۳۰ cm است. از اطلاعات اضافی داده شده در زیرنویس شکل، آیا می‌توانید یک مقدار تقریبی برای میدان مغناطیسی اعمال شده، محاسبه کنید؟

فصل ۴

واپاشی پرتوزا

۴-۱ مقدمه :

باقیماندهٔ این کتاب به بحث در بارهٔ حواص دینامیک ، یا وابسته به‌زمان ،هسته‌ها مانند واپاشی پرتوزا و واکنشهای هسته‌ای اختصاص دارد .این ویژگیها ،هردو باگذاری از یک سیستم اولیه به‌یک سیستم نهایی مشخص می‌شوند ، که یا بطور خود بخود (واپاشی پرتوزا) یا بطورمصنوعی (واکنش هسته‌ای)اتفاق می‌افتد .بنابراین ، از دیدگاه نظری ،تشابه زیادی بین این‌دو خاصیت موجود است .

اینکه یک فرایند بطور خود بخود صورت می‌گیرد یا فقط به‌طور "مصنوعی ، بستگی به‌انرژی دارد .اگر انرژی کل سیستم نهایی کمتر از سیستم اولیه باشد ،گذار می‌تواند خود بخود صورت بگیرد .معمولا" هرچه اختلاف انرژی زیادتر باشد ، آهنگ‌گذار بیشتراست .ولی اگرانرری کل سیستم نهایی از انرژی سیستم اولیه‌بیشترباشد ،گذارتنها وقتی‌میسر است که مقداری انرژی به‌سیستم‌اولیه داده شود .

دراین‌فصل به‌واپاشی پرتوزا خواهیم‌پرداخت . ظرف چندسال پس ازکشف‌پرتوزایی معلوم شدکه ویژه هسته‌های پرتوزای طبیعی یکی ، یا بیشتر ، از سه‌نوع تابشی را[۱] که‌ازروی قابلیت نفوذ شان تمیز داده می‌شدند ، گسیل می‌دارند :

پرتوهای الفا ــ که توسط ورقه‌ای از کاغذ متوقف می‌شوند .

پرتوهای بتا ــ که توسط ورقه سربی به‌ضخامت $\frac{۱}{۱۶}$ اینچ متوقف می‌شوند .

پرتوهای گاما ــ که می‌توانند در چندین اینچ از سرب نفوذ کنند .

آزمایشهای ماهرانه و دقیقی‌که از سوی بسیاری از محققین به‌عمل آمد نشان دادکه پرتوهای آلفا هسته He^4 ، پرتوهای بتا از جنس الکترون و پرتوهای گاما تشعشعات الکترومغناطیسی

---

۱ ــ برای یک تاریخچه مناسب ر . ک Rutherford, Chadwick, and Ellis, ۱۹۳۰

هستند . هریک از این مدهای واپاشی ، جنبهٔ متفاوتی از ساختار هسته‌ای را روشن می‌کند که ما به‌نوبهٔ خود آنرا مطالعه خواهیم کرد . معذالک ، وابستگی به‌زمان واپاشی پرتوزا در هرسه دیده می‌شود ، و ما ابتدا آنرا مورد بحث قرار می‌دهیم .

۴-۲ پرتوزایی :

ویژه‌هستهٔ پرتوزای اولیه درهر مدواپاشی را **هسته مادر** و ویژه هستهٔ (سنگین) نهایی را **هستهٔ دختر** می‌نامند . ساده‌ترین وضعیت وقتی اتفاق می‌افتدکه هستهٔ دختر پایدار است . اکثر چندنسل پیاپی از هسته‌های دختر پرتوزا باشد ، می‌گوییم واپاشی پرتوزای زنجیری وجود دارد .

۴ ـ ۲ الف) واپاشی یک تک رادیو ایزوتوپ منفرد

واقعیت اساسی تجربی درواپاشی پرتوزا این است که احتمال واپاشی هرهسته در فاصله زمانی کوچک dt مستقل ازهرگونه تاثیر خارجی[۲] ، از جمله واپاشی هستهٔ دیگر ، است . تمام هسته‌های یک ویژه هستهٔ مفروض دارای واپاشی یکسانی هستند . از اینرو احتمال $P(dt)$ ی یک واپاشی پرتوزا در مدت dt فقط متناسب با dt است ، در صورتی که dt به‌مقدار کافی کوچک باشد ، به‌طوری که $P(dt) \ll 1$. ضریب ثابت تناسب λ ، موسوم به **ثابت واپاشی** ، برای ویژه هسته‌ها و مدهای واپاشی مختلف ، متفاوت است . بنابراین

$$P(dt) = \lambda\, dt \qquad (۱-۴)$$

برای محاسبهٔ احتمال اینکه یک هستهٔ معین در فاصله زمانی t باقی بماند ، فاصله زمانی t را به n فاصلهٔ مساوی dt تقسیم می‌کنیم . احتمال پایستگی در اولین فاصله زمانی برابراست با

$$1 - P(dt)$$

احتمال پایستگی در دومین فاصله برابر است با

$$[1 - P(dt)]^2$$

---

۲ ـ در وضعیتهای خیلی خاص ، ممکن است بتوان نیمه عمرگیراندازی الکترون (بخش ۴-۶ و) یک رادیو ایزوتوپ را تا چند درصد با واردکردن آن در چند ترکیب شیمیائی مختلف تغییر داد (ر . ک ، مثلا" ، مقاله Rasmussen و Cooper, Hollander ۱۹۶۵) .

و احتمال پایستگی در n امین فاصله برابر است با

$$[1 - P(dt)]^n$$

که با استفاده از معادلهٔ (۴–۱) می‌توان نوشت

$$(1 - \lambda\, dt)^n = \left(1 - \frac{\lambda t}{n}\right)^n \xrightarrow[dt\to 0]{n\to\infty} e^{-\lambda t} \qquad (۴ - ۲)$$

این احتمال پایستگی برای یک هسته‌است .اگر درابتداء N_0 هستهٔ یکسان وجود داشته باشد تعدادی که ، **باحتمال زیاد** ، بعد از زمان t باقی می‌ماند برابر است با

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \qquad (۴ - ۳)$$

این معادله را می‌توان به‌طریق ساده‌تری نیز به‌دست آورد : اگر N اتم وجود داشته باشد ، تعدادی که احتمالا" در مدت زمان dt وا می‌پاشد عبارت است از

$$\begin{aligned} -dN &= P(dt)N \\ &= \lambda\, dtN \end{aligned} \qquad (۴ - ۴)$$

علامت منفی به‌علت آن‌است‌که هر واپاشی ، N را کاهش می‌دهد . با یک انتگرال‌گیری ساده به‌معادله (۴–۲) می‌رسیم .

معادلهٔ (۴–۴) به‌این معنا نیست که در هرفاصلهٔ زمانی dt دقیقا" تعداد همسان dN هسته‌ازتعدادکل N تجزیه‌می‌شود ، بلکه فقط محتمل‌ترین‌تعداد dN محاسبه‌می‌شود،زیرامعادله (۴–۱) بیانی پیرامون احتمال است . به‌سهولت می‌توان نشان داد که در فاصله‌های زمانی بین واپاشیهای متوالی باید تغییراتی وجود داشته باشد . بالعکس ، در هرفاصله زمانی معین باید افت و خیزهایی در تعداد هسته‌های واپاشنده موجود باشد .

نمونه‌ای حاوی N هسته را در نظر بگیرید .از معادلهٔ (۴–۴) زمان متوسط بین واپاشی‌های متوالی برابر است با

$$t = \frac{dt}{|dN|} = \frac{1}{\lambda N} \qquad (۴ - ۵)$$

اگر t در مقایسه با $1/\lambda$ کوچک باشد ،احتمال وقوع یک واپاشی در تمامی نمونه‌در یک‌فاصله زمانی کوچک dt برابر است با dt/t .احتمال**عدم**واپاشی در فاصله زمانی متناهی $t(\ll 1/\lambda)$

با همان استدلالی که منتهی به‌معادلهٔ (۴–۲) شد، برابر است با $(1 - dt/\bar{t})^{t/dt}$. بنابراین، احتمال عدم واپاشی درمدت زمان t، ولی یک واپاشی درفاصلهٔ بین t و $t + dt$ برابراست با

$$\left[1 - \frac{dt}{\bar{t}}\right]^{t/dt} \frac{dt}{\bar{t}} \xrightarrow[dt\to 0]{} e^{-t/\bar{t}} \frac{dt}{\bar{t}} \qquad (۶ - ۴)$$

این عبارت، توزیع فاصله‌های زمانی بین واپاشیهای پیاپی را می‌دهد و حاکی از این‌است‌که فاصله‌های زمانی کوتاه، محتملتر از فاصله‌های زمانی بلند است.

بالعکس، درفاصله‌های زمانی مساوی مکرر، تعداد هسته‌هایی که در یک نمونهٔ معین وا می‌پاشد باید دارای افت و خیزهای آماری حول محتملترین مقدار متوسط باشد (باچشم‌پوشی از کاهش نمونه در اثر واپاشی). می‌توان نشان داد[۳] که اگر محتملترین تعداد تجزیه در فاصله زمانی t_1 مساوی N_1 باشد، تقریبا" بااحتمال۶۸ درصد تعداد واقعی واپاشیها بین $N_1 - \sqrt{N_1}$ و $N_1 + \sqrt{N_1}$ خواهد بود.

نیمه‌عمر $t_{\frac{1}{2}}$ واپاشی پرتوزا عبارت از فاصله زمانی است که در آن تعداد هسته‌ها به‌نصف مقدار اولیه‌اش کاهش می‌یابد [با معادلهٔ (۳–۳۵) مقایسه کنید].

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \qquad (۷ - ۴)$$

عمر متوسط τ عبارت‌اززمان‌متوسط بقاءیک هسته‌پرتوزاست. ازروابط (۴–۳) و (۴–۴) داریم

$$\tau = \frac{\int t\, dN}{\int dN} = \frac{\int_0^\infty tN_0 e^{-\lambda t}\, \lambda\, dt}{N_0}$$

$$= \frac{1}{\lambda} \qquad (۸ - ۴)$$

واپاشی هرهستهٔ پرتوزا با گسیل یک ذرهٔ واپاشی (پرتو آلفا، بتا یا گاما) صورت می‌گیرد. تعداد ذرات‌واپاشی (تابش) dN_r که درمدت‌زمان dt از نمونه‌ای شامل N هستهٔ‌پرتورا گسیل می‌شود، طبق رابطه (۴–۴) برابر است با

$$dN_r = -dN = \lambda N\, dt \qquad (۹ - ۴)$$

---

۳ – Evans، ۱۹۵۵، فصل ۲۶.

آهنگ تولید ذرات واپاشی را **فعالیت** می‌نامند. طبق روابط(۴ـ۶) و (۴ـ۳) فعالیت برابر است با

$$\frac{dN_r}{dt} = \lambda N$$
$$= \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$
$$= \left(\frac{dN_r}{dt}\right)_0 e^{-\lambda t} \qquad (۴-۱۰)$$

واحدهای متداول فعالیت " عبارتند از کوری " (واپاشی بر ثانیه $۳/۷۰\times۱۰^{۱۰}$ = ۱C) و و راترفورد (واپاشی بر ثانیه $۱۰^{۶}$ = ۱R).

اگر یک ویژه هستهٔ منفرد بتواند با بیش از یک فرایند وا بپاشد، مثلا" باگسیل آلفا و بتا، احتمال واپاشی افزایش می‌یابد. احتمالات مدهای واپاشی مختلف، جمع پذیرند زیرا امکان‌گسیل آلفا مستقل‌از امکان گسیل بتاست. درنمونه‌ای شامل N هسته، کاهش N در مدت زمان dt ناشی از هردو مد واپاشی است.

$$-dN = dN_\alpha + dN_\beta$$
$$= \lambda_\alpha N\,dt + \lambda_\beta N\,dt \qquad (۴-۱۱)$$

با انتگرال‌گیری داریم

$$N = N_0 e^{-(\lambda_\alpha+\lambda_\beta)t} = N_0 e^{-\lambda_{tot}t} \qquad (۴-۱۲)$$

$\lambda_\alpha/\lambda_{tot}$ را **نسبت شاخه‌ای** برای واپاشی آلفا می‌نامیم. نیمه‌عمر تجربی برابر است با $(\ln 2)/\lambda_{tot}$.

فعالیت آلفا برابر است با

$$\frac{dN_\alpha}{dt} = \lambda_\alpha N$$
$$= \lambda_\alpha N_0 e^{-(\lambda_\alpha+\lambda_\beta)t} \qquad (۴-۱۳)$$

---

۴ ـ بنا به‌قرارداد بین المللی پیشنهاد شده است‌که کوری را اختصارا" با Ce یا Ci بنویسنده تا با علامت کولن اشتباه نشود. در اینجا، نمادگذاری قدیمیتر را به‌کار می‌بریم زیرا اشتباهی رخ نخواهد داد.

و عبارت مشابهی نیز برای فعالیت بتا تعریف می‌شود. واپاشی، با عامل $\lambda_\alpha + \lambda_\beta$ صورت می‌گیرد زیرا اگرحتی فقط واپاشی آلفا مشاهده شود، هیچ عاملی ویژه هسته‌را ازگسیل بتا بازنمی‌دارد [معادلهٔ (۳–۳۸) مقایسه کنید].

۴–۲ ب) تولید رادیوایزوتوپ با بمباران هسته‌ای

فرض کنید نمونه‌ای از یک ماده را توسط نوترون بمباران کنیم و یک رادیو ایزوتوپ با آهنگ دائم Q تولید شود[۵]. رادیو ایزوتوپ حاصله با آهنگ λN–وا می‌پاشد که در آن N تعداد هسته‌های پرتوزای موجود است. بنابراین، آهنگ تغییر خالص N عبارت است از

$$\frac{dN}{dt} = Q - \lambda N \qquad (۱۴-۴)$$

با مرتب کردن، داریم

$$\frac{dN}{Q - \lambda N} = dt$$

یا

$$\frac{d(Q - \lambda N)}{Q - \lambda N} = -\lambda\, dt$$

با انتگرال‌گیری خواهیم داشت

$$Q - \lambda N = (Q - \lambda N)_{t=0} e^{-\lambda t} \qquad (۱۵-۴)$$

اگر $N_{t=0} = 0$ باشد، داریم

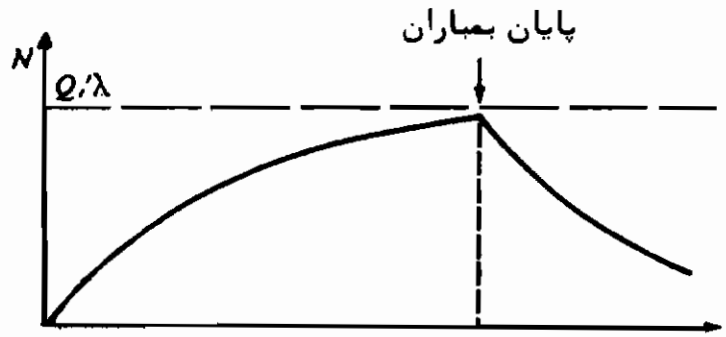
$$N = \frac{Q}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}) \qquad (۱۶-۴)$$

به‌محض توقف بمباران، رادیوایزوتوپ طبق معادلهٔ (۴–۲) وا می‌پاشد. تعداد هسته‌های پرتوزا به‌صورت تابعی از زمان در شکل (۴–۱) رسم شده‌است. معمولاً" ادامهٔ بمباران برای مدتی طولانی‌تر از دو تا سه‌برابر نیمه عمر ارزشی ندارد چه تا این هنگام $\frac{3}{4}$ تا $\frac{7}{8}$ تعداد ماکزیمم

---

۵ – این مطلب می‌رساند که بمباران، ماده اولیه را چندان مصرف نمی‌کند؛ فرضی مناسب به‌جز در بمبارانهای با رآکتورهای با شار زیاد.

هسته‌های پرتوزا (Q/λ) به‌وجود می‌آیند. توجه‌کنیدکه فعالیت درخلال بمباران با λN داده می‌شود نه با $-dN/dt$.



شکل ۴–۱ : تولید رادیوایزوتوپ توسط بمباران هسته‌ای.

۴–۲ ج) تولید رادیوایزوتوپ توسط واپاشی هستهٔ مادر

فرض کنید هستهٔ مادر ۱ با ثابت واپاشی λ_1 وا بپاشد و هستهٔ دختر۲ تابش r_1 را تولید کند ، و هستهٔ دختر نیز به‌نوبهٔ خود با ثابت واپاشی λ_2 به هستهٔ پایدار۳ و تابش r_2 تبدیل شود

$$1 \xrightarrow{\lambda_1} 2 + r_1$$
$$\lambda_2 \downarrow \longrightarrow 3 + r_2$$

اگر N_1 ، N_2 ، و N_3 به‌ترتیب تعدادهسته‌های پرتوزای‌موجود درزمان معین t باشند، داریم:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \qquad (۱۷-۴)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \qquad (۱۸-۴)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 \qquad (۱۹-۴)$$

در محاسبهٔ معادلهٔ (۴–۱۸)فقط کافی است بدانیم که هرهستهٔ واپاشندهٔ ۱ تولید یک هستهٔ ۲ می‌کند. چون ۲ نیز پرتوزاست ، خود نیز وا می‌پاشد .

اگر N_{10} تعداد اولیهٔ هسته‌های ۱ باشد، ازمعادلهٔ (۴ـ۱۷) [ر.ک معادلهٔ (۴ـ۳)] خواهیم داشت

$$N_1 = N_{10}e^{-\lambda_1 t} \qquad (۴ - ۲۰)$$

با جایگزاری در معادلهٔ (۴ـ۱۸) داریم

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} \qquad (۴ - ۲۱)$$

جواب کامل این معادلهٔ دیفرانسیل ناهمگن، شامل یک جواب عمومی معادلهٔ همگن

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = 0 \qquad (۴ - ۲۲)$$

بعلاوهٔ یک جواب خصوصی معادلهٔ اصلی (۴ـ۲۱) است. جواب عمومی معادلهٔ (۴ـ۲۲) عبارت است از

$$N_2 = Ce^{-\lambda_2 t} \qquad (۴ - ۲۳)$$

که در آن C عدد ثابتی است که از روی شرایط اولیه به‌دست می‌آید. یک جواب خصوصی معادلهٔ (۴ـ۲۱) به‌شکل $N_2 = Ke^{-\lambda_1 t}$ را می‌توان امتحان کرد. با جایگزاری درمعادلهٔ (۴ـ ۲۱) داریم، $K = N_{10}\lambda_1/(\lambda_2 - \lambda_1)$. بنابراین، جواب کامل معادلهٔ (۴ـ۲۱) عبارت‌است از

$$N_2 = \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + Ce^{-\lambda_2 t} \qquad (۴ - ۲۴)$$

اگر در لحظهٔ اول هسته‌های۲ حضور نداشته نباشند، می‌توان C را حساب کرد و به‌نتیجهٔ زیر رسید

$$N_2 = \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \qquad (۴ - ۲۵)$$

با جایگزاری N_2 در معادلهٔ (۴ـ۱۹) و یک انتگرال‌گیری ساده داریم

$$N_3 = \frac{N_{10}\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{-\lambda_1} - \frac{e^{-\lambda_2 t}}{-\lambda_2}\right) + C' \qquad (۴ - ۲۶)$$

اگر در $t = 0$ ، $N_2 = 0$ باشد ، ثابت C به‌دست می‌آید و خواهیم داشت

$$N_2 = \frac{N_{10}\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(\frac{1 - e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_1} - \frac{1 - e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2}\right) \qquad (۴-۲۷)$$

۴–۲ د) موارد خاص

اگردرمثال قبل‌هستهٔ مادر (۱) در مقایسه با دختر (۲) کوتاه عمرتر باشد ، یعنی $\lambda_1 > \lambda_2$ ، بعد از یک زمان طولانی $t(\geqslant 1/\lambda_1)$ داریم

$$e^{-\lambda_1 t} \ll e^{-\lambda_2 t}$$

به‌طوری که از معادلهٔ (۴–۲۵) خواهیم داشت

$$N_2 \approx \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 t} \qquad (۴-۲۸)$$

بنابراین ، واپاشی ۲ بعداز یک زمان طولانی فقط توسط نیمه عمرخودش تعیین‌می‌شود . این مطلب را به‌طور طرح‌وار در شکل (۴–۲ الف) نشان داده‌ایم .

اگر هستهٔ مادر ۱ نسبت به‌دختر ۲ عمر بیشتری داشته باشد ، یعنی $\lambda_1 < \lambda_2$، بعد از یک زمان طولانی $t(\geqslant 1/\lambda_2)$ داریم

$$N_2 \approx \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \qquad (۴-۲۹)$$

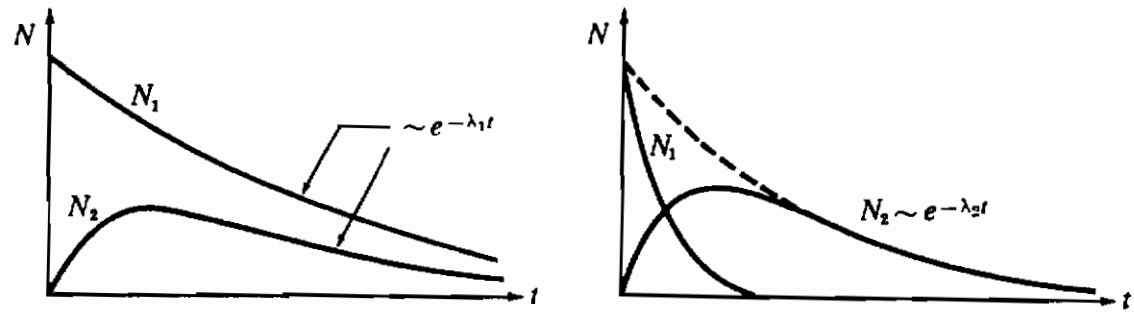
بنابراین واپاشی ۲ بعد از یک زمان طولانی توسط نیمه عمر ۱ تعیین می‌شود (مطابق شکل ۴–۲– ب) . همچنین تحت این شرایط،

$$\frac{N_2}{N_1} \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \qquad (۴-۳۰)$$

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{\text{فعالیت ۲}}{\text{فعالیت ۱}}$$

$$\approx \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \qquad (۴-۳۱)$$

این وضعیت را " **تعادل‌گذرا** می‌نامند . اگر $\lambda_1 \ll \lambda_2$ باشد ، فعالیتها برابرند و **تعادل دیرپا** حاصل می‌شود .



شکل ۴–۲ : واپاشی یک دختر پرتوزا (الف) عمرمادر ،کمتر (ب) عمر مادر ،بیشتر

۴–۳ پهنای حالتهای واپاشنده :

واپاشی خودبخود یک حالت هسته‌ای را می‌توان از دیدگاه مکانیک کوانتومی بررسی کرد . طول‌عمر متناهی یک حالت باعث به‌وجودآمدن یک عدم قطعیت در انرژی آن می‌شود . در هر آزمایش ، انرژی دارای یک پاشیدگی ، موسوم **به‌پهنا** ، است که توسط معادلهٔ (۲– ۱۶۳) داده می‌شود

$$\Gamma = \hbar\lambda = \frac{\hbar}{\tau} \qquad (۳۲ - ۴)$$

که در آن τ عمر متوسط حالت است [معادلهٔ (۴–۱۸)] . اکنون این عبارت را به‌دست می‌آوریم .

طول‌عمرهای متوسط نوعی فرایندهای واپاشی هسته‌ای،بین $۱۰^{-۱۶}$ ثانیه تا $۱۰^{-۱۶}$ سال است . حتی‌کوتاهترین طول‌عمر ، چندین‌بار طولانیتر از زمان تناوب یک حرکت‌هسته‌ای نوعی است که از مرتبهٔ زمان پیمایش ابعاد هسته (۲–۱۴۴) ،یعنی تقریبا" $۱۰^{-۲۲}$ ثانیه می‌باشد . لذا از این دیدگاه حالت هسته‌ای مورد بحث عملا" پایداراست و می‌توان تابع موج آنرا به‌شکل (۲–۱۶) نوشت

$$\Psi(\mathbf{r},t) = \psi(\mathbf{r})e^{-(iV/\hbar)t} \qquad (۳۳ - ۴)$$

که در آن r به‌طور نمادی معرف تمام مختصات هسته‌ای و W انرژی کل (یا جرم) هسته‌است.

اما به‌هرحال هسته وا می‌پاشد، و احتمال پیداکردن آن در یک عنصر حجم مفروض باید طبق معادلهٔ (۴ـ۲) کاهش یابد، یعنی Ψ باید دارای خاصیت

$$|\Psi(\mathbf{r},t)|^2 = |\Psi(\mathbf{r}, t=0)|^2 e^{-\lambda t} \qquad (۳۴-۴)$$

باشد که در آن λ ثابت واپاشی است.

با جایگزاری معادلهٔ (۴ـ۳۳) در (۴ـ۳۴) مشاهده می‌کنیم که W باید یک کمیت مختلط باشد. اگر قسمت حقیقی آنرا E_0 بنامیم، از مقایسهٔ معادلات (۴ـ۳۳) و (۴ـ۳۴) خواهیم داشت

$$W = E_0 - \tfrac{1}{2}i\hbar\lambda \qquad (۳۵-۴)$$

یعنی

$$\Psi(\mathbf{r},t) = \psi(\mathbf{r}) e^{-i(E_0/\hbar)t - \lambda t/2} \qquad (۳۶-۴)$$

بنابراین، یک حالت واپاشنده حالتی با یک انرژی معین E به‌شکل $\psi(\mathbf{r})e^{-i(E/\hbar)t}$ نیست. با این‌وجود، می‌توان آنرا به‌صورت یک برهم‌نهش از حالتهایی که انرژیهای E ی آنها اندکی باهم متفاوت است نشان داد که هرکدام دارای یک دامنهٔ متفاوت $A(E)$ می‌باشند.

$$\Psi(\mathbf{r},t) = \psi(\mathbf{r}) \int_{-\infty}^{\infty} A(E) e^{-i(E/\hbar)t}\, dE \qquad (۳۷-۴)$$

با به‌کاربردن روشهای آنالیزفوریه، می‌توان نشان داد که انرژیهای E حول یک انرژی‌متوسط E_0 باپاشیدگی حدود $\hbar\lambda$ توزیع می‌شوند. با مساوی قراردادن‌معادلات (۴ـ۳۶) و (۴ـ۳۷)، می‌توان $A(E)$را از رابطهٔ

$$e^{-\lambda t/2} = \int_{-\infty}^{\infty} A(E) e^{-i[(E-E_0)/\hbar]t}\, dE \qquad (۳۸-۴)$$

محاسبه کرد. بنابر قضیهٔ فوریه[۶]، هر تابع خوشرفتار $f(t)$ را می‌توان به‌صورت‌زیرنمایش‌داد

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \lim_{\Omega\to\infty} \int_{-\Omega}^{\Omega} e^{-i\omega t}\, d\omega \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t'} f(t')\, dt' \qquad (۳۹-۴)$$

---

۶ ــ ر. ک Franklin، ۱۹۴۰، بخش ۲۹۹.

بااعمال این فرمول بر تابع $e^{-\lambda t/2 - i(E_0/\hbar)t}$ خواهیم داشت

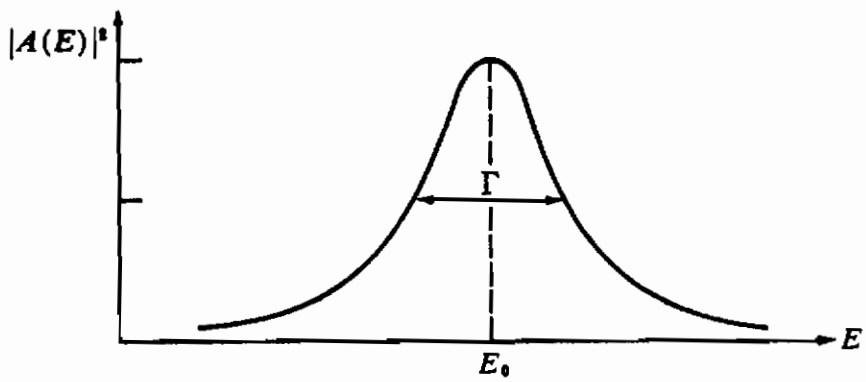
$$A(E) = \frac{1}{2\pi\hbar}\int_0^\infty e^{[i(E-E_0)/\hbar - \lambda/2]t'}\,dt'$$
$$= \frac{i}{2\pi}\frac{1}{E - E_0 + i\hbar\lambda/2} \qquad (۴۰-۴)$$

که در آن فرض کرده‌ایم که سیستم واپاشنده در لحظهٔ $t = 0$ بوجود آمده باشد. احتمال یافتن سیستم با یک انرژی مفروض E متناسب با قدر مطلق مربع دامنهٔ $A(E)$ است

$$|A(E)|^2 = \frac{1}{4\pi^2}\frac{1}{(E - E_0)^2 + (\hbar\lambda/2)^2} \qquad (۴۱-۴)$$

این منحنی، که در شکل ۴-۳ نمایش داده شده است، دارای **شکل لورنتسی** است. قلهٔ آن در انرژی متوسط E_0، دارای پهنای Γ درنیم ارتفاع است که توسط معادلهٔ (۴-۳۲) داده می‌شود. با جایگذاری مقادیر عددی خواهیم داشت

$$\Gamma\ (\text{in ev}) = 0.66 \times 10^{-15}/\tau\ (\text{in sec})$$
$$= 0.46 \times 10^{-15}/t_{\frac{1}{2}}\ (\text{in sec}) \qquad (۴۲-۴)$$



شکل ۴-۳: احتمال یافتن یک حالت واپاشنده با انرژی معین E. این حالت دارای پهنای $\Gamma = \hbar\lambda$ است که در آن λ ثابت واپاشی است.

که در آن، $t_{\frac{1}{2}}$ نیمه‌عمر حالت است.

۴ـ۴ واپاشی گامایی :

یک‌هسته‌را می‌توان به‌طرق‌مختلف به‌حالتهای‌برانگیخته‌درآورد . مثلا"،واپاشی‌آلفاوبتا هسته را برانگیخته باقی می‌گذارد ، و در بسیاری از واکنشهای هسته‌ای ،هسته‌های برانگیخته تولید می‌شوند .

یک هستهٔ برانگیخته همواره می‌تواند با گسیل تابش الکترومغناطیسی یا تبدیل داخلی (ر.ک بخش۴ـ۴ هـ) به‌حالت کم‌انرژی‌تر وابپاشد . در ساده‌ترین حالت ، که در آن هردو تراز موردنظر ، حالتهای تک پروتونی هستند[۷] ، واپاشی مشتمل است برگذار پروتون از حالت بالاتربه‌حالت پایین‌تر . این ،مانستهٔگذار یک الکترون برانگیخته در یک‌اتم ازیک تراز بالاتر به‌یک تراز پائین‌تر است ، که با گسیل امواج الکترومغناطیسی یا بیرون انداختن الکترون اوژه همراه است . به‌طورکلی ، حالتهای هسته‌ای ،حالتهای تک‌ذره‌ای نیستند (شکل ۲ـ۳۰ را ملاحظه‌کنید) ،به‌طوری‌که درخلال واپاشی گاما ،آرایش نوکلئونها به‌طرزپیچیده‌ای دگرگون می‌شود .

مظاهراساسی گسیل امواج‌الکترومغناطیسی را می‌توان به‌کمک مفاهیم کلاسیک‌منبعث ازمعادلات‌ماکسول ، درک کرد ،ولی توجیه جزئیات دقیقتر آن به‌کمک مکانیک کوانتومی‌میسر است . اختلاف‌بین تکانه‌های زاویه‌ای و پاریته‌های نسبی حالتهای هسته‌ای شرکت کننده‌در گذار ،نقش قاطعی در تعیین احتمال گذار بازی می‌کنند . این مطلب را بعدازتوصیح‌مختصری در بارهٔ انرژی تحول موردبحث قرار خواهیم داد .

۴ـ۴ الف) سنیماتیک واپاشی گامایی

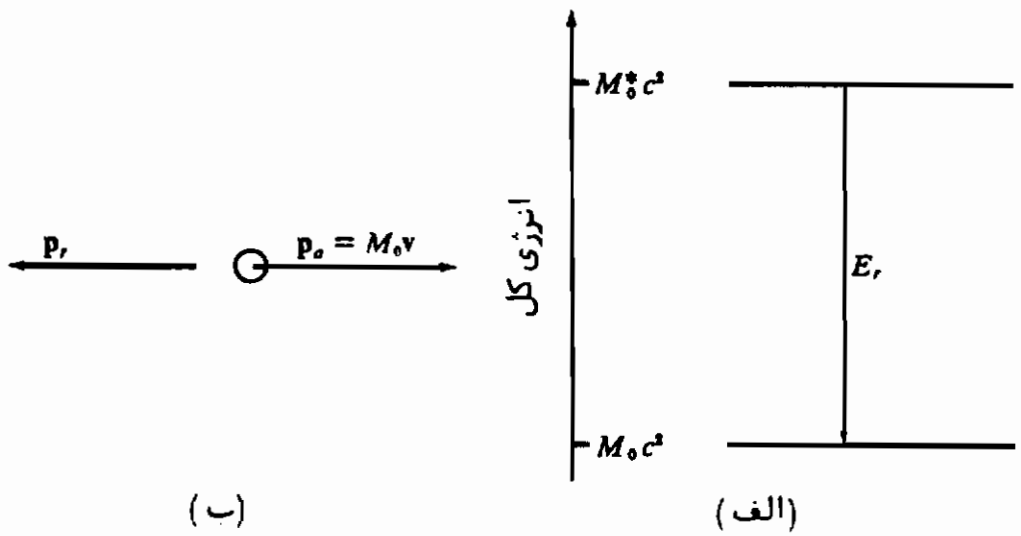
اگر هسته برانگیختهٔ اولیه دارای جرم سکون M_0^* و حالت نهایی دارای جرم سکون M_0 باشد پایستگی انرژی و تکانه (شکل۴ـ۴) ایجاب می‌کند

$$M_0^* c^2 = M_0 c^2 + E_r + T_0 \qquad (۴۳-۴)$$

---

۷ ــ در مانستگی با الکترودینامیک کلاسیک انتظار داریم که فقط ذرات باردار باید تشعشع کنند . درواقع گذارهای نوترونی نیز می‌توانند تولید تشعشع کنند زیرا : اولا" پروتونها در هسته مجبور به‌تغییرمکان هستند تا مرکز جرم ثابت بماند ، ثانیا" نوترونها نیز مانند پروتونها،به‌علت داشتن گشتاورهای مغناطیسی تشعشع می‌کند .

$$0 = \mathbf{p}_\gamma + \mathbf{p}_a \qquad (۴۴-۴)$$



شکل۴-۴: واپاشی‌گامایی دریک‌هسته الف)نمودار انرژی. (ب) نمودار تکانه

که در آن

$E_\gamma, \mathbf{p}_\gamma$ = انرژی و تکانهٔ پرتو گاما

$T_a, \mathbf{p}_a$ = انرژی جنبشی و تکانهٔ پسزنی هسته نهایی

تندی پسزنی هسته به‌قدری کم است که برای محاسبهٔ T_a می‌توان از فرمول‌های‌غیرنسبیتی [معادلات (۲-۱) و (۲-۳)] استفاده کرد .

$$\begin{aligned} T_a &= \frac{p_a^2}{2M_0} \\ &= \frac{p_\gamma^2}{2M_0} \\ &= \frac{E_\gamma^2}{2M_0 c^2} \end{aligned} \qquad (۴۵-۴)$$

اگر ، نوعا" ، $E_\gamma = 2$ Mev و $A = 50$ باشد ،

$$T_a = \frac{2^2}{2 \times 50 \times 930} \text{ Mev}$$
$$\approx 40 \text{ ev}$$

این مقدار در اغلب موارد قابل چشم‌پوشی است[۸]. بنابراین، انرژی پرتو گاما برابر است با

$$E_\gamma \approx (M_0^* - M_0)c^2 \qquad (۴۶-۴)$$

۴-۴-ب) ثابت واپاشی در واپاشی گامایی

واپاشی گامایی توسط یک هستهٔ برانگیخته، درست مانند واپاشی یک اتم برانگیخته، مستلزم مدتی صرف وقت است. نیمه عمرهای حالتهای اتمی برانگیخته نوعاً "برای الکترونهای ظرفیت، حدود 10^{-8} ثانیه و برای حالتهای حفره‌ای، که بعداز بیرون‌انداخته‌شدن الکترون از یک لایهٔ الکترونی داخلی به‌وجود می‌آید، حدود 10^{-15} ثانیه است. حالتهای برانگیختهٔ هسته‌ای دارای نیمه‌عمرهایی از 10^{-16} ثانیه تا بیش از ۱۰۰ سال برای گسیل گاما[۹] می‌باشند.

این نیمه عمرها را می‌توان به‌طور تقریبی براساس ملاحظات نیمه‌کلاسیک برآورد کرد. از معادلات ماکسول می‌توان نشان داد که یک بار نقطه‌ای شتابدار e با آهنگ:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3}\frac{e^2a^2}{c^3} \qquad (۴۷-۴)$$

اشعه الکترومغناطیسی تابش می‌کند (تمام کمیتها برحسب یکاهای الکتروستاتیکی)، که در آن $a = (a_x^2 + a_y^2 + a_z^2)^{\frac{1}{2}}$ شتاب بار است. این فرمول درمورد یک توزیع بار گسترده صادق نیست زیرا در این‌حال باید اثرات تداخلی را در نظر گرفت.

جهت ارائه یک مدل از فرایند گسیل، فرض می‌کنیم که بارتشعشع کننده (الکترون در اتم، پروتون در هسته) با یک حرکت هماهنگ ساده نوسان کند.

---

۸ ــ اگر M_0 معرف جرم حالت پایه باشد و پرتو گامای با انرژی E_γ جهت تحریک هسته دیگری از همان ویژه هسته به‌کاربرده شود، ماگزیمم انرژی برانگیختگی که می‌توان به‌آن رسید $M_0^* - 2T_0$ است؛ زیرا هستهٔ دوم نیز، چون اغلب ترازهای مقید هسته‌ای دارای پهنایی کمتر از 1 ev هستند، (ر.ک معادلات ۴-۶۹)، حالت M_0^* نمی‌تواند برانگیخته شود مگر اینکه اتلاف انرژی مربوط به‌پس زنی را با حرکت‌دادن منبع یا هدف، برای کسب انرژی مناسب توسط انتقال دوپلر انرژی پرتوگاما جبران کنیم.

۹ ــ اگر واپاشی ذره‌ای بتواند صورت بگیرد (ر.ک بخش ۲-۶)، نیمه عمرهای حالتهای هسته‌ای می‌تواند به‌همان کوتاهی برآورد (۲-۱۴۴)، یعنی، 10^{-22} ثانیه باشد.

$$x = x_0 \cos \omega t \qquad (۴۸-۴)$$

همراه با معادلات مشابهی برای y و z . منطقی است که دامنه‌ها را طوری انتخاب کنیم که در

$$x_0^2 + y_0^2 + z_0^2 \approx R^2 \qquad (۴۹-۴)$$

R شعاع اتم یا هسته است در این صورت

$$a \approx R\omega^2 \cos \omega t \qquad (۵۰-۴)$$

با جایگزاری در معادلهٔ (۴–۴۷) ، میانگین انرژی تابش‌شده در چندین دورهٔ تناوب از رابطهٔ زیر به‌دست می‌آید

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{ave}} \approx \frac{e^2R^2\omega^4}{3c^3} \qquad (۵۱-۴)$$

زیرا $(\cos^2 \omega t)_{\text{ave}} = \frac{1}{2}$.

اگرچه این عبارت از معادلات کلاسیک به‌دست می‌آید ، معذالک باید درنظرداشت که تابش الکترومغناطیسی به‌صورت کوانتوم صورت می‌گیرد . برای رفتن از نظریهٔ کلاسیک به‌نظریهٔ کوانتومی ، فرض می‌کنیم هرفوتون در فاصلهٔ زمانی متوسط τ گسیل شود . به‌این ترتیب ، آهنگ متوسط گسیل انرژی از رابطهٔ زیر به‌دست می‌آید

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{ave}} = \frac{h\nu}{\tau} \qquad (۵۲-۴)$$

که در آن τ عمر متوسط واپاشی گاماست ($\tau = 1/\lambda_\gamma$ ر.ک معادلهٔ ۴–۸) . (ثابت واپاشی λ_γ را باطول موج تابش الکترومغناطیسی λ_γ اشتباه‌نکنید) . با جایگزاری درمعادلهٔ (۴–۵۱) و توجه به‌اینکه $\omega = 2\pi\nu$ ، داریم

$$\lambda_\gamma \approx \frac{e^2R^2E_\gamma^3}{3\hbar^4c^3} \qquad (۵۳-۴)$$

جرم ذرهٔ گسیلنده در این عبارت وارد نمی‌شود . با به‌کاربردن این فرمول در موردیک اتم ($R \approx 10^{-8}$ cm) که فوتون 1-ev گسیل می‌کند، و در مورد یک هسته ($R \approx 5 \times 10^{-13}$ cm) که فوتون 1-Mev گسیل می‌کند ، برای اتم داریم

$$\lambda_\gamma \approx \frac{(4.80\times10^{-10})^2(10^{-8})^2(1.60\times10^{-12})^3}{3(1.05\times10^{-27})^4(3\times10^{10})^3} \approx 10^6\ \text{sec}^{-1}$$
$$t_{\frac{1}{2}} \approx 7\times10^{-7}\ \text{sec}$$

و برای هسته

$$\lambda_\gamma \approx \frac{(4.80\times10^{-10})^2(5\times10^{-13})^2(1.60\times10^{-6})^3}{3(1.05\times10^{-27})^4(3\times10^{10})^3} \approx 2\times10^{15}\ \text{sec}^{-1}$$
$$t_{\frac{1}{2}} \approx 3\times10^{-16}\ \text{sec}$$

اگرچه نیمه‌عمرهای اتمی ، در واقع ، از مرتبهٔ بزرگی مقدار محاسبه شده‌اند و بعضی از نیمه عمرهای هسته‌ای به‌همان کوتاهی مقدار برآورد شده می‌باشند ، معذالک گسترهٔ وسیع نیمه ـ عمرهای هسته‌ای واقعی برای گسیل گاما نشان‌می‌دهدکه بعضی آثارمهم‌را در عبارت (۴ـ۵۳) منظور نکرده‌ایم .

۴ـ۴ـج) اثرات مکانیک کوانتومی

قبلا" متذکر شده‌ایم که در سیستمهای اتمی و هسته‌ای مکان یک‌ذره مفهوم مشخصی ندارد ، زیرا نمی‌توان‌آنرا بدون‌آشفتگی‌زیادسیستم ، تعیین‌کرد (اصل‌عدم‌قطعیت هایزنبرگ) . فقط احتمال یافتن ذره در یک عنصر حجم خاص $dx\,dy\,dz$ ، یعنی $\Psi^*\Psi\,dx\,dy\,dz$ رامی‌توان تعیین کرد . دربخش(۲ـ۲ج) نشان دادیم که برای پتانسیل‌های مستقل از زمان ، این کمیت مستقل از زمان است .

وقتی یک سیستم،امواج الکترومغناطیسی گسیل می‌کند ، تحت تاثیر یک پتانسیل وابسته به‌زمان است که توسط میدانهای الکتریکی و مغناطسی نوسان‌کننده ،که‌سیستم در آنها غوطه‌ور است ، به‌وجود می‌آید ، بنابراین ، کمیت $\Psi^*\Psi$ دیگر مستقل از زمان نیست [معادلهٔ (۴ـ۳۴) را ملاحظه کنید] . در فرمولبندی کوانتومی فرایند گسیل[۱۰]، که سیستم‌را از حالت اولیهٔ i به‌یک حالت نهایی f می‌برد ، پی می‌بریم‌که مختصهٔ‌مکانی x را باید توسط یک عنصر **"ماتریس انتقال"** جایگزین کنیم

$$\int \Psi_f^* x \Psi_i\,dx\,dy\,dz + \text{c.c.} = \left[\int \psi_f^* x \psi_i\,dx\,dy\,dz\right] e^{i[(E_f-E_i)/\hbar]t} + \text{c.c.} = x_{fi}e^{-i\omega t} + \text{c.c.} \qquad (۵۴-۴)$$

۱۰ — Schiff, 1955, sec. 66.

که در آن شرط کوانتومی $\hbar\omega = E_i - E_f$ را منظور داشته‌ایم و x_{fi} یک نماد اختصاری برای عنصر ماتریسی (مستقل از زمان) داخل کروشه است. حروف c.c. به‌معنای مختلط همیوغ عبارت قبلی است. عبارت مربوط به‌احتمال انتقال، شبیه معادلهٔ (۴–۵۳) است

$$\lambda_\gamma = \frac{4e^2(|x_{fi}|^2 + |y_{fi}|^2 + |z_{fi}|^2)E_\gamma^3}{3\hbar^4c^3} \qquad (۴-۵۵)$$

حائز اهمیت است که بعضی از خواص یک عنصر ماتریسی نوعی

$$x_{fi} = \int \psi_f^* x \psi_i \, dx\, dy\, dz \qquad (۴-۵۶)$$

را مورد بحث قراردهیم. اولاً، این عنصر ماتریسی، که از لحاظ فیزیکی یک کمیت مشاهده‌پذیر است،[11] نمی‌تواند به‌سیستم مختصات به‌کار رفته بستگی داشته باشد این عنصر باید همان مقداری را که مختصات چپگرد دارد در یک سیستم راستگرد نیز داشته باشد، یا به‌عبارت دیگر باید نسبت به‌عمل پاریته، یعنی $x \to -x,\ y \to -y,\ z \to -z$ ناوردا بماند (بخش ۲–۲ ح). حال، اگر حالتهای i و f دارای یک پاریته باشند (بخش۲–۲ ح را ببینید)، از معادلهٔ (۴–۵۹) ملاحظه می‌کنیم که تحت عمل پاریته

$$x_{fi} \to -x_{fi} \qquad (۴-۵۷)$$

بنابراین x_{fi} باید صفر شود. چون همین استدلال برای y_{fi} و z_{fi} نیز صادق است، طبق معادلهٔ (۴–۵۵) باید $\lambda_\gamma = 0$ باشد. این اولین مثال از یک قاعدهٔ گزینش است. یک قاعدهٔ گزینش معمولاً شرطی را بیان می‌دارد که برای وقوع یک فرایند مفروض، لازم است. دراینجا، شرط موردنظر آن است که حالتهای i و f باید دارای پاریتهٔ متضاد باشند تا واپاشی گاما که توسط عنصر ماتریسی (۴–۵۶) توصیف می‌شود، اتفاق بیفتد (چه در این‌صورت تحت عمل پاریتی $x_{fi} \to x_{fi}$). اگر پاریته را با π مشخص کنیم، شرط فوق به‌صورت زیر نوشته می‌شود

$$\pi_i = -\pi_f \qquad (۴-۵۸)$$

۱۱– در مورد ساده (۴–۵۵) فقط قدر مطلق مربع عنصر ماتریس، مشاهده‌پذیر است، اما در وضعیتهای دیگر خود عنصر ماتریسی را می‌توان تعیین کرد.

برحسب اتفاق ،حتی اگر پاریته‌های i و f متضاد هم باشند ، x عنصر ماتریسی (۴–۵۶) صفر می‌شود مگر اینکه تکانه‌های زاویه‌ای $\mathbf{I}_i$ و $\mathbf{I}_f$ حالتها طوری باشند که از لحاظ برداری به‌اندازهٔ برداریکهٔ تکانهٔ زاویه‌ای (البته بهواحد $\hbar$) با یکدیگر اختلاف داشته باشند ، یعنی

$$I_i - I_f = \pm 1 \text{ یا } 0 \quad , \quad \text{مضافا" اینکه گذار } I_f = I_i = 0 \text{ ممنوع است} \qquad (۴-۵۹)$$

لزوم تغییر بردار تکانه‌زاویه‌ای درحین گسیل گاما را می‌توان به‌طور کلاسیک درک کرد. تشعشع الکترومغناطیسی ،گسیل شده از یک بار نوسان‌کننده از نوع (۴–۴۸) ،مقداری تکانه زاویه‌ای با خود حمل می‌کند ؛ این بدان معناست که اگر تشعشع توسط یک کره بزرگ ، جاذب کامل، و توخالی که بار نوسان‌کننده در مرکز آن قرار دارد جذب شود ،کره مقداری تکانهٔ زاویه‌ای کسب می‌کند .طبق محاسبات کلاسیک ،مبتنی برمعادلات ماکسول ،سیستم تابش‌کننده‌باآهنگ پیوسته‌ای تکانهٔ زاویه‌ای از دست می‌دهد . محاسبات کوانتومی ،ازطرف دیگر ،نشان می‌دهد که تغییر تکانهٔ زاویه‌ای باید با گامهای گسسته صورت بگیرد . [این اختلاف در فرایند گسیل انرژی نیز رخ می‌دهد.معادلهٔ ۴–۵۲ را ملاحظه کنید] .

۴–۴ د) طبقه‌بندی واپاشیهای گامایی

از بحث قبل چنین به‌نظر می‌رسد که هیچ واپاشی گامایی نمی‌تواند بین ترازهای هسته‌ای رخ دهد مگر اینکه شرایط بسیار محدودکنندهٔ (۴–۵۸) و (۴–۵۹) را برقرار سازند . اما تمام محاسبات،مبتنی براین فرض بود که تشعشع الکترومغناطیسی توسط یک بار **نقطه‌ای** متحرک ایجاد شود .درحقیقت ،هسته یک توزیع بار **گسترده** است‌که‌درآن جریانهایی،ناشی‌از حرکتهای مداری واسپین نوکلئونها ،برقرار است . از اینرو ، میدانهای الکتریکی و مغناطیسی تولید شده در یک گذار،بسیار پیچیده‌تر از آن است که از رابطهٔ (۴–۴۷) نتیجه می‌شود .

در محاسبات کلاسیک ، به‌طریق زیر عمل می‌کنیم :توزیع " بار ــ جریان" واقعی‌را بر حسب "**گشتاورهای چندقطبی**" تجزیه می‌کنیم که هریک دارای ابعاد معینی است . برای یک توزیع بارهای ایستای e_i که در (x_i,y_i,z_i) جایگزیده‌اند ،گشتاورهای چندقطبی برای‌یک‌گشتاور از مرتبهٔ L دارای ابعاد $\sum_i e_i x_i^L$ می‌باشند . مثلا" ،اگر $L=0$ باشد ، $\sum_i e_i$ معرف بار کل‌است. به‌ازاء $L=1$ ، $\sum_i e_i x_i$ معرف یک مؤلفه‌ازگشتاور دوقطبی الکتریکی سیستم است . اگرذرات علاوه بر بارالکتریکی ، حامل گشتاورهای مغناطیسی نیز باشند ،می‌توان توزیع آهنربایی‌را هم برحسب گشتاور مغناطیسی چندقطبی بسط داد .

وقتی بارها نوسان می‌کنند، هرگشتاورچندقطبی یک طیف میدان مغناطیسی و الکتریکی خاص خود را گسیل می‌دارد (به‌جزگشتاورمربوط به $L = 0$). میدانهای گسیل شده‌را می‌توان اولا" برحسب مرتبهٔ گشتاور گسیلنده و ثانیا" برحسب اثر عمل پاریته گروه‌بندی کرد. بنا به‌قرارداد، معمولا" از " **تشعشع چندقطبی مغناطیسی و الکتریکی** " صحبت می‌کنیم، هرچند که عموما" رابطهٔ ساده‌ای با میدانهای چندقطبی ایستا وجود ندارد. مثلا" تشعشع دو قطبی الکتریکی، که توسط رابطهٔ (۴–۴۸) مشخص می‌شود، یک میدان الکتریکی گسیل می‌کند که تحت عمل پاریته تغییرعلامت می‌دهد، در حالی‌که تشعشع دوقطبی مغناطیسی‌که، مثلا" به وسیله‌یک جریان حلقوی نوسان‌کننده‌تولیدمی‌شود، تغییرعلامت نمی‌دهد (شکل ۴–۵را ملاحظه کنید.[۱۲]

اگرچه در یک مساله تشعشع کلاسیک، ویژگی پاریته دارای اهمیت خاصی نیست، ولی درواپاشی گامایی بین حالتهای هسته‌ای از اهمیت شایان توجهی برخوردار است. در واقع، اگر تشعشع چندقطبی خاص، بین حالت اولیه i و حالت نهایی f، تغییر پاریته π_r راتولید کند، پایستگی پاریته‌ایجاب می‌کندکه

$$\pi_i = \pi_f \pi_r \qquad (۶۰ - ۴)$$

به‌طورتجربی دریافته‌اندکه درواپاشیهای الکترومغناطیسی این قاعدهٔ گزینش با دقت بسیار زیاد پیروی می‌شود.

با محاسبات مکانیک کوانتومی[۱۳] دریافته‌اند که هر گشتاور چندقطبی از مرتبهٔ L_r تشعشعی تولید می‌کند که حامل تکانهٔ زاویه‌ای $\mathbf{L}_r\hbar$ است، به‌طوری که پایستگی گشتاورزاویه‌ای ایجاب می‌کند که

$$\mathbf{I}_i = \mathbf{I}_f + \mathbf{L}_r \qquad (۶۱ - ۴)$$

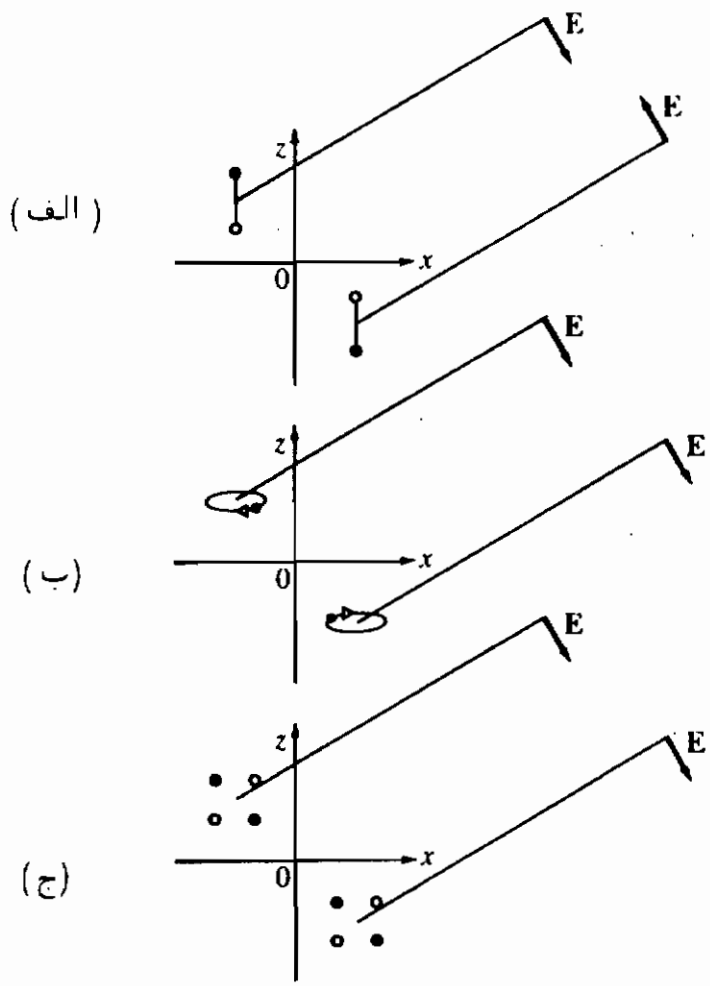
تغییر پاریته π_r مستقیما" به L_r بستگی دارد، و

$$\begin{aligned} &\text{– برای تشعشع دوقطبی الکتریکی، } \pi_r = (-1)^{L_r} \\ &\text{– برای تشعشع دوقطبی مغناطیسی، } \pi_r = -(-1)^{L_r} \end{aligned} \qquad (۶۲ - ۴)$$

در جدول (۴–۱) طبقه‌بندی چندنوع تشعشع متداول آورده شده است. ملاحظه می‌کنیم که تشعشع موردبحث در بخش (۴–۴ ج) تشعشع $E1$ است.

۱۲– شکل (۴–۵) فقط طرحوار است. برای اطلاع بیشتر ر.ک De Benedetti ۱۹۶۴، بخش ۱–۱۵.

۱۳ – Blatt and Weisskopf, 1952, chap. 12, sec. 2.



شکل ۴–۵: اثر عمل باریته بر میدان الکتریکی E که طبق نظریه کلاسیک توسط الف) یک دوقطبی الکتریکی. ب) یک دوقطبی مغناطیسی. ج) یک چهارقطبی الکتریکی، گسیل می‌شود[۱۴].

۱۴ — Burcham, 1963.

جدول ۴–۱ :طبقه‌بندی تشعشع گاما

نام	علامت اختصاری	L_γ	π_γ
دوقطبی الکتریکی	$E1$	1	−1
دوقطبی مغناطیسی	$M1$	1	+1
چهارقطبی الکتریکی	$E2$	2	+1
چهارقطبی مغناطیسی	$M2$	2	−1
هشت قطبی الکتریکی	$E3$	3	−1

اگر چه ممکن است این طبقه‌بندی پیچیده به‌نظر برسد ، اما با توجه به‌اینکه عملا" در یک گذار معین معمولا" یک یا حداکثر دوتشعشع چندقطبی حائز اهمیت است ،این مطلب بسیار ساده می‌شود ؛ علت این است که در عبارت مربوط به‌احتمال گذار گاما ،یعنی

$$\lambda_\gamma = \lambda_\gamma(E1) + \lambda_\gamma(M1) + \lambda_\gamma(E2) + \cdots \qquad (۴-۶۳)$$

بعضی از جمله‌ها توسط قواعد گزینش(۴–۶۰) حذف می‌شوند ، و برای‌بقیه ، ثابت واپاشی چندقطبی از کمترین مرتبه،معمولا" با ضریبی حدود 10^{2} تا 10^{4}،از تمام چندقطبیهای دیگر بیشتر است . در جدول (۴–۲) قواعد گزینش(۴–۶۱) و (۴–۶۲) را در مورد بعضی‌مثالهای خاص به‌کار برده‌ایم .

جدول ۴–۲ : مثالهایی از واپاشیهای گاما

حالت اولیه	حالت نهایی	مد واپاشی برتر
2^+	0^+	$E2^\ddagger$
1^+	0^+	$M1^\ddagger$
$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}^+$	$E1^\ddagger$
2^+	2^+	$M1$
$\frac{9}{2}^+$	$\frac{1}{2}^-$	$M4$
0^+	0^+	بدون واپاشی گامایی

† گشتاور زاویه‌ای کل و پاریته هر حالت داده شده‌است .

‡ تنها مد واپاشی ممکن برای این گذار

پیش‌بینی‌های نظری ثابتهای واپاشی فقط تقریبی هستند ،زیرا توابع موج‌هسته‌ای‌که وارد عناصر ماتریس انتقال می‌شوند ،نظیر (۴–۵۶) ،فقط به‌طور تقریبی معلومند .برای یک گذار تک ــ پروتونی که در آن حالت نهایی یک حالت s است ،وایسکوف[۱۵] تخمین زده‌است که برای هسته‌ای به‌شعاع R ، داریم

$$\lambda_\gamma(EL_\tau) \approx S\frac{e^2}{\hbar\lambda\!\!\!^{-}_\tau}\left(\frac{R}{\lambda\!\!\!^{-}_\tau}\right)^{2L_\tau} \qquad (۶۴-۴)$$

و

$$\lambda_\gamma(ML_\tau) \approx 10\left(\frac{\hbar}{M_p cR}\right)^2\lambda_\gamma(EL_\tau) \qquad (۶۵-۴)$$

که در آن S یک ضریب آماری و M_p جرم پروتون است .

$$S = \frac{2(L_\tau+1)}{L_\tau[1\times 3\times 5\cdots(2L_\tau+1)]^2}\left(\frac{3}{L_\tau+3}\right)^2 \qquad (۶۶-۴)$$

$\lambda\!\!\!^{-}_\tau$ طول موج تشعشع الکترونغناطیسی تقسیم بر 2π است . از رابطهٔ (۲–۲) ، داریم

$$\lambda\!\!\!^{-}_\tau(\text{in F}) = \frac{197}{E_\tau\,(\text{in Mev})} \qquad (۶۷-۴)$$

بنابراین ،مقادیر نوعی $R/\lambda\!\!\!^{-}_\tau$ تقریبا" برابر $\frac{۱}{۴۰}$ است $(R = 5\text{ F}, E_\tau = 1\text{ Mev})$ به‌طوری‌که، حتی بدون ضریب S ،چندقطبی‌هائی‌که به‌اندازه یک واحد در مرتبه‌شان باهم اختلاف دارند با ضریب $۱۰^{-۳}$ در آهنگ واپاشی با یکدیگر فرق می‌کنند . علاوه براین ، S برای هر مرتبه،با ضریبی حدود $۱۰^{-۲}$ کاهش می‌یابد[۱۶] ؛ با فرض $R = 1.2A^{\frac{1}{3}}\text{ F}$

$$\lambda_\gamma(ML_\tau) \approx 0.3A^{-\frac{2}{3}}\lambda_\gamma(EL_\tau) \qquad (۶۸-۴)$$

به‌طوری که تشعشع چندقطبی مغناطیسی کم احتمالتر از تشعشع چندقطبی الکتریکی از همان مرتبه است . معذالک توجه کنید که چون پاریته آنها برطبق رابطه (۴–۶۲) با یکدیگر فرق دارد ،هرگز هردو باهم نمی‌توانند اتفاق بیفتند .

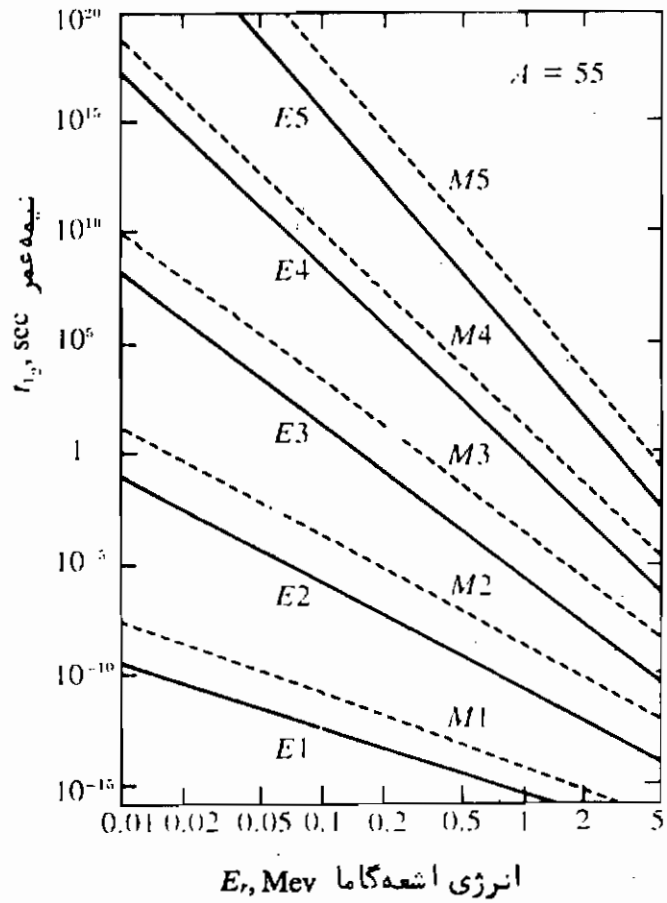
---

۱۵ — Blatt and Weisskopf, 1952, p. 627.

۱۶ — R. D. Evans, 1955, p. 214.

شکل (۴ ــ ۶) نتایج روابط (۴ــ۶۴) و (۴ــ۶۵) را برای هسته‌ای با $A = ۵۵$ نشان می‌دهد. در واقع برای $L_\gamma = 1$، رابطهٔ (۴ــ۶۴) عملاً" همان نتیجه‌ای را می‌دهد کـــه از برآورد نیمه کلاسیک (۴ــ۵۳) به‌دست می‌آید. همچنین می‌توان روابط (۴ــ۶۴) و (۴ــ۶۵) را جهت برآورد پهناهای واپاشی گاما (بخش۴ــ۳) به‌کار برد. با Γ_γ برحسب ev و E_γ بر حسبMevداریم

$$\begin{aligned}
\Gamma_\gamma(E1) &= 0.068E_\gamma^3A^{\frac{2}{3}} \\
\Gamma_\gamma(M1) &= 0.021E_\gamma^3 \\
\Gamma_\gamma(E2) &= 4.9\times10^{-8}E_\gamma^5A^{\frac{4}{3}} \\
\Gamma_\gamma(M2) &= 1.5\times10^{-8}E_\gamma^5A^{\frac{4}{3}} \\
\Gamma_\gamma(E3) &= 2.3\times10^{-14}E_\gamma^7A^2
\end{aligned} \qquad (۴-۶۹)$$



شکل ۴ــ۶: نیمه‌عمر برای گسیل چند قطبی پرتوگاما برطبق تخمین (۴ــ۶۴) و (۴ــ۶۵) وایسکوف برای هسته‌های با $A = ۵۵$ *

* A. H. Wapstra, G. J. Nijgh, and R. Van Lieshout, "Nuclear Spectroscopy Tables," North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1959, as adapted by Burcham, 1963.

در شکلهای (۴–۷)و (۴–۸) برخی طول‌عمرهای متوسط تجربی τ را با برآوردهای وایسکوف (۴–۶۴) و (۴–۶۵) مقایسه کرده‌ایم . در اغلب موارد عمر متوسط بیش از مقدار برآوردشده است[۱۷] .یک گروه استثنایی توسط گذارهای $E2$ ،که در نواحی اعداد نوکلئونی بین لایه‌های بسته بطور قابل ملاحظه‌ای سریعتر از مقادیر پیش بینی شده هستند ، تشکیل می‌شود . این مطلب را می‌توان براساس مدل تجمعی (بخش ۲–۵ د) درک‌کرد،زیرا هسته‌های نوسان‌کننده و چرخنده باعث یک حرکت همدوس از چندین نوکلئون می‌شوند . بنابر این، باید در ثابت واپاشی (۴–۶۴) به‌جای e^2 مقدار $(ne)^2$را وارد کنیم ،که در آن n تعداد موثر نوکلئونهایی است که به‌طور همدوس حرکت می‌کنند . همچنین راههای دیگری نیز برای‌بیان اثر همدوسی وجود دارد ،بخصوص ثابت واپاشی $E2$ ی یک هستهٔ تغییرشکل یافته را می‌توان به‌گشتاور چهارقطبی الکتریکی ایستای آن مربوط کرد .

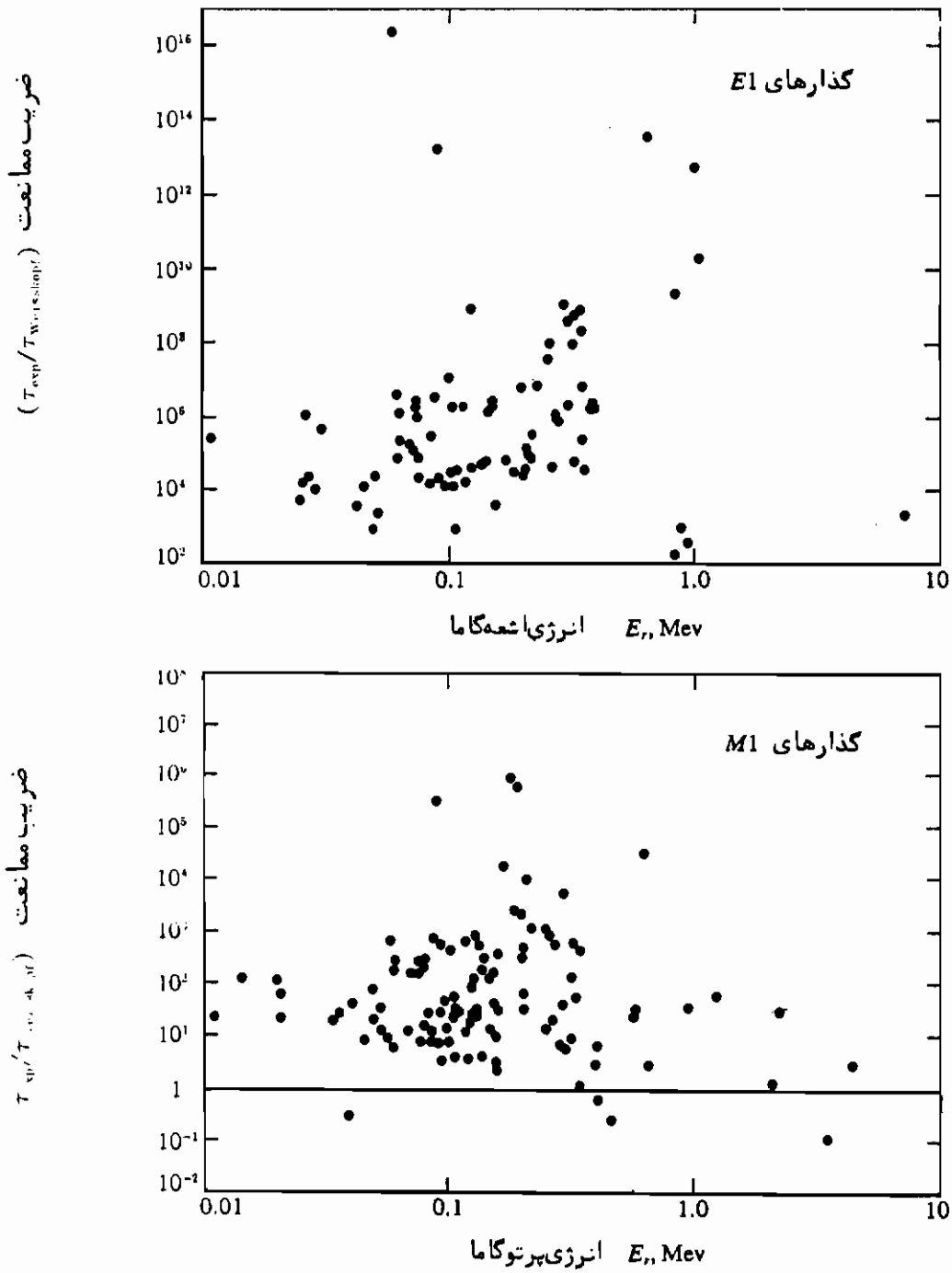
۴–۴ هـ) تبدیل داخلی

وقتی یک یا چند نوکلئون در هسته خود را در اثنای گذاری از یک حالت اولیه به حالت نهایی جابجا می‌کنند ، میدانهای الکتریکی‌ومغناطیسی‌برای مدت زمان بسیار کوتاهی آفریده می‌شوند و می‌توانند فرایند دیگری موسوم به تبدیل داخلی ایجاد کنند . در این حالت انرژی هسته‌ای $(E_i - E_f)$مستقیما"به یک الکترون اتمی منتقل می‌شود و آنرا با انرژی جنبشی .

$$T_e = E_i - E_f - E_B \qquad (۴-۷۰)$$

بیرون می‌اندازد ، که در آن E_B انرژی بستگی الکترون در لایه اتمی است که الکترون ازآن بیرون انداخته شده است . (از انرژی پس زنی اتم در این رابطه صرفنظر شده است) . اگر چه معادلهٔ (۴–۷۰)شبیه معادلهٔ (۳–۴۹)از اثرفوتوالکتریک خارجی است ،ولی تبدیل‌داخلی یک اثر فوتوالکتریک داخلی نیست ،بلکه فرایند دیگری است که بوسیله آن هسته می‌تواند علاوه بر گسیل گاما انرژی برانگیختگی خود را آزاد کند . علت این امر آن است که تبدیل داخلی توسط میدان‌کولنی (وابسته بهزمان) تولیدمی‌شودکه دارای یک راستای‌شعاعی است .

۱۷–این را با ضریب ممانعت ، که در شکل (۴–۷) برای گذارهای $E1$ و $M1$ نشان داده شده است ، بیان می‌کنند . ضریب ممانعت عبارتست از نسبت $\frac{\text{تجربی}\,\tau}{\text{وایسکوف}\,\tau}$ که در آن τ عمر متوسط واپاشی گاما $(= 1/\lambda_\gamma)$ است .

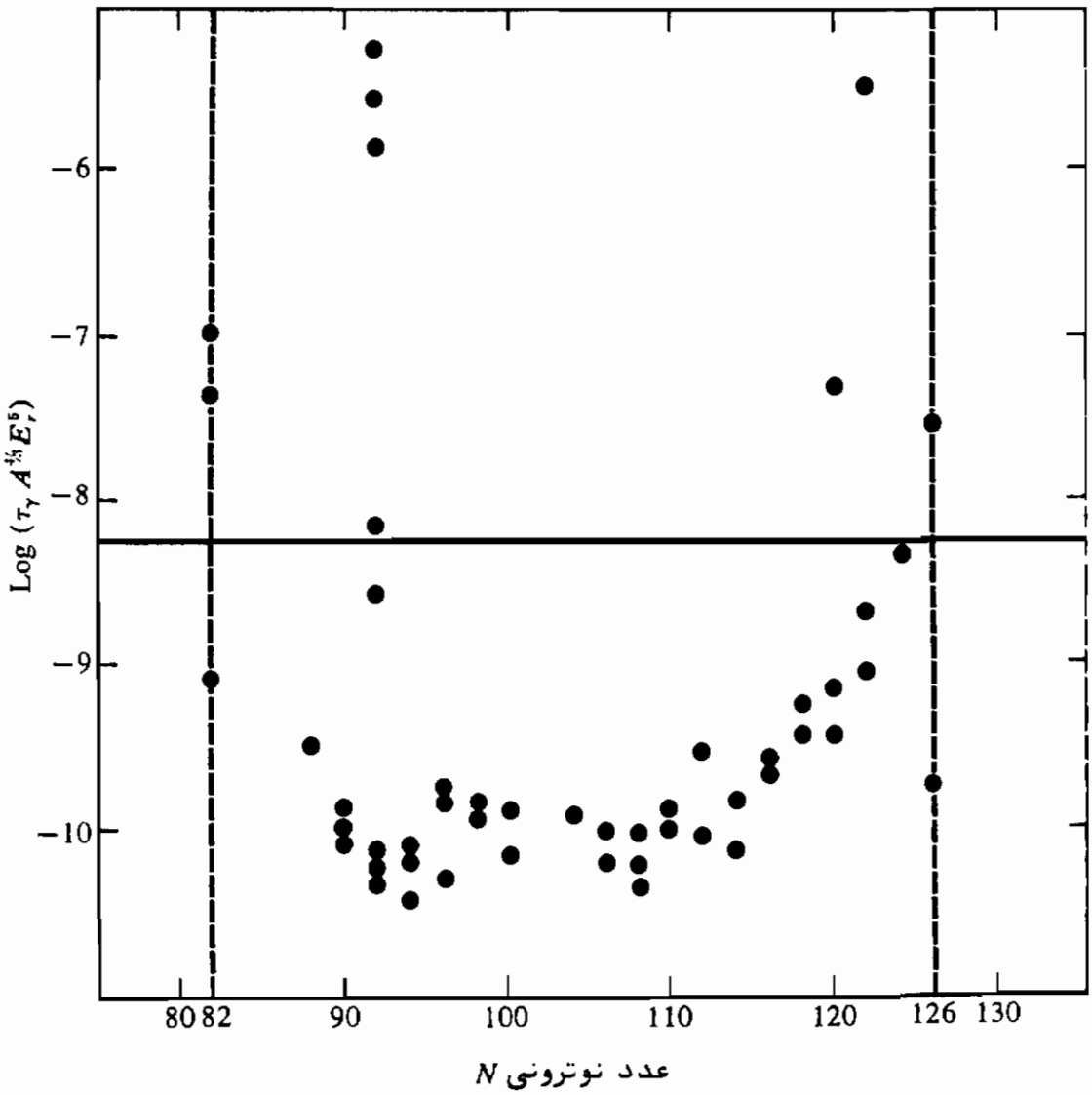


شکل۴–۷ مقایسهٔ طول عمرهای متوسط تجربی برای واپاشی گاما با برآوردهای وایسکوف [معادلات ۴۰–۶۴ و ۴–۶۵] برحسب انرژی پرتوگاما . نسبت نیمه عمرها را ضریب ممانعت می‌نامند . منحنی بالائی برای گذارهای $E1$ و منحنی پائینی برای گذارهای $M1$ است[۱۸] .

۱۸ – N. B. Gove, Beta and Gamma Transition Probabilities, in N. B. Gove and R. L. Robinson, (eds.), "Nuclear Spin and Parity Assignments," Academic Press Inc., New York, 1966.

گسیل گاما ناشی از میدانهای الکتریکی و مغناطیسی **عرضی** است. مولفه‌های میدان متفاوتی در دوفرایند وارد می‌شود و از این‌رو فرایندها مستقل از یکدیگرند. پس ثابت واپاشی کل برای برانگیختگی حالت عبارت است از

$$\lambda_{tot} = \lambda_\gamma + \lambda_e \qquad (۷۱-۴)$$



شکل۴–۸: عمر متوسط کاهش یافته پرتوگاما برای گذارهای چهارقطبی الکتریکی برحسب عدد نوترونی؛ برآورد وایسکوف (۴–۶۴) مربوط به خط افقی نشان داده شده است[۱۹].

۱۹ – W. M. Currie, "*E*2 Mean-Lives in Even-Even Nuclei," Nuclear Data Sheets, vol. 5, set 2, 1962.

که در آن λ_e احتمال واپاشی توسط تبدیل داخلی است و λ_γ در قسمتهای گذشته برآورد شده است. بسته به منشاء الکترون‌های بیرون‌انداخته شده، λ_e را می‌توان به‌احتمال واپاشی برای گسیل K، L، M، ... تجزیه کرد

$$\lambda_e = \lambda_K + \lambda_L + \lambda_M + \cdots \qquad (۷۲-۴)$$

از لحاظ تجربی، این فرایندها را می‌توان براساس انرژیهای متفاوت الکترونهای گسیل‌شده از یکدیگر تمیز داد.

اگرچه محاسبات ثابت واپاشی مطلق λ_e، با اشکالاتی مشابه با اشکالات محاسبهٔ ثابت واپاشی گامای λ_γ مواجه است ولی نسبت

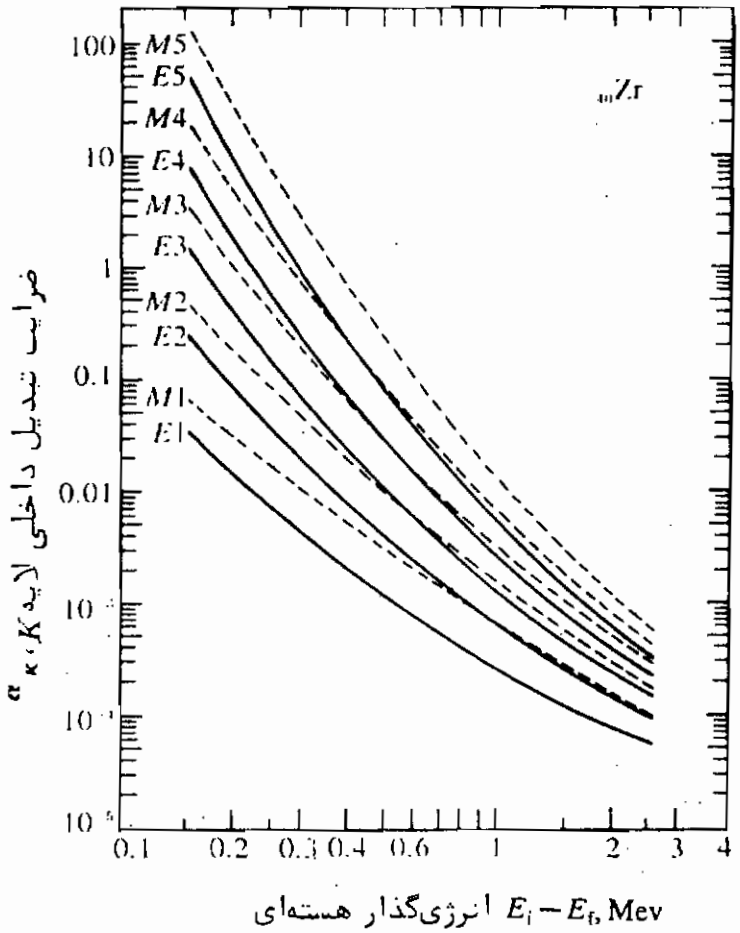
$$\frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} = \alpha \qquad (۷۳-۴)$$

را، که **ضریب تبدیل** نامیده می‌شود، می‌توان با تقریب چند درصد محاسبه کرد. اهمیت تبدیل داخلی در مطالعات مربوط به‌ساختار هسته در این واقعیت نهفته است که به‌ازاء یک اختلاف انرژی مفروض ($E_i - E_f$) و عدد اتمی Z هسته واپاشنده، ضریب تبدیل محسوساً به‌نوع و مرتبهٔ قطبیت گذار الکترومغناطیسی متناظر بستگی دارد. این ضریب تابعی صعودی نسبت به L_γ و Z و تابعی نزولی از ($E_i - E_f$) است. مقادیر نوعی یک ضریب تبدیل K یعنی $\alpha_K = \lambda_K/\lambda_\gamma$ در شکل (۴-۹) نشان داده شده است.

اگرچه واپاشی گاما بین دوحالت هسته‌ای با اسپینها و پاریته‌های 0^+ مطلقاً ممنوع است، معذالک واپاشی توسط تبدیل داخلی می‌تواند رخ دهد. گذارهایی از نوع $0^+ \to 0^-$ فقط می‌توانند با گسیل دو فوتون رخ بدهند، مع‌دالک هنوز آشکار نشده‌اند.

تبدیل داخلی همیشه با یک فرایند ثانوی همراه است، زیرا در اثر آن اتم به یک حالت برانگیخته با انرژی E_B در می‌آید. این انرژی توسط پرتوهای x یا الکترونهای اوژه (بحث ۴-۳ را ملاحظه کنید) آزاد می‌شود.

برای انرژیهای گذار $E_i - E_f \geq 2m_0c^2$، که در آن m_0 جرم سکون الکترون است، واپاشی می‌تواند باایجاد یک زوج الکترون ـ پوزیترون نیز رخ بدهد. مانند تبدیل داخلی، این تولید زوج داخلی نیز یک مد واپاشی اضافی است که شامل انتقال مستقیم انرژی واپاشی به‌الکترونهای مجازی باانرژی منفی است (ر.ک شکل ۲-۲۳). احتمال این فرایند در مقایسه با واپاشی گاما تقریباً 10^{-3} است. در مورد گذارهای $0^+ \to 0^+$، اگر انرژی واپاشی به‌قدر کافی زیاد باشد، این فرایندها می‌توانند برتبدیل داخلی برتری داشته باشند.



شکل۴–۹: ضریب تبدیل داخلی لایهٔ K برای $Z = 40$ برحسب انرژی‌گذار[۲۰].

۴–۴ و) اطلاعاتی از ساختار هسته با استفاده از واپاشی گامایی

مطالعه‌ای واپاشی گامایی مفید بودن مدلهای هسته‌ای را تائید می‌کند. بخصوص، مدل لایه‌ای تک‌ذره‌ای راهنمای خوبی برای درک احتمال واپاشی است. چون واپاشی را رویهم افتادگی فضایی توابع موج اولیه و نهایی تعیین می‌کنند [ر.ک مثلاً" عبارت (۴–۵۶)]. جزئیات دقیق از توابع موج ظاهر می‌شوند. در حال حاضر، تمام این جزئیات روش نیست و اساس تحقیقات آینده را تشکیل می‌دهد. در موارد معدود، از هسته‌هایی که یک نوکلئون از هسته‌های مرموز مضاعف کمتر دارند، این امکان وجود داشته است که ثابتهای واپاشی تجربی را با استفاده از نظریه‌های موجود به‌دست آورند. همچنین، برای هسته‌های نسبتاً شکل‌یافتهٔ دائمی، احتمال واپاشی بین حالتهای دورانی (بحث ۲–۵ د) بخوبی شناخته شده است.

---

۲۰ — Evans, 1955.

٤ـ٥ واپاشی آلفایی :

پرتوزایی آلفا برای مدت زمانی طولانی مورد بررسی قرار گرفته است زیرا مواد پرتوزای طبیعی که منجر به کشف پرتوزایی شدند (بکرل، ۱۸۹۶) گسیلنده‌های آلفا بودند (کوری، راترفورد). از نقطه نظر ساختار هسته‌ای، واپاشی آلفا معرف واپاشی ذره از یک تراز هسته‌ای مجازی است (شکل ۲ـ۲۹) و می‌تواند به‌عنوان نمونه‌ای از این پدیده مورد بررسی قرار گیرد. در مطالعهٔ واکنشهای هسته‌ای (بخش ۵ ـ ۵) باردیگر با این نوع واپاشی سروکار خواهیم داشت.

همانطور که ذیلا" بطور مفصل اثبات خواهیم کرد، اغلب ویژه هسته‌های با $A > ۱۵۰$ نسبت به واپاشی آلفا ناپایدارند. برای ویژه هسته‌های سبکتر، احتمال واپاشی آلفا بسیار کم است. با کاهش انرژی واپاشی، ثابت واپاشی بطور نمایی کاهش می‌یابد و نزدیک $A=۱۵۰$، انرژی واپاشی عملا" صفر است (شکل ۴ـ۱۱) ویژه هسته‌های نزدیک $N=۸۲$ مستثنی هستند زیرا آثار لایه‌ای ایجاد انرژی واپاشی اضافی می‌کنند.

در اطلاعات تجربی پیرامون واپاشی آلفا، چند روند منظم مشهود است اولا" ، وابستگی انرژی واپاشی به A (یا Z یا N) عادی است مگر در نزدیکی اعداد مرموز. این روند منطبق بر فرمول نیمه‌تجربی جرم است[۲۱] (بخش ۲ـ۴). ثانیا"، برای ویژه هسته‌های با Z مفروض و بویژه برای هسته‌های زوج ـ زوج، نیمه عمر یک تابع هموار از انرژی واپاشی است. این رابطه، سازوکار واپاشی را منعکس می‌کند. ثالثا" ، طیفهای انرژی ذرات آلفا اطلاعاتی در بارهٔ طرح ترازهای هسته‌های مادر یا دختر به‌دست می‌دهند.

۴ ـ ۵ الف) سینماتیک واپاشی آلفایی

اگر هستهٔ مادر P دارای جرم هسته‌ای M'_P و هستهٔ دختر D دارای جرم هسته‌ای M'_D باشد، پایستگی انرژی و تکانه ایجاب می‌کند (شکل ۴ـ۱۰ را ملاحظه کنید)

$$M'_P c^2 = M'_D c^2 + T_D + M'_\alpha c^2 + T_\alpha \qquad (۷۴-۴)$$

$$0 = \mathbf{p}_D + \mathbf{p}_\alpha \qquad (۷۵-۴)$$

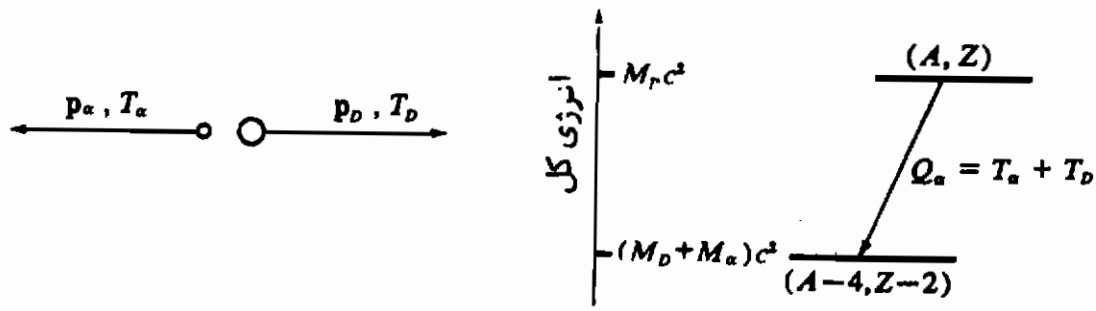
۲۱ـ ر. ک مسائل ۴ـ۱۴ و ۴ـ۱۵

که در آن

M'_a = جرم هسته‌ای ذرهٔ آلفا .

T_a, p_a = انرژی جنبشی و تکانهٔ ذرهٔ آلفا .

T_D, p_D = انرژی جنبشی پس زنی و تکانهٔ هستهٔ دختر .



(ب) (الف)

شکل۴ـ۱۰ : واپاشی آلفایی یک هسته . الف) نمودار انرژی . ب) نمودار تکانه

چون معمولاً" در جدولها جرمهای اتمی به‌جای جرمهای هسته‌ای مندرج است ، بهتر است جرمهای الکترونهای اتمی و انرژیهای بستگی آنها را به‌دوطرف معادلهٔ (۴ـ۷۴) اضافه کنیم

$$M_P c^2 = (M_D + M_\alpha)c^2 + T_D + T_\alpha \qquad (۴-۷۶)$$

بنا به‌تعریف،"انرژی واپاشی" Q_α برابر است با مجموع انرژیهای جنبشی :

$$Q_\alpha = T_D + T_\alpha \qquad (۴-۷۷)$$

از معادلهٔ (۴ـ۷۶) نتیجه می‌شود که Q_α همچنین برابر است با اختلاف بین جرمهای اولیه و نهایی

$$Q_\alpha = [M_P - (M_D + M_\alpha)]c^2 \qquad (۴-۷۸)$$

ویژگی این واپاشی ، و نیز واکنشهای هسته‌ای ، این است که مقادیر Q را می‌توان توسط طیف نمایی ذرات ، یعنی اندازه‌گیریهای انرژی جنبشی ، یا توسط طیف‌سنجی جرم به‌دست‌آورد . از اینرو هویت مقادیر اندازه‌گیری شده Q، پایستگی و هم‌ارز بودن جرم ـ انرژی، که معادله (۴ـ۷۶) مبتنی برآن است ، را نشان می‌دهد .

انرژیهای جنبشی T_D و T_α کم هستند به‌طوری که می‌توان عبارتهای غیرنسبیتی را برای محاسبهٔ آنها به‌کار برد.

$$T_D = \frac{p_D^2}{2M_D}$$
$$= \frac{p_\alpha^2}{2M_D}$$
$$= \frac{M_\alpha}{M_D} T_\alpha \qquad (۷۹-۴)$$

انرژی جنبشی پس زنی T_D ، برخلاف آنچه که درواپاشی‌گامایی‌دیدیم ، قابل چشم پوشی نیست . با جایگزاری معادلهٔ (۴–۷۹) در (۴–۷۷) داریم

$$Q_\alpha = \frac{M_D + M_\alpha}{M_D} T_\alpha$$
$$\approx \frac{A}{A-4} T_\alpha \qquad (۸۰-۴)$$

که A عدد جرمی هستهٔ مادر است . انرژی جنبشی ذره آلفا T_α همیشه کمتر از انرژی واپاشی Q_α است .

از نکات فوق روشن است که واپاشی آلفایی نمی‌تواند رخ دهد مگر اینکه Q_α مثبت باشد . با توجه به معادلهٔ (۲–۱۱۹) و تعریف مربوط به انرژی جدایی آلفا (S_α) از معادلهٔ (۴–۷۸) ملاحظه می‌کنیم که

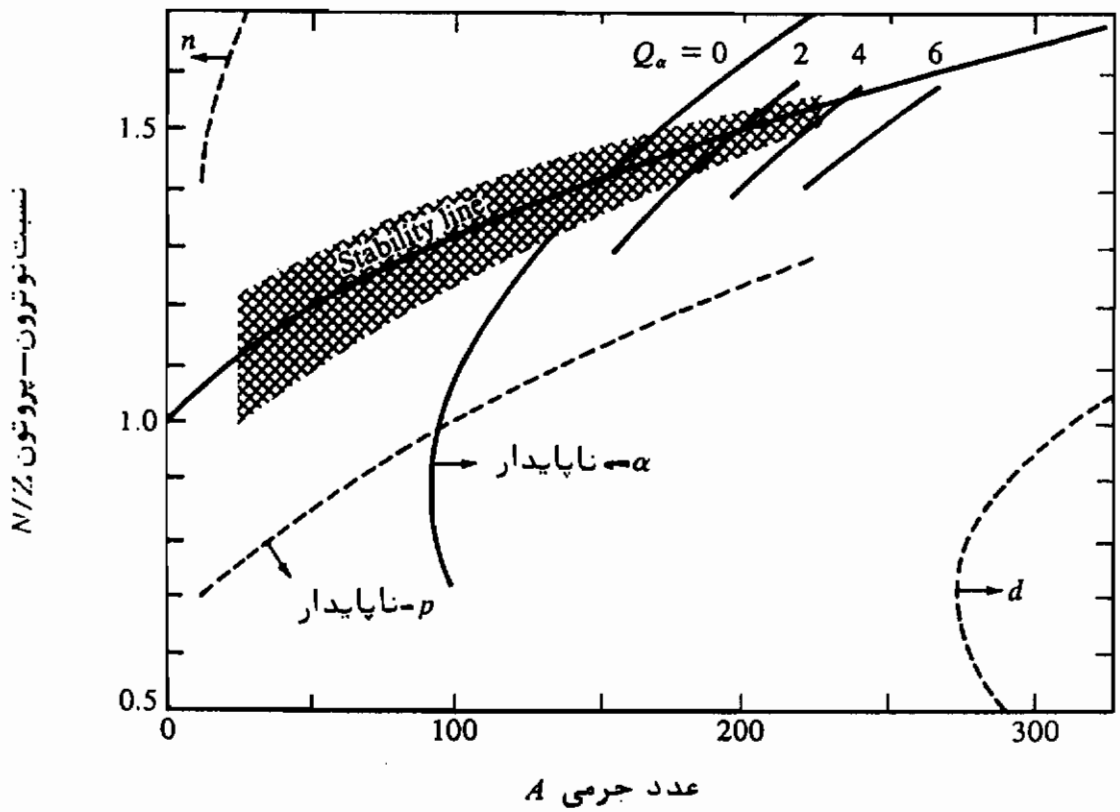
$$Q_\alpha = -S_\alpha \qquad (۸۱-۴)$$

از اینرو می‌توان Q_α را به انرژیهای بستگی کل هسته‌ها توسط معادلهٔ (۲–۱۲۱) مربوط ساخت.

$$Q_\alpha = B_{\text{tot}(D)}(A-4, Z-2) + B_{\text{tot}(\alpha)}(4,2) - B_{\text{tot}(P)}(A,Z) \qquad (۸۲-۴)$$

با جاگذاری معادلهٔ نیمه تجربی انرژی بستگی (۲–۱۲۷) ، نواحی ناپایدار نسبت به گسیل آلفا که در شکل (۴–۱۱) نشان داده شده است ، مشخص می‌شود . برای هسته‌های پایدار ، $Q_\alpha > 0$ در صورتی مثبت می‌شود که $A > 150$ باشد . منحنی‌های نشان داده شده ، آثار لایه‌ای را دربرندارند ، معذالک از معادلهٔ (۴–۸۲) ملاحظه می‌شود که وقتی هستهٔ دختر ($A-4$ و $Z-2$) مرموز است ، یعنی ، انرژی بستگی زیادی دارد ، انرژی واپاشی آلفایی مخصوصا" زیاد است . بالعکس ، هرگاه هستهٔ مادر مرموز باشد ، انرژی واپاشی مخصوصا" پایین است . این موضوع را در شکل ۴–۱۲ به نحو بارزی نمایش داده‌ایم . مثلا" به ازاء $N_D = 126$ مقدار Q_α زیاد و

به‌ازاء $N_P = 126$ مقدار Q_α کم است. همچنین برای $Z_D = 82$ ، مقدار Q_α زیاد است، برای $Z_D = 82$ ، مقدار Q_α منفی است واپاشی آلفایی وجود ندارد[۲۲]. همچنین در ناحیهٔ خاکیهای کمیاب، به‌علت این آثار لایه‌ای، برای ویژه‌هسته‌های با $N_D \geq 82$ واپاشی آلفایی دیده می‌شود.



شکل۴–۱۱: محدوده‌های پایداری پیش‌بینی‌شده توسط فرمول نیمه تجربی جرم. برای مقادیر مختلف Q_α (برحسب Mev)، محدوده‌های پایداری نشان داده شده‌است. ناحیهٔ هسته‌های زوج–زوج که نسبت به‌گسیل بتا پایدار است را توسط هاشورهای متقاطع نشان داده‌ایم. محدوده‌های پایداری برای گسیل n, p و d (به‌ترتیب، توسط هسته‌های با N فرد، با Z فرد، و فرد–فرد) نیز داده شده‌اند[۲۳].

۲۲– مقادیر منفی Q_α در شکل (۴–۱۲)، که فقط شامل انرژیهای مشاهده شدهٔ واپاشی است، نشان داده نشده‌اند.

۲۳– G. C. Hanna, Alpha Radioactivity, in E. Segrè, (ed.), "Experimental Nuclear Physics," vol 3, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1959.

با مراجعهٔ مجدد به‌شکل (۴–۱۱)، متذکر می‌شویم که تمام منحنی‌ها مربوط به‌حالتهای پایهٔ هسته‌های موردنظرند. حالتهای به‌قدرکافی "برانگیخته" هسته می‌توانند در هرناحیه‌ای از A و Z ذرات آلفا گسیل دارند، زیرا به‌ازای مقادیر به‌اندازه کافی بزرگ M_D طرف راست معادلهٔ (۴–۷۸) را می‌توان همیشه مثبت کرد.

شکل (۴ – ۱۱) همچنین نواحی ناپایدارنسبت به‌گسیل نوترون، پروتون و دوترون را، که توسط فرمول نیمه تجربی جرم پیش بینی شده است، نشان می‌دهد. ملاحظه می‌کنیم که حالتهای پایهٔ هسته‌های واقع در نزدیکی خط پایداری (بخش ۲–۴ ج)، در مقابل این‌مدهای واپاشی پایدار است. علت اینکه واپاشی آلفایی‌رخ می‌دهد بزرگی استثنایی مقدار $B_{tot(\alpha)}$ (= 28.3 Mev) است، که اجازه می‌دهد Q_α در معادلهٔ (۴–۸۲)، برای ناحیهٔ خاصی از Z و N در نزدیکی خط پایداری مثبت باشد.

۴ – ۵ ب) ثابت واپاشی در واپاشی آلفایی

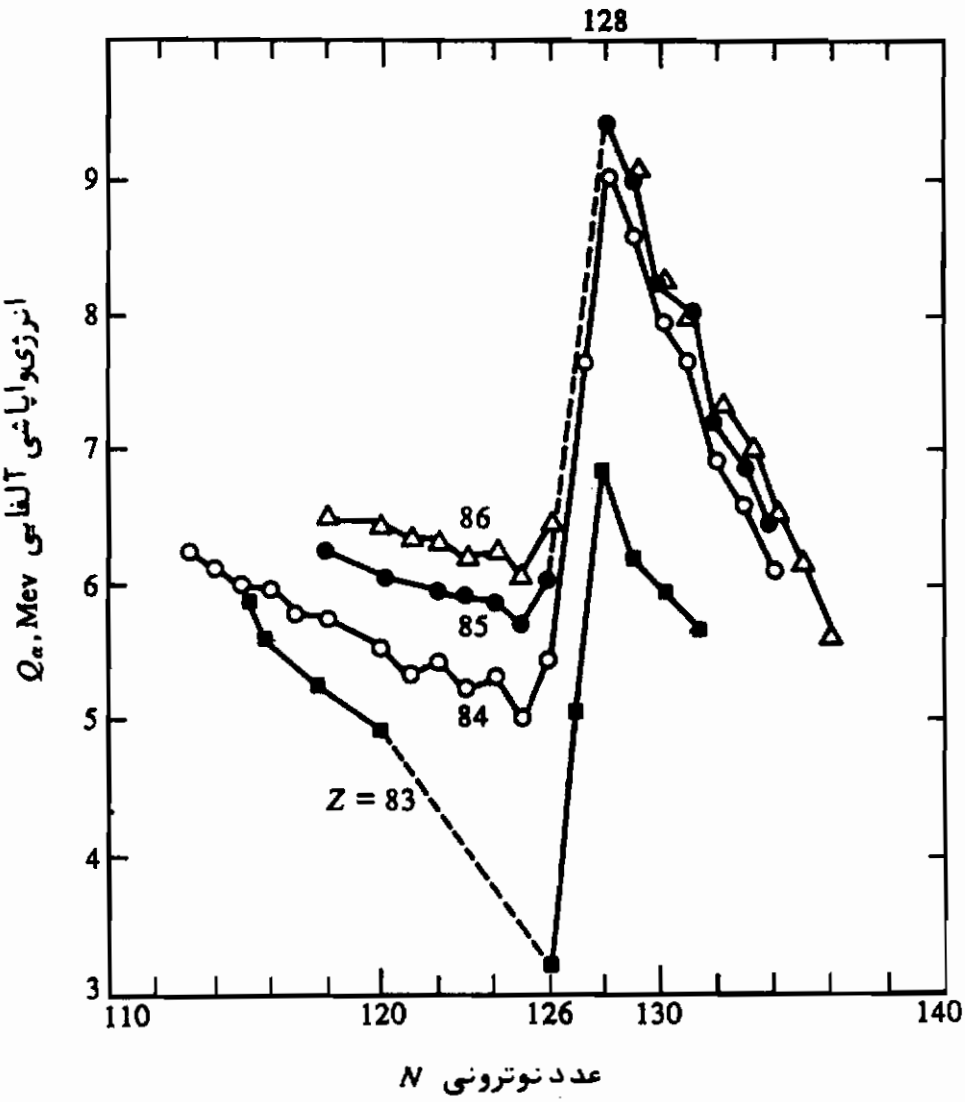
اولین‌شناسایی روندهای منظم درثابت واپاشی برای واپاشی آلفایی توسط گایکر و نوتال (۱۹۱۱) انجام پذیرفت. آنها رابطه‌ای خطی بین لگاریتم ثابت واپاشی ولگاریتم بردذرات آلفای حاصل از یک زنجیر واپاشی طبیعی مفروض، پیدا کردند. از آن هنگام تا کنون معلوم شده است که این رابطه، مبتنی بر سیستماتیک انرژی واپاشی و طول عمر است و فقط برای گسترهٔ محدودی از ویژه هسته‌ها معتبر است. آزمایشهای اخیر نشان می‌دهند که برای واپاشیهای حالت پایه بین ویژه هسته‌های زوج – زوج رابطه زیر، که ذیلاً" آنرا به‌دست خواهیم آورد، بر قرار است

$$\log t_{\frac{1}{2}} = a + \frac{b}{\sqrt{Q_\alpha}} \qquad (۴-۸۳)$$

a و b توابعی از Z هستند. اگر Q_α برحسب Mev و $t_{\frac{1}{2}}$ برحسب ثانیه باشد، داریم[۲۴].

$$\begin{aligned} a &\approx -1.61 Z_D^{\frac{1}{2}} - 21.4 \\ b &\approx 1.61 Z_D \end{aligned} \qquad (۴-۸۴)$$

۲۴– ر.ک Segrè، ۱۹۶۴، ص ۲۷۸

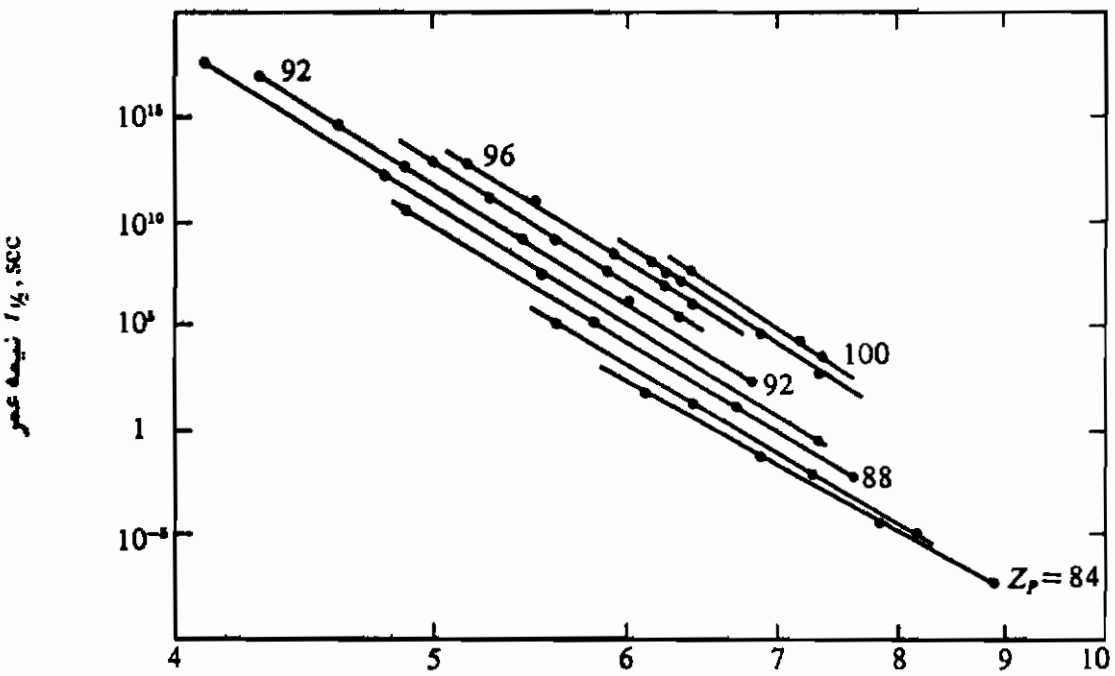


شکل ۴–۱۲ انرژیهای واپاشی آلفایی برحسب عدد نوترونی هستهٔ مادر به‌ازاء اعداد پروتونی مختلف[۲۵].

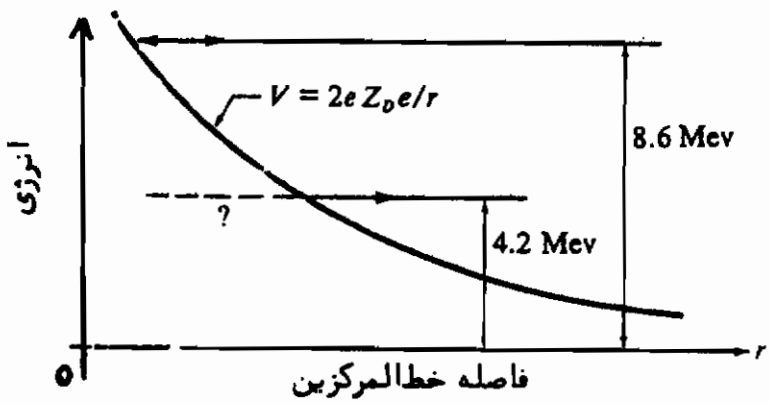
شکل (۴–۱۳) برطبق معادلهٔ (۴–۸۳) و از روی اطلاعات موجود رسم شده است. برای واپاشیهای به‌حالتهای برانگیخته یا برای واپاشیهای بین هسته‌های A-فرد (یا فرد ــ فرد)، معمولاً" نیمه‌عمرها بیشتر از نیمه‌عمر هسته‌های زوج ــ زوج مجاور با همان انرژی واپاشی‌است. ضریبی که نیمه‌عمر به‌آن اندازه بیشتر است را " **ضریب ممانعت** " می‌نامند. البته، هرنظریهٔ واپاشی‌آلفایی، ملزم به‌توضیح رابطهٔ (۴–۸۳) و ضرایب ممانعت است.

---

۲۵ – Segrè, 1964.



شکل۴–۱۳ : سیستماتیک نیمه‌عمر برحسب انرژی واپاشی برای هسته‌های سنگین زوج–زوج . داده‌ها برطبق معادله (۴–۸۳) رسم شده‌اند ، یعنی محور عرضها لگاریتمی است ، و محور طولها تغییرات $\sqrt{Q_\alpha}$ را مشخص می‌کند . نقاطی راکه به‌یک Z_p ی معین مربوطند با خطوط مستقیم به‌هم وصل کرده‌ایم[۲۶] .



شکل۴–۱۴ : سد کولنی برای $Z = 90$ یا ۹۲ . از نقطه نظر کلاسیکی نمی‌توان درک کرد چطور ذرات آلفای 4.2 Mev می‌توانند توسط $_{92}U^{238}$ گسیل شونده در حالی که ثابت شده است سد کولنی بیش از 8.6 Mev می‌باشد[۲۷] .

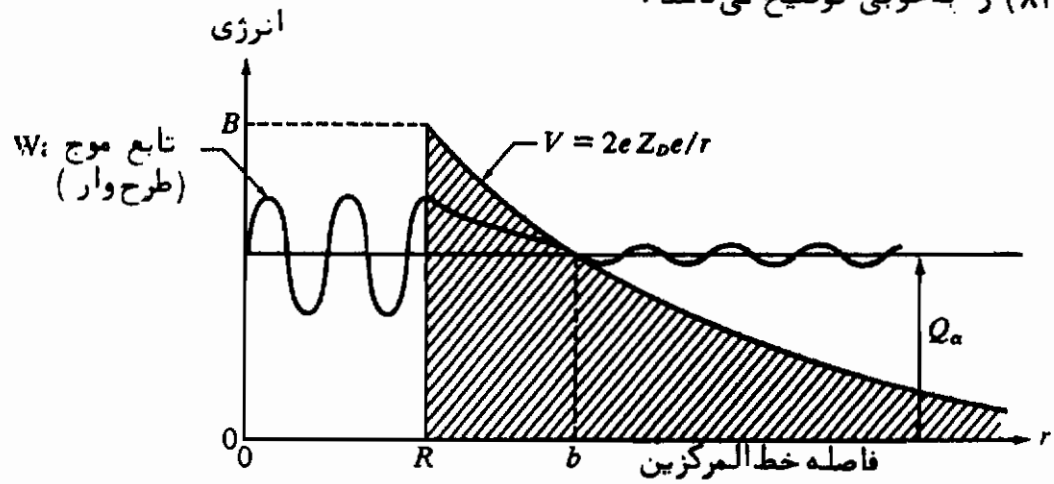
---

۲۶ — C. J. Gallagher and J. O. Rasmusson, *J. Inorg. Nucl. Chem.* 3: 333 (1957).

۲۷ — After Evans, 1955.

فیزیکدانهایی که سعی به‌توضیح گسیل آلفا،قبل از کشف مکانیک کوانتومی کردند، با مشکل زیر روبرو شدند.به‌عنوان مثال، معلوم شده بود که با آلفاهای8.6-Mev هیچ اشکالی در قانون پراکندگی ذرات آلفای راترفورد بر روی $_{92}U^{238}$ پیش نمی‌آمد. (ر.ک بخش ۱–۲ ب). از اینرو،تا فاصله معینی از هسته $_{92}U^{238}$،پتانسیلی که ذرات آلفا باآن مواجه می‌شوند، همان‌گونه که در شکل۴–۱۴ نشان داده شده است، پتانسیل خالص کولنی است. بااین همه، $_{92}U^{238}$ ذرات آلفای 4.2-Mev گسیل می‌دارد و ایجاد $_{90}Th^{234}$ می‌کند. از طرفی چون پتانسیل کولنی در U و Th چندان فرقی نمی‌کند،پس چگونه است که ذرات آلفا می‌توانند به‌بیرون هسته راه یابند،یعنی، **از روی** سد پتانسیلی که باید بیش از 8.6 Mev باشد عبور کنند؟

گاموف (۱۹۲۸) و گرنی و کندن (۱۹۲۸)،مستقلا" توانستند جواب این سئوال را با یک محاسبهٔ کوانتومی،که در زیر مورد بحث قرار خواهیم داده،پیدا کنند. آنها فرض کردند که ذرهٔ آلفاکه‌درهسته‌وجود دارد، توسط یک پتانسیل هسته‌ای به‌شکل‌تقریبی (۴–۱۵) محبوس شده باشد. برای نشان‌دادن اثر کولنی در داخل هسته،فرض می‌شود که پتانسیل در داخل‌هسته صفر باشد. عمق دقیق پتانسیل در داخل هسته تاثیر قابل ملاحظه‌ای بر نتیجه نهایی ندارد. هرچند که امروزه عقیده براین است که به‌احتمال قوی ذرات آلفا از قبل‌در داخل هسته وجود ندارند،بلکه در ناحیه سطحی تشکیل می‌شوند،نظریهٔ مذکور،معادلهٔ (۴–۸۳) را به‌خوبی توصیح می‌دهد.



شکل۴–۱۵ : سازرو کارواپاشی‌آلفایی‌برطبق‌نظریه گاموف و گرنی و کندن. ذرهٔ آلفا در داخل چاه پتانسیل حاصل از نیروهای کولنی و هسته‌ای وجود دارد. دامنهٔ تابع موج آن در داخل چاه زیاد است،ولی احتمال کمی هم وجوددارد که ذره از سد پتانسیل بگذرد[۲۸].

۲۸ — After Burcham, 1963.

از نقطه نظر نیمه کلاسیکی ، احتمال واپاشی در واحد زمان (λ_a) برابر است با حاصلضرب تعداد برخوردهائی که ذرهٔ آلفا با دیوارهٔ چاه‌پتانسیل محبوس‌کننده درواحد زمان انجام می‌دهد، در احتمال (P)ی نفوذ ذره از سد پتانسیل. با تقریب یک‌ضریب عددی کوچک، داریم

$$\lambda_a \approx \frac{v_{in}}{R} P \qquad (۸۵-۴)$$

که در آن v_{in} تندی ذرهٔ آلفا در داخل هسته است . در محدودهٔ کاربرد روش نیمه‌کلاسیک، تقریبهای مختلفی را می‌توان برای تخمین P به‌عمل آورد که ساده‌ترین آن معادلهٔ (۲-۱۰۶) است.

$$P \approx e^{-\gamma} \qquad (۸۶-۴)$$

که γ از رابطهٔ (۲-۱۰۸) به‌دست می‌آید . اگر ze بار ذرهٔ آلفا باشد ،فرمول عمومی زیر را برای کاربردهای بعدی در نظر می‌گیریم

$$\gamma = \frac{2}{\hbar}\int_R^b \left[2M_0\left(\frac{zZ_De^2}{r} - Q_a\right)\right]^{\frac{1}{2}} dr \qquad (۸۷-۴)$$

فاصلهٔ b در شکل (۴-۱۵) مشخص شده است . به‌علت آثار پس‌زنی ،جرم کاهش یافتهٔ ذرهٔ آلفا (M_0)در این معادله ظاهر می‌شود (بحث۲-۲ هـ)

$$M_0 = \frac{M_aM_D}{M_a + M_D} \qquad (۸۸-۴)$$

انتگرال معادلهٔ (۴-۸۷) را می‌توان مستقیماً" محاسبه کرد

$$\gamma = \frac{4zZ_De^2}{\hbar v}\left[(\cos^{-1}\sqrt{y}) - \sqrt{y}(1-y)^{\frac{1}{2}}\right] \qquad (۸۹-۴)$$

که در آن v سرعت نسبی ذرهٔ آلفا و هستهٔ دختر است . همچنین مطابق شکل داریم

$$y = R/b = Q_a/B \qquad (۹۰-۴)$$

آخرین تساوی را می‌توان از معادلات (۴-۹۱) و (۴-۹۲) ، در زیر ، نتیجه گرفت . ارتفاع سد کولنی B، مطابق شکل (۴-۱۵)، از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$B = \frac{zZ_De^2}{R} \qquad (۹۱-۴)$$

و متذکر می‌شویم که با توجه به‌تعریف" نقطه برگشت " b (ر.ک شکلهای ۲–۶ و ۴–۱۵)

$$Q_\alpha = \frac{1}{2}M_0v^2 = \frac{zZ_De^2}{b} \qquad (۹۲-۴)$$

برای **سدهای ضخیم** ،یعنی $b \gg R$ یا $Q_\alpha \ll B$ می‌توان کروشهٔ معادلهٔ(۴–۸۹) را بسط داد[۲۹]

$$(\cos^{-1}\sqrt{y}) - \sqrt{y}(1-y)^{\frac{1}{2}} \approx \tfrac{1}{2}\pi - 2\sqrt{y} \qquad (۹۳-۴)$$

بنابراین

$$\gamma \approx \frac{2\pi zZ_De^2}{\hbar v} - \frac{4}{\hbar}(2zZ_De^2M_0R)^{\frac{1}{2}} \qquad (۹۴-۴)$$

با خلاصه کردن معادلات (۴–۸۵) (۴–۸۶) و (۴–۹۴)برای‌واپاشی‌آلفایی‌از طریق یک سد ضخیم،خواهیم داشت

$$\lambda_\alpha \approx \frac{v_{in}}{R}\exp\left[-\frac{4\pi Z_De^2}{\hbar v} + \frac{8}{\hbar}(Z_De^2M_0R)^{\frac{1}{2}}\right] \qquad (۹۵-۴)$$

با جایگذاری v از معادلهٔ (۴ – ۹۲) ،ملاحظه می‌کنیم که شکل معادلهٔ (۴–۸۳) و وابستگی (۴–۸۴) به Z دوباره به‌دست می‌آید .یک افزایش در Z_D ،سد را ضخیم‌ترمی‌کند و باعث کاهش λ_α خواهد شد . همچنین افزایشی در R ،ضخامت سد را کاهش داده و لذا λ_α را افزایش خواهد داد .

به‌منظور پی‌بردن به‌مرتبهٔ بزرگی جمله‌های موجود در معادلهٔ(۴–۹۵) ،آنرا برای ذرات آلفای 4.2-Mev از $_{92}U^{238}$ ، با چشم پوشی از آثار پس‌زنی ، برآورد می‌کنیم .از معادلهٔ(۴–۹۲) داریم.

$$v \approx \left(\frac{2\times 4.2\times 1.60\times 10^{-6}}{4\times 1.65\times 10^{-24}}\right)^{\frac{1}{2}}$$
$$\approx 1.43\times 10^{9}\ \text{cm/sec}$$
$$R = 1.4(234)^{\frac{1}{3}}\ 10^{-13}$$
$$= 8.6\times 10^{-13}\ \text{cm}$$

---

۲۹ — Evans, 1955, p. 876.

چون برای پتانسیل مفروضی (شکل۴ـ۱۵) ، تندی v_{in} ذره در داخل هسته برابر سرعت آن در فاصلهٔ دور از هسته است .

$$\frac{v_{in}}{R} \approx 1.7 \times 10^{21}\ \text{sec}^{-1} \qquad (۹۶-۴)$$

جمله اول در قسمت نمایی معادلهٔ (۴ـ۹۵) برابر است با

$$\frac{-4\pi Z_D e^2}{\hbar v} = \frac{-4\pi \times 90 \times (4.80 \times 10^{-10})^2}{1.05 \times 10^{-27} \times 1.43 \times 10^9}$$
$$= -173 \qquad (۹۷-۴)$$

دومین جمله در قسمت نمایی برابر است با

$$\frac{8}{\hbar}(Z_D e^2 M_0 R)^{\frac{1}{2}} = \frac{8}{1.05 \times 10^{-27}} [90 \times (4.80 \times 10^{-10})^2 \times 4 \times 1.65 \times 10^{-24} \times 8.6 \times 10^{-13}]^{\frac{1}{2}}$$
$$= 83 \qquad (۹۸-۴)$$

بنابراین

$$P = e^{-90} \approx 10^{-39} \qquad (۹۹-۴)$$

که مبین احتمال گذر بسیار کوچکی است که مشخصهٔ واپاشی آن است . از ترکیب این معادله با معادله (۴ـ۹۶) داریم

$$\lambda_\alpha \approx 1.7 \times 10^{-18}\ \text{sec}^{-1}$$
$$t_{\frac{1}{2}} \approx 4.1 \times 10^{17}\ \text{sec} = 1.3 \times 10^{10}\ \text{years}$$

نیمه عمر تجربی $۰/۴۵\times۱۰^{۱۰}$ سال است ،که با توجه به‌تقریبهایی که برای سهولت در نظر گرفتیم به‌خوبی توافق دارد .
از معادلهٔ (۴ـ۹۱) می‌توان مقدار B را برآورد کرد

$$B = \frac{2 \times 90 \times (4.80 \times 10^{-10})^2}{8.6 \times 10^{-13}}\ \text{ergs}$$
$$= 30\ \text{Mev} \qquad (۱۰۰-۴)$$

و از معادلهٔ (۴–۹۰) داریم

$$b = \frac{RB}{Q_e} = \frac{8.6 \times 10^{-13} \times 30}{4.2}$$
$$= 61 \times 10^{-13}\ \text{cm} \qquad (۴-۱۰۱)$$

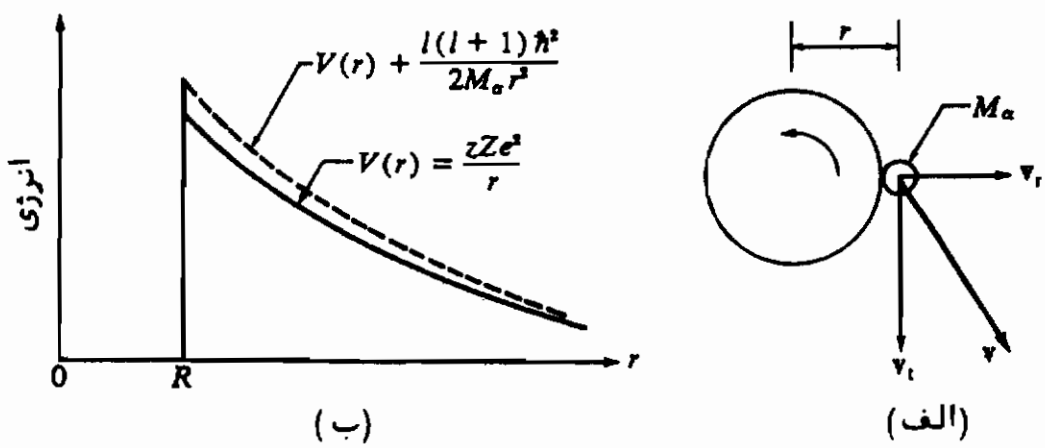
در واقع این سد ضخیمی است و تقریب (۴–۹۳) را توجیه می‌کند.

از مقایسهٔ معادلهٔ (۴–۹۵) با اطلاعات تجربی (شکل۴–۱۳) می‌توان مقدار R را به دست آورد، زیرا λ_α نسبت به R بسیار حساس است. از محاسبهٔ (۴–۹۸) ملاحظه می‌کنیم که ۲ درصد تغییر در R، مقدار λ_α را با ضریب ۲ تغییر می‌دهد. داده‌های موجود با رابطهٔ $R = R_0 A^{\frac{1}{3}}$ سازگار است و ایجاب می‌کند که R_0 بین ۱/۴ و ۱/۵ فر می‌باشد.

۴ – ۵ ج) ضرایب ممانعت

نظریه‌ای‌که‌در‌بالا ارائه شدفقط مختص واپاشیهای‌حالت‌پایه‌بین‌هسته‌های‌زوج–زوج است، چه در این صورت ذره آلفا حامل هیچ تکانه زاویه‌ای نیست. اگر واپاشی از یک حالت برانگیختهٔ هسته مادر‌به‌یک حالت برانگیخته هستهٔ دختر اتفاق بیفتد (بخش۴–۵ د)، عموماً یک تغییرتکانهٔ زاویه‌ای‌ایجاد خواهد شد (ر.ک شکل ۲–۲۸ برای یک تراز نوعی). این امر، برروی ثابت واپاشی اثر می‌گذارد.

حتی به‌طور کلاسیک نیز می‌توان تجسم کرد که ذرهٔ آلفا هسته را به‌طریقی ترک می‌کند که هستهٔ دختر تکانهٔ زاویه‌ای به‌دست آورد. اگر، مطابق شکل (۴–۱۶ الف)، ذرهٔ آلفا



(ب) (الف)

شکل۴–۱۶: اثر تغییرتکانهٔ زاویه‌ای‌درواپاشی‌آلفایی
(الف) تعبیر کلاسیک (ب) اصلاح ضخامت موثر سد.

هسته را با سرعت v ، که مؤلفه مماسی آن v_t است ، ترک کند ، پایستگی تکانهٔ زاویه‌ای[۳۰] ایجاد می‌کند که هستهٔ دختر یک تکانهٔ زاویه‌ای برابر با

$$L = M_d v_t r \qquad (۱۰۲-۴)$$

به‌دست آورد . همچنین ، انرژی جنبشی ذرهٔ آلفا را می‌توان به‌یک قسمت شعاعی

$$\tfrac{1}{2}M_d v_r^2 \qquad (۱۰۳-۴)$$

و یک قسمت مماسی

$$\tfrac{1}{2}M_d v_t^2 = \frac{L^2}{2M_d r^2} \qquad (۱۰۴-۴)$$

تجزیه کرد . از این بابت به‌همان نتیجه‌گیری ارائه شده در بخش (۲-۲ د) می‌رسیم . با چشم پوشی از اثرات پس زنی ، پایستگی انرژی ایجاب می‌کند که

$$\tfrac{1}{2}M_d v_r^2 + \frac{L^2}{2M_d r^2} + V(r) = E \qquad (۱۰۵-۴)$$

دومین جملهٔ سمت چپ را می‌توان به‌عنوان **انرژی پتانسیل مرکز گریز** تلقی کرد و آن را با انرژی پتانسیل $V(r)$ ترکیب نمود . بنابراین ، تغییر تکانهٔ زاویه‌ای در واپاشی آلفایی، ضخامت موثر سد را افزایش می‌دهد (شکل ۴-۱۶ ب) و نیمه‌عمر واپاشی را زیاد می‌کند. این افزایش بستگی به‌نسبت

$$\sigma = \frac{\text{ارتفاع سد مرکز گریز}}{\text{ارتفاع سد کولنی}}$$

$$= \frac{l(l+1)\hbar^2}{2M_d z Z e^2 R} \qquad (۱۰۶-۴)$$

$$\approx 0.002 l(l+1) \qquad \text{برای } Z \approx 90 \text{ و } R \approx 10^{-12}\ \text{cm}$$

دارد[۳۱] و مشتمل بر ضرب جملهٔ دوم واقع در معادلهٔ (۴-۹۴) یا واقع در نمای معادله (۴-۹۵) در $(1 - \frac{1}{2}\sigma)$.

۳۰- پایستگی تکانهٔ زاویه‌ای حول مرکز جرم برقرار است . برای سهولت ، در روابط (۴-۱۰۲) تا (۴-۱۰۴) ، فرض می‌کنیم که مرکز جرم عملاً در مرکز هسته دختر است .

۳۱ — R. D. Evans, 1955, p. 877.

است . در مثال آخر بخش ۴ــ۵ ب ، ضریب ممانعت به‌دست‌آمده برای $l=2$ باید برابر باشد با [معادله (۴ــ۹۸) را ملاحظه کنید] :

$$\exp\left(83\times\frac{1}{2}\times 0/002\times 2\times 3\right)=1/6$$

که البته در مقایسه با اثر Q_e یا R اندک است .

در هسته‌های فرد ــ فرد یا با A-ی فرد ، مدل لایه‌ای احتمال ضعیفی برای یافتن یک پیکرهٔ ذرهٔ آلفا در داخل هسته بیش‌بینی می‌کند . بنابراین، از واپاشی آلفایی در چنین هسته‌هایی، حتی اگر هیچ تکانهٔ زاویه‌ای توسط ذره آلفا حمل نشود ، نسبت به‌هسته‌های زوج ــ زوج ممانعت می‌شود .

واپاشی آلفایی از هسته‌های جهتدار نشان داده‌است که هسته‌هایی که از پیکربندیهای لایهٔ ــ بسته دور هستند ، در واقع ، برطبق پیش بینی مدل تجمعی ، تغییرشکل یافته‌اند (ر.ک بخش ۲ــ۵ د) . در این هسته‌ها ، پتانسیل هسته‌ای ، شکل بیضوی توزیع جرم را به‌خود می‌گیرد . در جایی که سد پتانسیل نازکتر است ، انتظار احتمال واپاشی بیشتری می‌رود . این مطلب با سمت دادن به هسته‌ها و مشاهده توزیع زاویه‌ای ذرات آلفا نسبت به امتداد سمتگیری هسته‌ای تأئید شده است .

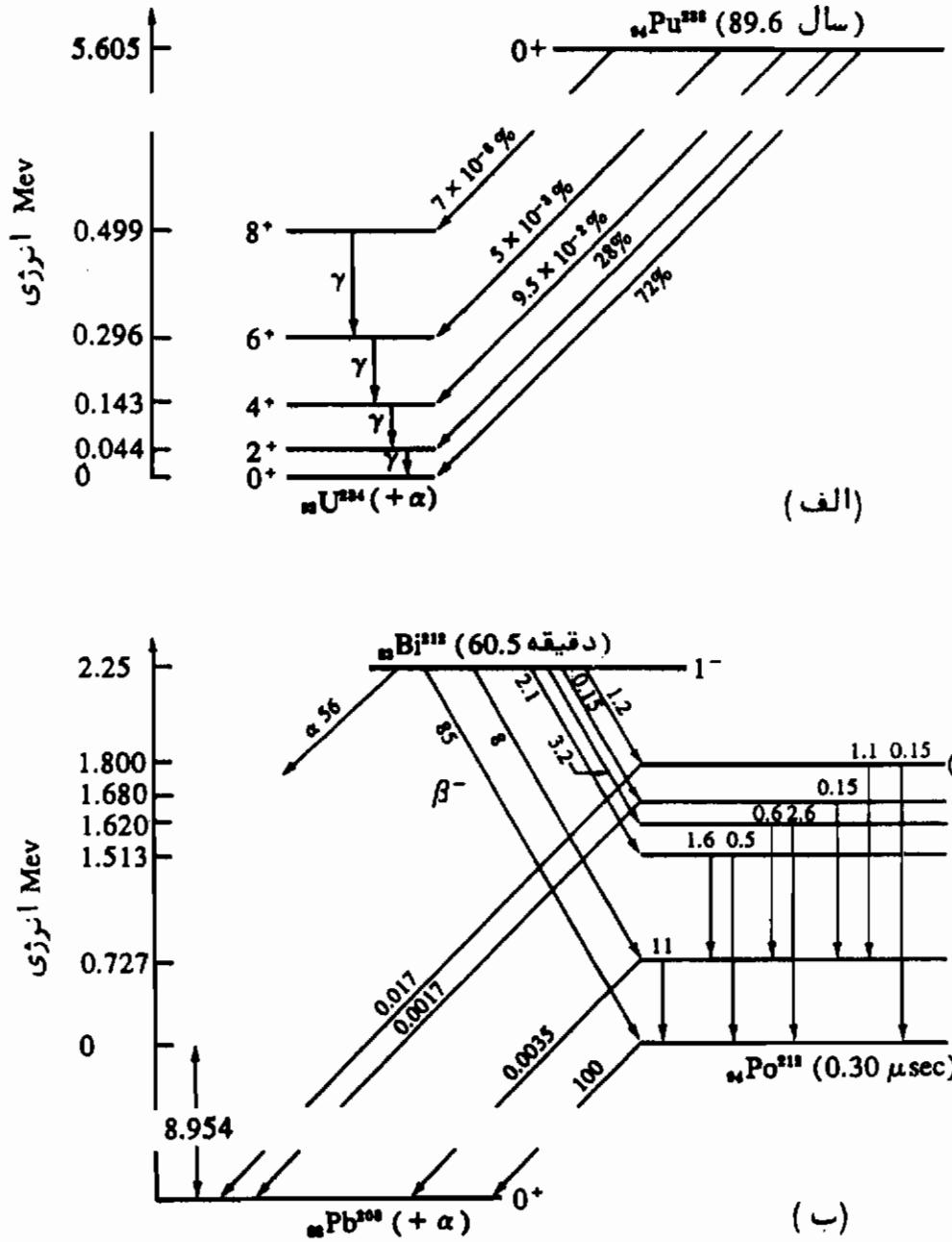
۴ ــ ۵ د) طیفهای ذرهٔ آلفایی

در بسیاری از واپاشیهای آلفا ، ممکن است هسته‌های دختر در چندین حالت برانگیخته باشند و باعث پیدایش "ساختار ریز" در طیفهای آلفا شوند . یک واپاشی نوعی را در شکل (۴ــ۱۷ــالف) نشان داده‌ایم ، اختلافهای موجود در نسبتهای انشعابها[۳۲] ، بیشتر ناشی از اختلافهایی در انرژی واپاشی است ، هرچند که تکانه زاویه‌ای حمل شده توسط ذرات آلفا نیز در این اختلاف چندان بی تأثیر نیست .

واپاشی آلفا ممکن است از حالتهای برانگیخته هسته مادر نیز صورت بگیرد و ، همان گونه که در شکل (۴ــ۱۷) برای Po^{212} نشان داده‌ایم ، ذرات آلفای بلند ــ برد تولید کند . در آن مورد ، شدت هرشاخهٔ آلفا بستگی به :

(۱)ــ شاخه از آن تراز و (۲) ــ به‌رقابت بین واپاشی آلفایی و گامایی دارد .

۳۲ــ نسبت شاخه‌ای عبارت از احتمال واپاشی نسبی ، معمولا" برحسب درصد ، از یک حالت اولیه مفروض یک سیستم به‌یکی از چند حالت نهایی ممکن سیستم است .



شکل۴–۱۷ : طرح واره‌های نوعی‌واپاشی‌آلفایی. الف) واپاشی به‌حالتهای برانگیختهٔ یک هسته دختر. اسپین و پاریته ترازها مشخص شده‌است. ب)واپاشی از ترازهای برانگیخته‌یک هستهٔ مادر (Po^{212}). اعداد مجاور هرگذاومشخص‌کنندهٔ شدت نسبی، نسبت‌به۱۰۰ گذار حالت پایه Po^{212}است.*

* Segrè, 1964, and from K. Way, N. B. Gove, C. L. McGinnis, R. Nakasima, Energy Levels of Nuclei, $A = 21$ to $A = 212$, and J. Scheer, Energy Levels of the Heavy Nuclei, $A = 213$ to $A = 257$, in A. M. and K. H. Hellwege, Editors. Landolt-Bornstein, group 1, vol. 1, "Energy Levels of Nuclei, A = 5 to A = 257," Springer-Verlag, OHG, Berlin, 1961.)

هردو نوع طیف آلفا در بررسی ترازهای هسته‌ها ، بخصوص وقتی با مطالعات‌واپاشی گاما توام باشند ، بسیار مفیدند . به‌این طریق می‌توان قابلیت کاربرد مدل لایه‌ای و مدل تجمعی را در نواحی مختلف جدول تناوبی،در بیش از A = ۱۵۰ مطرح کرد .

۴ـ۶ واپاشی بتایی :

واپاشی بتا متداولترین‌نوع‌واپاشی پرتوزاست‌زیراتمام‌ویژه‌هسته‌هایی‌که‌دردرهٔ پایداری (ر.ک شکل ۴ـ۱۱ یا ۲ـ۱۵) نیستند آمادگی گسیل بتا را دارند . این فرآیند ، مشتمل بر گسیل مستقیم یک الکترون از هسته است . در بعضی موارد ممکن است از یک ویژه هسته الکترونهای منفی و مثبت گسیل شوند . راترفورد و سدی(۱۹۰۳) به‌طریق شیمیایی نشان دادند که عدد اتمی یک ویژه هسته در هنگام گسیل بتای منفی به‌اندازهٔ یک واحد افزایش می‌یابد . سپس نشانداده شد که در هنگام گسیل پوزیترون (که در سال ۱۹۳۴ توسط کوری‌و ژولیت کشف شد) عدد اتمی به‌اندازه یک واحد تنزل می‌کند .
در بررسیهای اولیه پرتوزایی بتا ، الکترونهای تبدیل داخلی را با الکترونهای گسیل شده از هسته عوضی می‌گرفتند ،تا اینکه چادویک (۱۹۱۴) نشان داد که ،در حالی که‌الکترونهای تبدیل داخلی تک انرژی هستند ، الکترونهای واپاشی بتایی یک ویژه هسته مشخص ، دارای توزیع انرژی پیوسته‌ای می‌باشند[۳۳] .

۴ ـ ۶ الف) فرضیهٔ نوترینو

توزیع پیوستهٔ انرژی‌الکترونها(یا پوزیترونها) درواپاشی‌بتا به‌صورت یک‌معمای بزرگ در آمده بود ،هرچند که ماگزیمم توزیع انرژی دقیقا" مترادف با آنی بود که از اختلاف جرم هسته‌های دختر و مادر انتظار می‌رفت : با چشم پوشی از پس زنی هستهٔ دختر ، که حدود $(m_0/M'_D)T_e(\max)$ است ، و در آن T_e انرژی جنبشی الکترون هسته‌ای‌است ، می‌توان نوشت

$$T_e(\max) = [M'_P - (M'_D + m_0)]c^2 \qquad (۱۰۷ - ۴)$$

در این معادله ، جرمهای پریمدار همان جرمهای هسته‌ای و m_0 جرم سکون الکترون است .

---

۳۳ ـ یک هستهٔ منفرد فقط یک الکترون با یک انرژی جنبشی معین گسیل می‌کند .

علاوه‌برنقض احتمالی پایستگی انرژی توسط تمام الکترونها ،به‌جز الکترونهای با ماگزیمم انرژی ، به‌نظر می‌رسدکه قانون پایستگی برای تکانهٔ زاویه‌ای نیز نقض شود . یادآوری می‌کنیم که براساس فرضیهٔ پروتون ــ نوترون ، انتظار می‌رود تمام هسته‌های با A-ی فرد دارای تکانهٔ زاویه‌ای نیمه صحیح باشند (بخش ۱–۲ ج) . در واقع همین‌طور است ، زیرا الکترون گسیل شده خوددارای اسپین $\frac{1}{2}$ است‌که باعث تغییر تکانه زاویه‌ای هسته به‌همین مقدارمی‌شود[۳۴]. بنابراین یک واپاشی از نوع

$$ {}_1H^3 \rightarrow {}_2He^3 + e^- \qquad (۱۰۸-۴) $$

ایجاب می‌کرد ، که علی رغم واقعیتها ، تکانه زاویه‌ای He^3 یک عدد صحیح باشد .

اگرچه بررسیهای زیادی متعاقب فرضیه نوترینو به‌عمل آمده،معذالک به‌نظر می‌رسید که واپاشی بتا قانون پایستگی تکانه خطی را نیز نقض کند . شکل (۴–۱۸) تصویری ازواپاشی (از سکون)

$$ {}_2He^6 \rightarrow {}_3Li^6 + e^- \qquad (۱۰۹-۴) $$

را در اطاقک ابری نشان می‌دهد که در آن به‌وضوح بردارهای تکانهٔ فرآورده‌های نهایی ، برخلاف آنچه انتظار می‌رود ، برایندشان صفر نمی‌شود .

تمام اشکالات پیرامون قوانین پایستگی ، با فرضیهٔ نوترینوی پاولی (۱۹۳۳) مرتفع شد .وی پیشنهاد کرد که در واپاشی بتا علاوه برالکترون ذره دیگری گسیل می‌شود . پاولی به‌این ذره بار صفر ، جرم صفر یا تقریبا" صفر (به‌طور تجربی معلوم شده است که این جرم حدود ۱/۲۰۰۰ جرم‌الکترون است) ، و تکانهٔ زاویه‌ای ذاتی $\frac{1}{2}\hbar$ را نسبت‌داد .اگرجرم سکون این ذره دقیقا" صفر باشد ، می‌تواند مقداری انرژی و تکانهٔ خطی ، طبق معادلات (۲–۹) و (۲–۱۰) با خود حمل کند

$$ W = T = pc \qquad (۱۱۰-۴) $$

بنابراین واپاشیهای بتای (۴–۱۰۸) و (۴–۱۰۹) به‌شکل زیر خواهند بود

$$ {}_1H^3 \rightarrow {}_2He^3 + e^- + \bar{\nu} \qquad (۱۱۱-۴) $$

$$ {}_2He^6 \rightarrow {}_3Li^6 + e^- + \bar{\nu} \qquad (۱۱۲-۴) $$

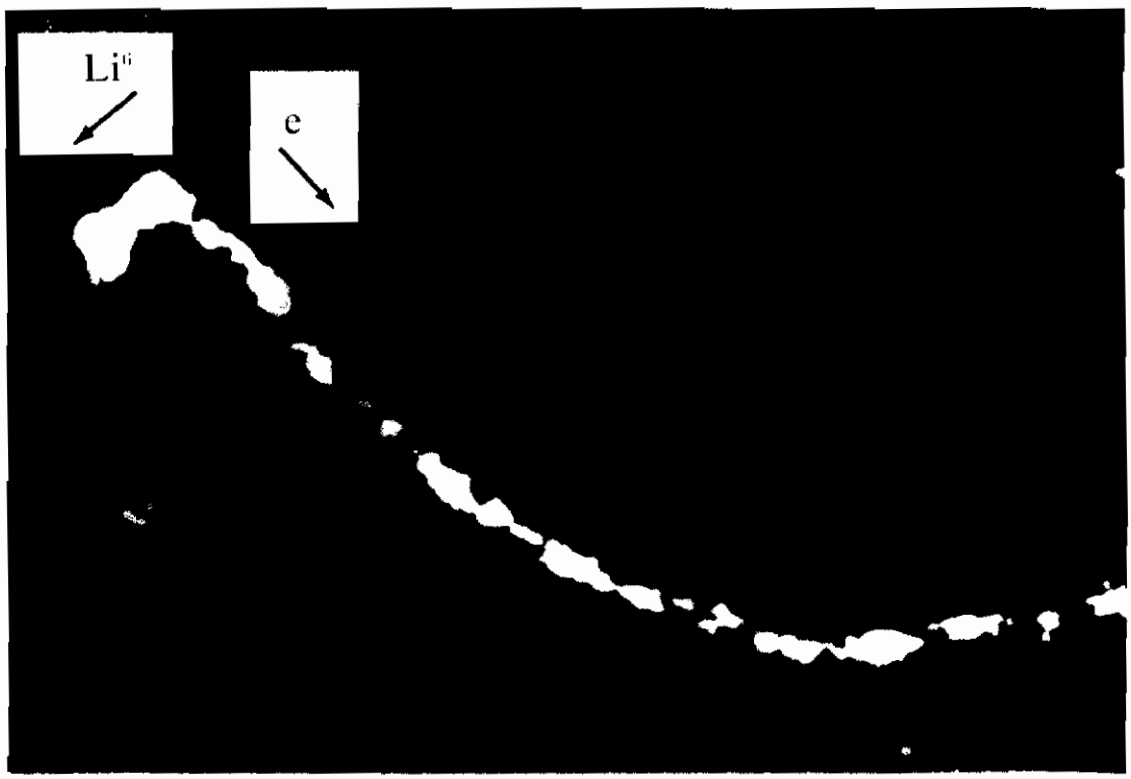
۳۴– اگر تکانهٔ زاویه‌ای الکترون را نیز درنظر بگیریم ، الکترون می‌تواند $\hbar$ (. . . $\frac{5}{2}$ و $\frac{3}{2}$ و $\frac{1}{2}$) واحد از تکانهٔ زاویه‌ای را با خود حمل کند .

که، بنا به‌تعریف، $\bar{\nu}$ را "پادنوترینو" گویند[۳۵]. یک واپاشی پوزیترون نوعی به‌صورت زیر است

$$_{7}N^{13} \rightarrow {}_{6}C^{13} + e^{+} + \nu \qquad (۱۱۳-۴)$$

که ν را **نوترینو** گویند. بنابراین فرض، انرژی جنبشی T_e ی الکترون یا پوزیترون از رابطهٔ زیر به‌دست می‌آید

$$T_e = [M'_P - (M'_D + m_0)]c^2 - W_{(\nu)} \qquad (۱۱۴-۴)$$



شکل۴-۱۸: عدم پایستگی مشهود تکانهٔ خطی در واپاشی بتایی $Li^6 \rightarrow He^6 + e^-$ [۳۶]

۳۵- چون نوترینو دارای اسپین $\frac{1}{2}$ است انتظار می‌رود که از نظریهٔ دیراک (بخش ۳-۴ د) پیروی کند. به‌علاوه در مقابل هر نوترینو یک پاد ذره، به‌نام پادنوترینو باید وجود داشته باشد. اختلاف بین این ذرات را در بخش (۴-۶ ز) مورد بحث قرار خواهیم داد. درست همان‌طور که الکترون یک نام عمومی برای پوزیترونها و الکترونهای منفی است، نوترینو نیز اغلب برای **نوترینو یا پاد نوترینو** به‌کار می‌رود. معمولاً هیچ سردرگمی پیش نمی‌آید.

۳۶ – J. Csikay and A. Szalay, *Proc. Intern. Congr. Nucl Phys. Paris, 1958*, Publications Dunod, Paris, 1959.

که در آن $W_{(\nu)}$ انرژی (۴–۱۱۰) حمل شده توسط پادنوترینو یا نوترینو است[۳۷].
بنابراین، هرچند که اختلاف جرم در یک واپاشی معین ثابت است، ولی الکترونها می‌توانند دارای توزیع پیوسته‌ای از انرژی باشند. همچنین، در واپاشیهای (۴–۱۱۱) تا (۴–۱۱۳) تکانهٔ زاویه‌ای و خطی می‌توانند متوازن باشند.

اگرچه از بحث فوق ممکن است این‌طور به‌نظر برسد که فرض وجود نوترینو را صرفاً به‌این خاطر پیش کشیده‌ایم که قوانین پایستگی فیزیک را نجات بدهیم، ولی اکنون دیگر در وجود واقعی آن شکی باقی نمانده است. چون نوترینو فاقد بار (و همچنین گشتاور مغناطیسی) است، نمی‌تواند ایجاد یونش کند و لذا نمی‌توان مستقیماً آنرا آشکار کرد. به علاوه نوترینو مانند فوتون میدانهای الکتریکی و مغناطیسی ندارد و نیروهای الکترومغناطیسی بر الکترون وارد نمی‌کند. اما در برهم‌کنش با هسته، نوترینو می‌تواند یک واکنش معکوس واپاشی بتا تولید کند و این رفتار آشکار شده است (ر.ک بخش ۴–۶ ز)

۴ – ۶ ب) سینماتیک واپاشی بتایی

پایستگی انرژی و تکانه ایجاب می‌کند:

$$M'_P c^2 = M'_D c^2 + T_D + m_0 c^2 + T_e + W_{(\nu)} \qquad (۴-۱۱۵)$$

جرمهای هسته‌ای دوباره پریمدارند، و

$$0 = \mathbf{p}_D + \mathbf{p}_e + \mathbf{p}_{(\nu)} \qquad (۴-۱۱۶)$$

که در اینجا علاوه بر کمیتهای سابق الذکر، انرژی جنبشی T_D و تکانهٔ $\mathbf{p}_D$ ی پس زنی هسته دختر را نیز منظور داشته‌ایم. می‌توان نشان داد که مرتبهٔ بزرگی T_D مساوی $(T_e + W_{(\nu)})$ $\times (m_0/M'_D)$ است. بنابراین، اکثر اوقات می‌توان از آن صرفنظر کرد.

نظیر واپاشی آلفایی بهتر است معادلهٔ (۴–۱۱۵) را برحسب جرمهای اتمی بازنویسی کنیم. چون عدد اتمی هستهٔ دختر در واپاشی الکترون برابر با Z_P+1 و در واپاشی پوزیترون Z_P-1 است. برای واپاشی الکترونی داریم

$$M_P c^2 = M_D c^2 + T_{e^-} + T_{\bar{\nu}} \qquad (۴-۱۱۷)$$

۳۷– در این رابطه از انرژی جنبشی پس زنی هستهٔ دختر صرفنظر شده است.

و در واپاشی پوزیترونی داریم

$$M_P c^2 = M_D c^2 + 2m_0 c^2 + T_{e^+} + T_\nu \qquad (۱۱۸-۴)$$

در این عبارتها فرض کرده‌ایم که نوترینو دارای جرم سکون صفر باشد و احتلافهای انرژی بستگی الکترونهای اتمی قابل صرفنظرند. تعاریف مربوط بمقادیر Q ی متناظر عبارتند از

$$Q_{\beta^-} = T_{e^-} + T_\nu = T_{e^-}(\max) \qquad (۱۱۹-۴)$$
$$Q_{\beta^-} = (M_P - M_D)c^2 \qquad (۱۲۰-۴)$$
$$Q_{\beta^+} = T_{e^+} + T_\nu = T_{e^+}(\max) \qquad (۱۲۱-۴)$$
$$Q_{\beta^+} = (M_P - M_D - 2m_0)c^2 \qquad (۱۲۲-۴)$$

که خطوط اول، تعاریف و خطوط دوم از معادلات (۴-۱۱۷) و (۴-۱۱۸) نوشته شده‌اند. بنابراین، واپاشی الکترون منفی وقتی مقدور است که $M_{P(Z)} > M_{D(Z+1)}$ باشد، واپاشی پوزیترون فقط وقتی امکان‌پذیر است که $M_{P(Z)} > 2m_0 + M_{D(Z-1)}$. فرایند دیگری، موسوم به‌گیراندازی الکترون، می‌تواند همیشه وقتی $M_{P(Z)} > M_{D(Z-1)}$ است رخ دهد. این مطلب را در بخش (۴-۶ و) مورد بحث قرار خواهیم داد.

چون انرژیهای واپاشی بتا مستقیماً" اختلاف جرم ایزوبارها را می‌دهند، می‌توان از آنها جهت رسم سهمی جرم (شکل ۲-۱۵) استفاده کرد و پیش بینی‌های فرمول نیمه‌تجربی جرم را با آن مقایسه نمود. در مورد هسته‌های آینه‌ای، انرژیهای واپاشی می‌توانند مقادیری برای شعاع هسته‌ای [معادلات (۲-۱۶۸) و (۲-۳۲)] بدست دهند. آثار لایه‌ای هسته نیز در این انرژیها منعکس است.

۴-۶ ج) ثابت واپاشی در واپاشی بتایی

نیمه‌عمرهای اندازه‌گیری‌شده برای واپاشی بتا تقریباً" بین 10^{-3} تا 10^{16} سال تغییر می‌کنند. مانند واپاشی گامایی، می‌توانیم انواع مختلف واپاشیهای بتایی را توسط تکانهٔ زاویه‌ای مداری، که الکترون و نوترینو با خود حمل می‌کنند، و توسط تغییر پاریته‌ای که رخ می‌دهد دسته‌بندی کنیم. بعلاوه، می‌توانیم واپاشیهایی را که در آنها اسپینهای ذاتی الکترون و نوترینو تقریباً" موازی می‌باشند (واپاشیهای گاموف ــ تلر) از واپاشیهایی که در آنها این اسپینها پادموازی هستند (واپاشیهای فرمی) تمیز دهیم. در متداولترین ردهٔ واپاشیهای بتایی، یعنی گذارهای

مجاز (که در آنها تکانهٔ زاویه‌ای **مداری** صفر حمل می‌شود)، ثابت‌واپاشی تقریباً" متناسب با توان پنجم انرژی واپاشی افزایش می‌یابد. این آثار در نظریهٔ **واپاشی‌بتایی**، که توسط فرمی ابداع شد (۱۹۳۴)، توضیح داده می‌شوند.

در توضیح **فرایندواپاشی‌بتایی**، دیگر نمی‌توان بر مفاهیم کلاسیک متکی بود، زیرا اکنون با آفرینش دوذره روبرو هستیم که قبلاً" در هسته وجود نداشته‌اند. تنها نظریهٔ کلاسیک مربوط به‌فرایند آفرینش، گسیل تابش الکترو مغناطیسی از یک بار شتابدار است.. **آهنگ تابشی** معادلهٔ (۴-۴۷) از طبیعت خاص میدانهای **مغناطیسی و الکتریکی** منشاء می‌گیرد و از اینرو نمی‌توان آنرا مستقیماً" در موردمیدان "الکترون ـ نوترینو" پیاده کرد. با وجود این، فرمی نظریهٔ**کوانتومی واپاشی‌بتایی**را درمانستگی با نظریهٔ کوانتومی‌الکترو-مغناطیسی توسعه داد. برای اینکه‌زمینه‌ای در مورد نظریهٔ اخیر داشته باشیم لازم است مختصراً" آنرا **مطالعه کنیم**.

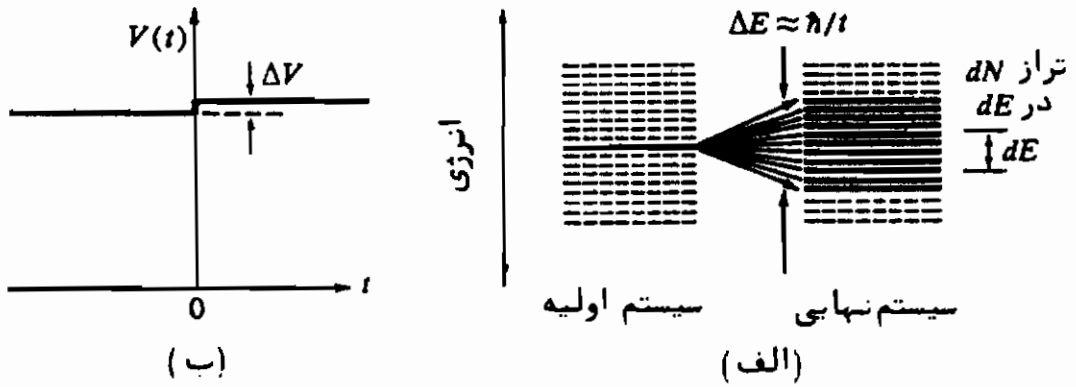
در بررسی‌کوانتومی یک احتمال گذار، تمامی سیستم را، که در اینجا شامل هسته و میدان مغناطیسی‌حول‌آن‌است، در نظر می‌گیریم. گذار، سیستم را از یک حالت اولیه(هسته برانگیخته + تشعشع صفر) به‌یک حالت نهایی (هسته نهایی + تشعشع) می‌برد. فرض می‌کنیم فقط یک آشفتگی‌اندک برای انجام گذار لازم باشد تا احتیاجی به‌اضافه‌کردن انرژی به‌سیستم نباشد، و گذار در یک انرژی ثابت رخ دهد. توجیه ما برایں واقعیت است که زمانهای واپاشی پرتوزا، یعنی طول عمرها، نسبت به‌زمانهای‌تناوب هسته‌ای بسیار طولانی است. درنتیجه، در یک‌مقیاس زمانی هسته‌ای، گذار فوق‌العاده کند صورت‌می‌گیرد، و سیستم عملاً" در مقیاس زمانی هسته‌ای ناآشفته است. به‌عبارت دیگر، برای انجام فرایند باید **سیستم اولیه را فقط به مقدار بسیار اندکی آشفته کرد**.

برای سهولت، سیستم را در یک جعبهٔ بزرگ بسته در نظر می‌گیریم[۳۸]، که نتیجهٔ آن حالتهای انرژی‌ای است که می‌توان آنها را شماره‌گذاری کرد (بخش ۲-۲ و). در داخل این‌جعبه،میدان تشعشعی امواج‌ایستاده ایجاد می‌کند، که هریک‌ازآنهامطابق‌شکل(۴-۱۹الف) دارای انرژی معینی است. در حالت اولیه، **هسته برانگیخته + تشعشع‌صفر** فقط یک تراز انرژی مشخص را **اشغال می‌کنند**. حالتهای دیگرخالی هستند. ازمعادلهٔ کامل شرودینگر[۳۹] (۲-۱۴) می‌توان نشان دادکه‌اگر سیستم تحت تأثیر یک پتانسیل (وابسته به زمان) مطابق

۳۸- برای سهولت، جعبه را مکعبی و با حجم L^3 در نظر می‌گیریم، به‌طوری که هسته‌درمرکز جعبه قرار داشته باشد (ر.ک بخش ۲-۲ ح).

۳۹- Schiff بخش ۲۹، سال ۱۹۵۵

شکل (۴–۱۹ ب) باشد، می‌تواند یک گذار به‌ترازهای نزدیک به‌تراز اولیه انجام دهد. هریک از این ترازها متناظر با **هسته نهایی + یک فوتون** است. پاشیدگی انرژی ΔE ی گروه ترازها که می‌توانند در زمان t، بعد از وارد عمل‌شدن پتانسیل پریشنده ΔV ایجاد شوند، طبق اصل عدم قطعیت تقریبا" برابر است با $\hbar/t$ [۴۰]. وقتی t زیاد می‌شود ΔE به‌سمت صفر میل می‌کند، به‌طوری که بالاخره پایستگی انرژی حاصل می‌شود.



شکل ۴–۱۹: بررسی کوانتومی احتمال گذار. (الف) گذار از حالت اولیه به‌گروهی از حالتهای نهایی. ترازهای خط‌چین خالی هستند، ترازهای با خطوط پیوسته، اشغال‌شده‌اند. (ب) پتانسیل پریشنده، گذار را تولیدمی‌کند.

به‌هرصورت، ثابت واپاشی (احتمال‌گذار در واحد زمان) متناسب با dN/dE، یعنی تعداد ترازهای نهایی در واحد انرژی، است. عبارت کامل برای ثابت واپاشی به‌صورت زیر است

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar}\left|\int \psi_f^*(\text{سیستم})\,\Delta V\,\psi_i(\text{سیستم})\,dx\,dy\,dz\right|^2 \frac{dN}{dE} \qquad (۴-۱۲۳)$$

انتگرال بر روی حجم حفره‌ای است که سیستم را در بر دارد. توجه کنید که تابع موج‌مربوط به تمامی سیستم است. در واپاشی گاما

$$\psi_i = \psi(\text{هستهٔ برانگیخته}) \qquad (۴-۱۲۴)$$

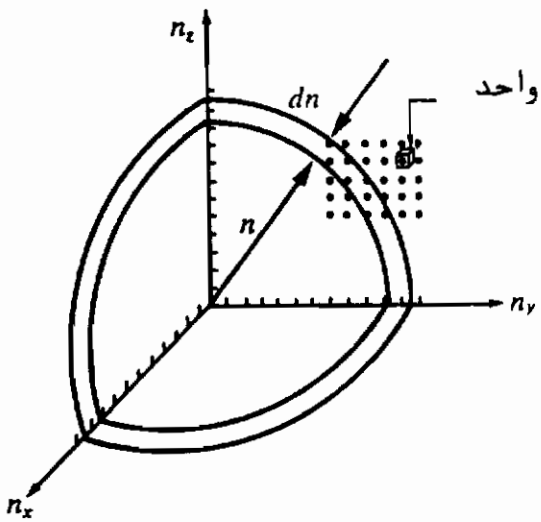
$$\psi_f = \psi(\text{فوتون})\,\psi(\text{هستهٔ نهایی}) \qquad (۴-۱۲۵)$$

۴۰– اگر سیستمی، برای مدت t تحت تأثیر هرنوع شرط تجربی یا مشاهده‌ای قرار گیرد، انرژی به‌میزان $\hbar/t$ نامعین است. با بخش ۴–۳ مقایسه کنیدکه در آن یک سیستم برای یک مدت زمان مؤثر τ مورد مشاهده قرار می‌گیرد.

همانطورکه در فوق اشاره شد ، فرض می‌کنیم که تابع موج فوتون ایجاد امواج ایستاده در داخل جعبه مسدود نماید ، به‌طوری که شرایط (۲–۸۱) و (۲–۸۳) در مورد بردار موجی $\mathbf{k}$ ی تشعشع برقرار باشد . از این مطلب می‌توان به‌آسانی "**چگالی حالتها** dN/dE را محاسبه کرد . تابع موج فوتون ψ شباهت زیادی به‌معادلهٔ (۲–۱۱۲) دارد ؛ به‌هر مجموعه از اعداد صحیح n_x ، n_y و n_z یک حالت فوتون تعلق دارد . برای محاسبهٔ dN/dE ، از این‌واقعیت استفاده می‌کنیم که طول n بردار شعاع در فضای $\mathbf{n}$ (شکل ۴–۲۰) مستقیما" متناسب با تکانهٔ p ی فوتون است

$$\begin{aligned} p &= (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)^{\frac{1}{2}} \\ &= \hbar(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{\hbar\pi}{L}(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{\hbar\pi}{L} n \end{aligned} \qquad (۱۲۶-۴)$$

که برای نوشتن آنها از روابط (۲–۲۷) ، (۲–۸۱) و (۲–۸۳) استفاده شده است . تعداد



شکل (۴–۲۰) : حجم در فضای n . طول بردار شعاعی متناسب با تکانه است . تعداد حالتها در یک گسترهٔ معین برابر است با تعداد مجموعه‌های اعداد صحیح مثبت n_x ، n_y و n_z واقع در حجم مربوط به‌گسترهٔ تکانه .

حالتهای dN مربوط به‌تکانه‌های بین p و $p + dp$ برابر است با تعداد مجموعه‌های اعداد صحیح مثبت n_x ، n_y و n_z که بین n و $n + dn$ قرار دارند . از رابطهٔ (۴–۱۲۶) داریم

$$dn = \frac{L}{\pi\hbar} dp \qquad (۱۲۷-۴)$$

چون حجم فضای مربوط n به‌هر مجموعه‌ای‌ازاعداد صحیح n_x ، n_y ، n_z یک مکعب به‌حجم واحد است ، هرحجمی درفضای n از لحاظ عددی برابر با تعداد مجموعه‌های اعداد صحیح n_x ، n_y و n_z داخل آنست . بنابراین

$$dN = \tfrac{1}{8}4\pi n^2\,dn$$

$$= \frac{p^2\,dpL^3}{2\pi^2\hbar^3} \qquad (۱۲۸-۴)$$

پس

$$\frac{dN}{dE} = \frac{p^2(dp/dE)L^3}{2\pi^2\hbar^3} \qquad (۱۲۹-۴)$$

برای فوتون داریم $E_\gamma = p_\gamma c$ [معادلات (۲ـ۱)و (۲ـ۳)] به‌طوری که

$$\frac{dN}{dE_\gamma} = \frac{E_\gamma^2 L^3}{\pi^2 c^3 \hbar^3} \qquad (۱۳۰-۴)$$

که در آن ضریب ۲ به‌علت وجود دوجهت ممکن درقطبش عرضی تابش الکترومغناطیسی‌است که نمایندهٔ ترازهای مستقل برای فوتونهاست .

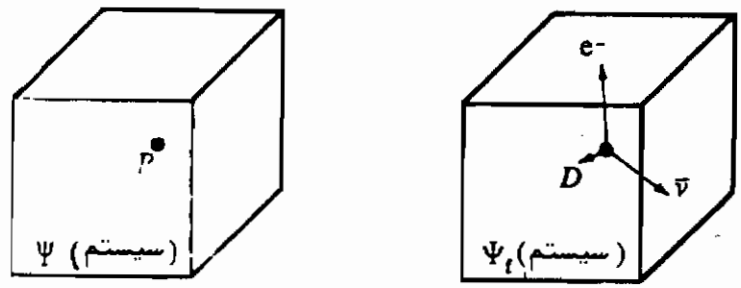
محاسبهٔ ثابت واپاشی گاما مستلزم پیداکردن مربع عنصر ماتریسی در معادلهٔ (۴ـ۱۲۳)است . توجه کنید که ضریب L^3 در معادلهٔ (۴ـ۱۳۰) توسط ضریب $1/L^3$ ی مربوط به‌بهنجارش (فوتون) ψ حذف می‌شود [با معادلهٔ۲ـ۱۲ مقایسه کنید] .همچنین برای تشعشع دوقطبی الکتریکی ،معادلهٔ (۴ـ۵۵) بعد از محاسبهٔ کامل معادلهٔ (۴ـ۱۲۳) به‌دست می‌آید .

حال با برگشتن بهواپاشی بتا ، می‌توانیم صورتبندی معادلهٔ (۴ـ۱۲۳) را برای واپاشی الکترون (منفی) بنویسیم

$$\psi_i\,(\text{سیستم}) = \psi\,(\text{هسته مادر}) \qquad (۱۳۱-۴)$$

$$\psi_f\,(\text{سیستم}) = \psi\ (\text{هسته دختر})\quad \psi\,(\text{الکترون})\quad \psi\,(\text{پادنوترینو}) \qquad (۱۳۲-۴)$$

برای محاسبهٔ چگالی‌حالتها ،یعنی ، برای پیداکردن حالتهای قابل‌شمارش، سیستم‌را مطابق شکل (۴ـ۲۱) در مرکز یک جعبه بزرگ در نظر می‌گیریم . تعداد حالتهای نهایی در واحد انرژی برابر است با تعداد dN_{tot} حالتهای‌الکترون ـ پادنوترینو در یک گستره انرژی dQ_β [معادله (۴ـ۱۱۹)] . چون برای هرحالت الکترون ، یک مجموعهٔ مستقل dN_ξ از



شکل۴–۲۱ : واپاشی بتا (برای گسیل الکترون منفی) . از نظر محاسباتی ، سیستم را در یک جعبه بزرگ به‌حجم L^3 در نظر می‌گیریم . P ، هستهٔ مادر و D هستهٔ دختر است .

حالتهای پادنوترینو وجود دارد

$$dN_{tot} = dN_{e^-}\, dN_{\bar{\nu}} \qquad (۱۳۳-۴)$$

که در آن dN_{e^-} و $dN_{\bar{\nu}}$ هرکدام توسط عبارت (۴–۱۲۸) داده می‌شوند . ازمعادلهٔ (۴–۱۲۳) ، احتمال گذار بتا در واحد زمان برابر است با

$$\frac{2\pi}{\hbar}\,|\mathcal{M}|^2\,\frac{dN_{tot}}{dQ_{\beta^-}} \qquad (۱۳۴-۴)$$

که ، با استفاده از معادلات (۴–۱۳۱) و (۴–۱۳۲) داریم

$$\mathcal{M} = \int \psi_D^*\,\psi_{e^-}^*\,\psi_{\bar{\nu}}^*\,\Delta V\,\psi_P\,dx\,dy\,dz \qquad (۱۳۵-۴)$$

زیرنویسهای D و P به‌ترتیب مشخص‌کنندهٔ هستهٔ دختر و هستهٔ مادر است .

عبارت (۴–۱۳۴) شامل مربع یک عنصر ماتریسی معین $\mathcal{M}$ و چگالی حالتهای dN_{tot}/dQ_{β^-} است . چون چگالی حالتها اساسا" شکل یک طیف بتا را تعیین می‌کند ، ابتدا در مورد آن بحث می‌کنیم .

۴ ــ ۶ د) شکل طیف بتا

محاسبهٔ dN_{tot}/dQ_{β^-} بستگی به‌نوع مشاهدهٔ تجربی به‌کاررفته‌دارد. مثلاً"، اگر الکترونها را دریک‌گسترهٔ **ثابت** تکانه δp_{e^-} با انرژی δT_{e^-} آشکار سازی کنیم، از معادلهٔ (۴ــ۱۱۹) و با بکاربردن معادلات (۴ــ۱۳۳) و (۴ــ۱۲۸) داریم

$$\frac{dN_{tot}}{dQ_{\beta^-}} = \frac{dN_{tot}}{dT_{\bar{\nu}}} = p_{e^-}{}^2 \delta p_{e^-} p_{\bar{\nu}}{}^2 \frac{dp_{\bar{\nu}}}{dT_{\bar{\nu}}} \frac{L^6}{4\pi^4\hbar^6} \qquad (۴-۱۳۶)$$

معادلات (۴ ــ ۱۱۰) و (۴ ــ ۱۱۹) خواهند داد

$$\frac{dp_{\bar{\nu}}}{dT_{\bar{\nu}}} = \frac{1}{c} \qquad (۴-۱۳۷)$$

و

$$p_{\bar{\nu}} = \frac{T_{e^-}(\max) - T_{e^-}}{c} \qquad (۴-۱۳۸)$$

به‌طوری که

$$\frac{dN_{tot}}{dQ_\beta} = p_e{}^2 [T_e(\max) - T_e]^2 \delta p_e \frac{L^6}{4\pi^4 c^3 \hbar^6} \qquad (۴-۱۳۹)$$

که در آن، علامت منفی را از شاخصهای پائین حذف کرده‌ایم زیرا معادله برای واپاشی پوزیترون نیز به‌کار می‌رود.

با جایگذاری در عبارت (۴ــ۱۳۴)، احتمال گسیل یک الکترون با تکانهٔ بین p_e و $p_e + \delta p_e$ در واحد زمان برابر است با [۴۱]

$$\Lambda(p_e)\delta p_e = p_e{}^2 [T_e(\max) - T_e]^2 \delta p_e \frac{|\mathcal{M}|^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} \qquad (۴-۱۴۰)$$

همچنین می‌توان این رابطه را با استفاده از معادلات (۲ــ۱۹ و ۲ــ۱۰)، که p_e را به T_e مربوط می‌کنند، به‌احتمال در واحد زمان برای اینکه انرژی جنبشی الکترون بین T_e و $T_e + \delta T_e$

۴۱ــ درتمام معادلات، ضریب L^6 و $|\mathcal{M}|^2$ ادغام شده است، زیرا توسط ثابتهای بهنجارش ψ_{e^-} و $\psi_{\bar{\nu}}$ حذف می‌شود.

قرار داشته باشد ، تبدیل کرد . (در واپاشی‌بتایی، معمولا" الکترونها با تندیهای نسبیتی گسیل می‌شوند بطوری که تقریبهای غیرنسبیتی کافی نیستند

$$\Lambda(T_e)\delta T_e = p_e(T_e + m_0c^2)[T_e(\max) - T_e]^2\delta T_e \frac{|\mathscr{M}|^2}{2\pi^3c^5\hbar^7} \qquad (۱۴۱ - ۴)$$

در متداولترین نوع واپاشی‌بتایی، کمیت $|\mathscr{M}|^2$ عملا" مستقل از انرژی الکترون‌است ولی بعد ازمحاسبه‌معلوم می‌شود که شامل یک ضریب نفوذکولنی‌نیزمی‌باشد.ازلحاظ‌غیرنسبیتی این با معادلهٔ (۴ـ۸۶) یکسان‌است که در آن γ توسط اولین جملهٔ معادلهٔ (۴ـ۹۴) داده می‌شود[۴۲] . برای الکترون $z = -1$ و برای پوزیترون $z = +1$ است . بنابر این ، قسمت کم ـ انرژی توزیع انرژی الکترون تشدید می‌شود ، یعنی الکترون توسط میدان الکتریکی هسته "کشیده"می‌شود . پوزیترونها توسط هسته" دفع "می‌شوند و قسمت‌کم ـ انرژی طیف انرژی حذف می‌گردد . این اثرها در شکل (۴ـ۲۲) نشان داده شده است .
معمولا" اثرهای نفوذپذیری را از $|\mathscr{M}|^2$ جدا می‌کنند و نفوذپذیری (۴ـ۸۶) را با $F(Z_D,p_e)$ که **تابع فرمی** نامیده می‌شود نشان می‌دهند بهاین ترتیب ،

$$\Lambda(p_e)\delta p_e = F(Z_D,p_e)p_e^2[T_e(\max) - T_e]^2\delta p_e \frac{|\mathscr{M}'|^2}{2\pi^3c^3\hbar^7} \qquad (۱۴۲ - ۴)$$

که در آن علامت پریم روی $\mathscr{M}'$ مبین حذف اثرهای نفوذپذیری است .

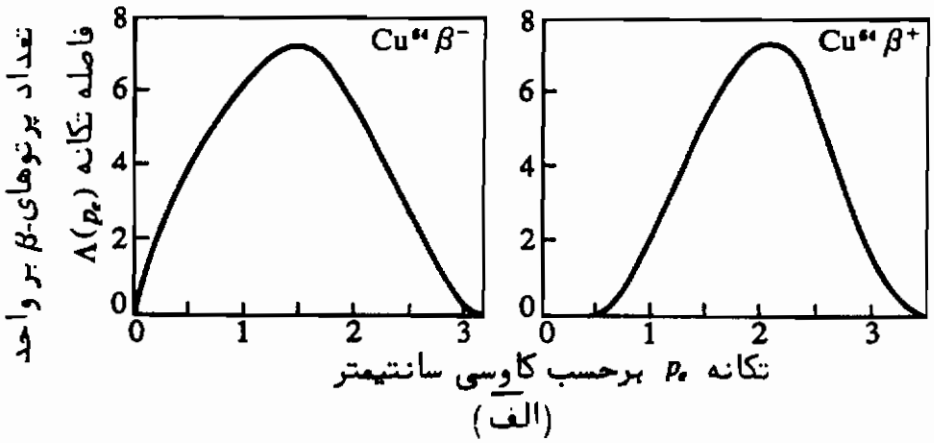
معادله (۴ـ۱۴۲) ،اساس **نمودارکوری** در طیفهای بتاست‌که می‌توان آنرا به‌سهولت برای $T_e(\max)$ به‌کار برد . در یک طیف سنج بتا می‌توان مستقیما" کمیتی متناسب با $\Lambda(p_e)$ را پیدا کرد . بنابراین اگر $\mathscr{M}'$ مستقل از p_e باشد تغییرات

$$\frac{[\Lambda(p_e)/F(Z_D,p_e)]^{\frac{1}{2}}}{p_e} \qquad (۱۴۳ - ۴)$$

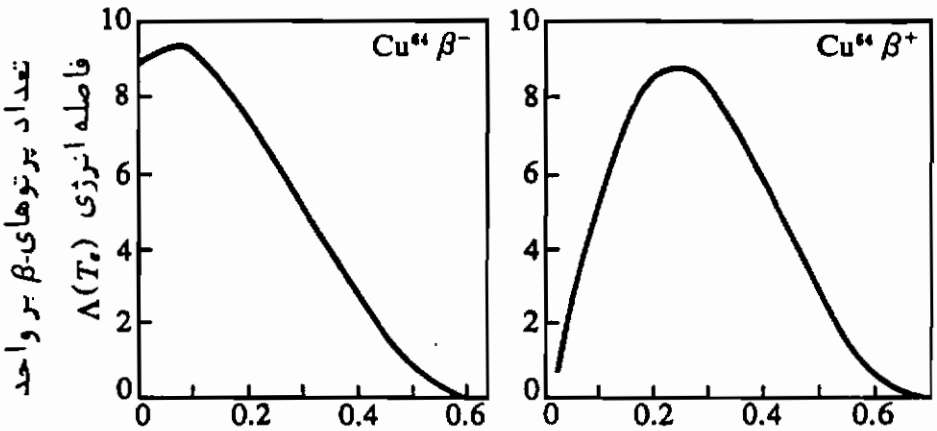
برحسب T_e به‌صورت یک‌خط مستقیم است . این‌خط مستقیم محورطولها را در $T_e = T_e(\max)$ قطع می‌کند . اگرچه‌طیفهایی‌ازپرتو بتاپیدا می‌شودکه درآنها $\mathscr{M}'$ مستقل‌ازانرژی‌است ، ولی‌انحرافهای زیادی از نمودار خط مستقیم کوری ممکن است رخ دهد . علت این امر ممکن‌است پراکندگی

۴۲ـ چون در دومین جملهٔ معادلهٔ (۴ـ۹۴) باید M_0 را با جرم الکترون جایگزین کنیم ، همانطورکه از محاسبات (۴ـ۹۷)و (۴ـ۹۸)مشاهده می‌شود ، جملهٔ دوم قابل‌چشم پوشی است .

و اتلاف انرژی الکترونها در چشمهٔ پرتوزا باشد (شکل۴–۲۳) . از شکل نمودارکوری درنزدیکی $T_e(\max)$ نیز در تعین حد بالایی برای جرم نوترینو استفاده شده است[۴۳] .



(الف)



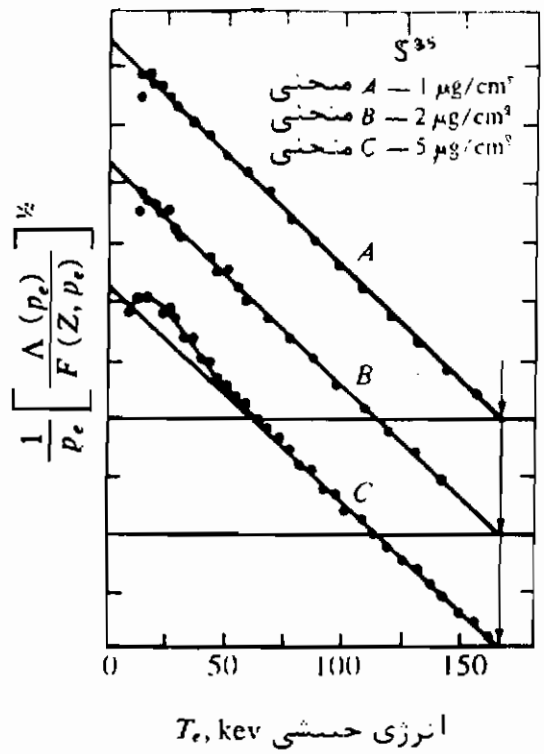
(ب) .

شکل (۴–۲۲) : شکلهای تجربی طیفهای پرتوبتا . (الف) تعداد ذرات بتا در واحد فاصلهٔ تکانه ، برحسب تکانه الکترون . واحد تکانه گاوس– سانتیمتر است ، زیرا حاصلضرب $B\rho$ را می‌توان برای اندازه‌گیری تکانه به‌کاربرد [معادلهٔ ۳–۲۱) را ملاحظه کنید] . ب) تعداد ذرات بتا در واحد فاصله انرژی بر حسب انرژی جنبشی . در هردو مورد ، تقویت قسمت کم– انرژی در طیف β^- وتضعیف آن درطیف β^+ قابل ملاحظه است[۴۴] .

---

۴۳ — Burcham, 1963, p. 605.

۴۴ — J. R. Reitz, *Phys. Rev.* 77: 10 (1950), and Evans, 1955.



شکل ۴–۲۳ : نمودار کوری در مورد طیف بتای حاصل از S^{35} . منحنی‌های A و B به‌طور عمودی جابجا شده‌اند تا واضح‌تر باشد . منحنی‌ها اثر افزایش ضخامت چشمهٔ پرتو بتا را نشان می‌دهند که در آنجا قسمت کم انرژی طیف، به‌علت پراکندگی و اتلاف انرژی در مادهٔ سرچشمه، تقویت می‌شود[۴۵] .

۴ – ۶ هـ) طول عمر و طبقه بندی واپاشیهای بتایی

ثابت واپاشی در واپاشی بتایی با انتگرال‌گیری عبارت (۴–۱۴۲) بر روی تمامی طیف به‌دست می‌آید

$$\lambda_\beta = \int_0^{p_e(\max)} \Lambda(p_e)\, dp_e$$
$$= \int_0^{\eta_0} F(Z_D,\eta)\eta^2(w_0 - w)^2\, d\eta\, |\mathscr{M}'|^2 \frac{m_0{}^5c^4}{2\pi^3\hbar^7} \qquad (۱۴۴-۴)$$

که برای سهولت ، یک تکانهٔ کاهش یافته

$$\eta = \frac{p_e}{m_0c} \qquad \eta_0 = \frac{p_e(\max)}{m_0c} \qquad (۱۴۵-۴)$$

و یک انرژی کل کاهش یافته

---

۴۵ – R. D. Albert and C. S. Wu, *Phys. Rev.* **74**: 847 (1948).

$$w = \frac{W}{m_0c^2} = \frac{T_e}{m_0c^2} + 1 \qquad w_0 = \frac{T_e(\max)}{m_0c^2} + 1 \qquad (۱۴۶-۴)$$

را معرفی کرده‌ایم . انتگرال (۴–۱۴۴) به‌طور عددی محاسبه می‌شود . اگر $\mathscr{M}'$ مستقل از انرژی باشد ، داریم

$$\lambda_\beta = f(Z_D, w_0)\,|\mathscr{M}'|^2 \frac{m_0^5c^4}{2\pi^3\hbar^7} \qquad (۱۴۷-۴)$$

در شکل (۴–۲۴) تابع f را رسم کرده‌ایم . این تابع تقریبا" متناسب با $T_e^5(\max)$ است .

اگرچه نظیر تخمین وایسکوف برای λ_γ [معادلهٔ (۴–۶۴)] ، تخمین کلی برای $|\mathscr{M}'|^2$ وجود ندارد ، ولی معادلهٔ (۴–۱۴۷) را می‌توان برای طبقه‌بندی واپاشی بتایی به‌کار برد . معمولا" از $\mathscr{M}'$ مرتبهٔ بزرگی g ی پتانسیل برهم کنش ΔV [معادله (۴–۱۳۵)] را به دست آورده و معادلهٔ (۴–۱۴۷) را به‌صورت زیر می‌نویسند

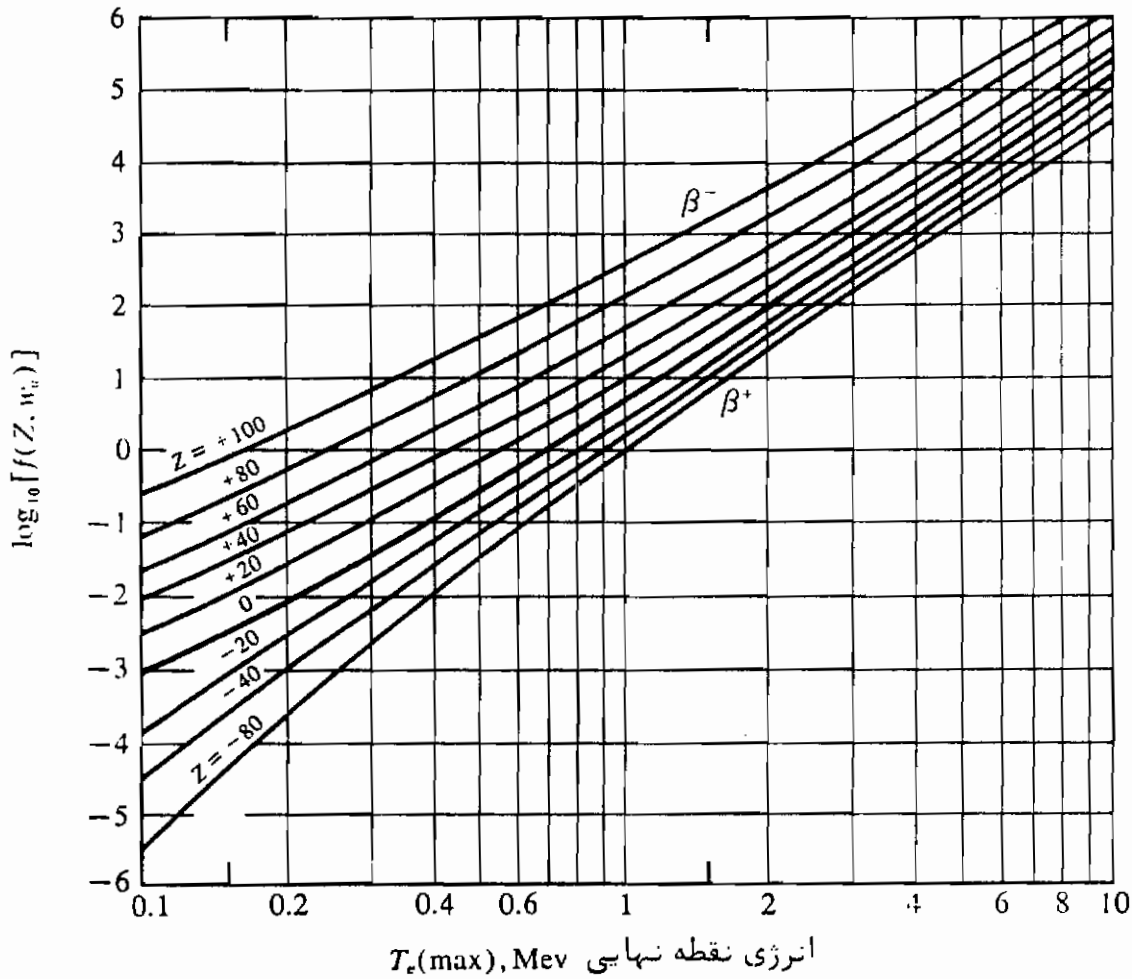
$$f(Z_D, w_0)t_{\frac{1}{2}} = \frac{t_0}{|M|^2} \qquad (۱۴۸-۴)$$

که در آن

$$t_0 = \frac{2\pi^3\hbar^7 \ln 2}{m_0^5c^4g^2} \approx 6{,}000 \text{ sec} \qquad (۱۴۹-۴)$$

$$M = \frac{\mathscr{M}'}{g} \qquad (۱۵۰-۴)$$

معادلهٔ (۴–۱۴۸) ،ضرایب سینماتیک در واپاشی‌بتایی‌را ازاثرهای هسته‌ای نهفته در M (یا $\mathscr{M}'$) به‌طور ظریفی جدا می‌کند. مانند واپاشی‌گامایی، M نسبت به‌قواعد گزینش و تکانه مداری $\mathbf{L}_\beta\hbar$ که توسط زوج الکترون ــ نوترینو حمل می‌شود ، حساس است . وقتی L_β به‌اندازهٔ یک واحد تغییر می‌کند ، بزرگی $|M|^2$ تقریبا" به‌اندازهٔ 10^{-2} تا 10^{-4} کاهش می‌یابد . چون زوج الکترون ــ نوترینو تکانهٔ زاویه‌ای اسپین ذاتی $\mathbf{S}_\beta\hbar$ را نیز با خود حمل می‌کند ، پایستگی تکانهٔ زاویه‌ای ایجاب می‌کند



شکل۴–۲۴: نمودار تابع f برحسب ماگزیمم انرژی جنبشی پرتو بتا، برای گسیلنده‌های پوزیترون و الکترون. Z عدد اتمی هسته دختر است. برای مقادیر $T_e(\max) > 1$ Mev مقدار f تقریبا" متناسب با توان پنجم $T_e(\max)$ است[۴۶].

$$\mathbf{I}_P = \mathbf{I}_D + \mathbf{L}_\beta + \mathbf{S}_\beta \qquad (۱۵۱-۴)$$

که، مثل گذشته، شاخصهای پائین P و D دلالت بر مادر و دختر می‌کند. می‌توان نشان دادکه تغییر پاریته در واپاشی بتا برابر است با $(-1)^{L_\beta}$، به‌طوری‌که پایستگی پاریته‌ایجاب می‌کند

۴۶ – E. Feenberg and G. Trigg, *Rev. Mod. Phys.* **22:** 399 (1950), as adapted by Evans, 1955.

$$\pi_P = (-1)^{L_\beta}\pi_D \qquad (۱۵۲-۴)$$

کمیت $|M|^2$ را می‌توان برحسب قوای صعودی L_β بسط داد. این بسط، مانستهٔ بسط (۴–۶۳) برای واپاشی گامایی می‌باشد.

$$|M|^2 = |M(L_\beta = 0)|^2 + |M(L_\beta = 1)|^2 + |M(L_\beta = 2)|^2 + \cdots \qquad (۱۵۳-۴)$$

کمترین مقدار L_β که در معادلات (۴–۱۵۱) و (۴–۱۵۲) صدق می‌کند، جملهٔ بسرتسر را در $|M|^2$، و از این رو بزرگی $ft_{\frac{1}{2}}$ یا λ_β را، تعیین خواهد کرد.

واپاشیهای با $L_\beta = 0$ به‌نام **مجاز**، با $L_\beta = 1$ به‌نام **اولین ممنوع**، با $L_\beta = 2$ به‌نام **دومین ممنوع** و غیره خوانده می‌شوند. در بخش (۴–۶ ج) متذکر شدیم که واپاشیهای با $S_\beta = 0$ (**واپاشیهای فرمی**) از واپاشیهای با $S_\beta = 1$ (**واپاشیهای گاموف ـ تلر**) متمایزند، ولی اختلاف در $|M|^2$ برای این دونوع واپاشی محسوس نیست. قواعد گزینش (۴–۱۵۱) و (۴–۱۵۲) را برای چند مثال خاص در جدول (۴–۳) درج کرده‌ایم.

جدول ۴–۳: مثالهایی برای انواع واپاشیهای بتایی

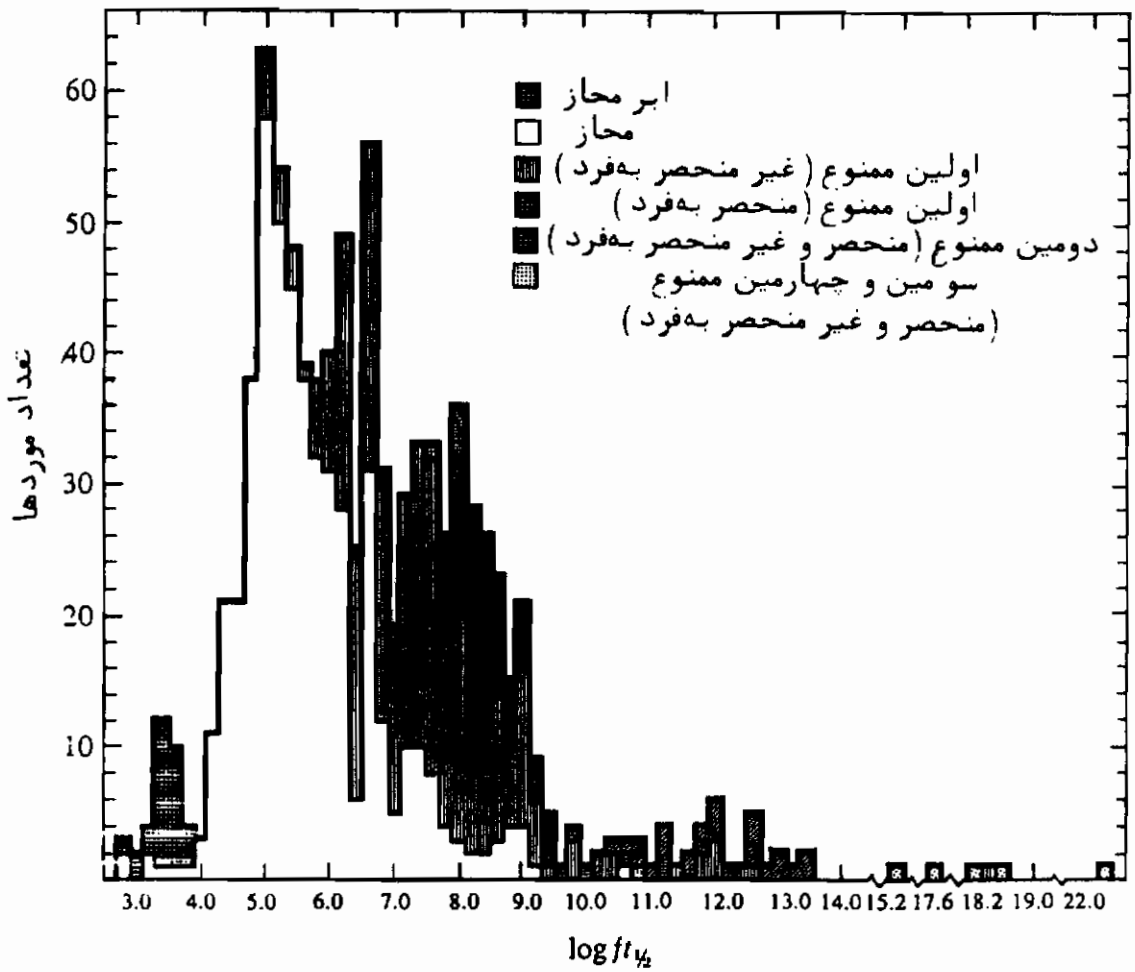
† هسته اولیه		هسته نهایی		مد واپاشی برتر
$_2He^6$	(0^+)	$_3Li^6$	(1^+)	محاز G.T.‡
$_8O^{14}$	(0^+)	$_7N^{14*}$	(0^+)	محاز F.‡
$_0n^1$	$(\frac{1}{2}^+)$	$_1H^1$	$(\frac{1}{2}^+)$	مخلوط F. و G.T. محاز
$_{16}S^{35}$	$(\frac{3}{2}^+)$	$_{17}Cl^{35}$	$(\frac{3}{2}^+)$	مخلوط F. و G.T. محاز
$_{39}Y^{91}$	$(\frac{1}{2}^-)$	$_{40}Sr^{91}$	$(\frac{5}{2}^+)$	اولین ممنوع G.T.‡
$_{17}Cl^{38}$	(2^-)	$_{18}A^{38*}$	(2^+)	اولین ممنوع و G.T. مخلوط
$_4Be^{10}$	(0^+)	$_5B^{10}$	(3^+)	دومین ممنوع و G.T.‡

† تکانه زاویه‌ای و پاریتهٔ هر حالت داده شده است.

‡ تنها مد واپاشی ممکن، موسوم **به‌گذار منحصر به فرد** است.

مقادیر تجربی $\log ft_{\frac{1}{2}}$ در شکل (۴–۲۵) نشان داده‌شده‌اند. واپاشیهای با کمترین مقدار، متمرکز در اطراف ۳/۵، بین هسته‌های آینه‌ای صورت می‌گیرد (بخش ۲–۷). این واپاشیها موسوم به **ابر مجازند** زیرا توابع موج اولیه و نهایی هسته‌ها طوری کاملا" بر روی‌هم

می‌افتند که مقدار $|M|^2$ [معادلهٔ (۴ــ۱۵)] تقریبا" برابر واحد می‌شود[۴۷]. در مدل لایه‌ای تک‌ذره‌ای، فرض می‌کردیم که مثلا" آخرین پروتون، یک پوزیترون و نوترینو گسیل می‌کند، و تبدیل به‌یک نوترون می‌شود. در یک هسته آینه‌ای، تابع موج نوترون و پروتون یکی است، به‌طوری‌که رویهم‌افتادگی کاملی بین‌توابع موج آنها وجود دارد. در اغلب هسته‌های دیگر، آخرین پروتون و نوترون در لایه‌های متفاوتی هستند. شکل (۴ ــ ۲۵) نشان می‌دهدکه این مطلب، احتمال واپاشی را تقریبا" 10^{-2} بار کاهش می‌دهد. حساسیت فوق‌العادهٔ آهنگ واپاشی بتا به‌همپوشی توابع موج اولیه و نهایی هسته‌ای، موجب پاشیدگی وسیعی در میان مرتبه‌های گوناگون واپاشی‌بتایی‌می‌شودکه در شکل (۴ ــ ۲۵) می‌توان آنرا ملاحظه کرد.



شکل (۴ــ۲۵) توزیع فراوانی مقادیر $\log ft_{\frac{1}{2}}$ برای گسیلنده‌های‌شناخته‌شدهٔ بتا[۴۸].

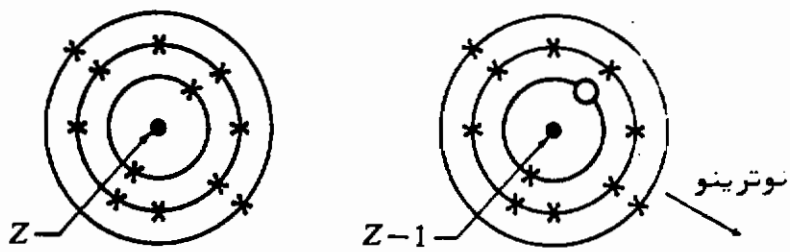
۴۷ــ برای محاسبات دقیقتر، ر.ک کتاب Segre، ۱۹۶۴، بخش۹ــ۹

۴۸ – C. E. Gleit, C. W. Tang, and C. D. Coryell,"Beta-Decay Transition Probabilities," Nuclear Data Sheets, vol. 5, set 5, 1963.

همچنین این مطلب معمولاً" تشخیص مرتبهٔ یک واپاشی معین را به‌تنهایی از مقدار $ft_{\frac{1}{2}}$ غیر ممکن می‌سازد.
در این صورت باید اطلاعات مستقلی پیرامون اسپینها و پاریته‌ها در دسترس باشد، که در واقع، در مورد شکل (۴ـ۲۵) چنین بوده است و برای رسم این شکل از آنها استفاده کرده‌ایم.

۴ـ۶ و) واپاشی گیراندازی الکترونی

فرایند دیگری که مانستهٔ واپاشی پوزیترون است توسط آلوارز (۱۹۳۷) کشف شد. تحت بعضی شرایط، یک الکترون اتمی می‌تواند توسط یک هستهٔ گیر بیفتد و یک نوترینو گسیل شود. محتمل‌ترین گیراندازی از الکترونهای لایه K صورت می‌گیرد زیرا یک الکترون K بیشترین احتمال را برای بودن در داخل هسته دارد[۴۹].



شکل ۴ـ۲۶: فرایند گیراندازی الکترون ـ در مثال نشان داده شده، یک الکترون K گیر می‌افتد، هرچندکه ممکن است گیراندازی از یک لایهٔ خارجی‌تر اتم نیز صورت بگیرد.

سینماتیک فرایند را می‌توان از شکل (۴ـ۲۶) تشخیص داد. در حالت اولیه یک اتم مادر وجود دارد. در حالت نهایی یک اتم دختر برانگیخته و یک نوترینو وجود دارد. توجه کنید که در حالت نهایی، بار هسته‌ای و تعداد الکترونهای اتمی بازهم متوازن هستند. از پایستگی انرژی

۴۹ـ تابع موج الکترونی، در مبداء متناهی است [با توابع موج یک چاه مربعی شکل (۴ـ۲۴) مقایسه کنید]. در اغلب موارد، احتمال گیراندازی از لایه L تقریباً" ۱۰٪ لایه K است. Robinson and Fink, 1960

$$M_P c^2 = M_D c^2 + E_B + T_\nu \qquad (۱۵۴-۴)$$

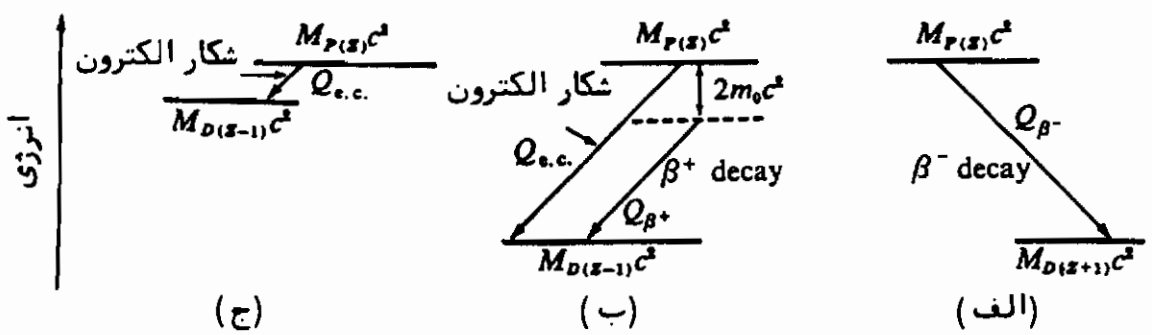
که در آن E_B انرژی بستگی الکترون (از دست‌رفته) در هستهٔ دختر است. جرمهای اتمی، مربوط به‌اتمها درحالت پایه آنهاست. از انرژی پس‌زنی هستهٔ دختر نیز صرفنظر کرده‌ایم. مقدار Q در گیراندازی الکترون برابر است با انرژی‌جنبشی نوترینو

$$Q_{e.c.} = T_\nu$$
$$= (M_P - M_D)c^2 - E_B \qquad (۱۵۵-۴)$$

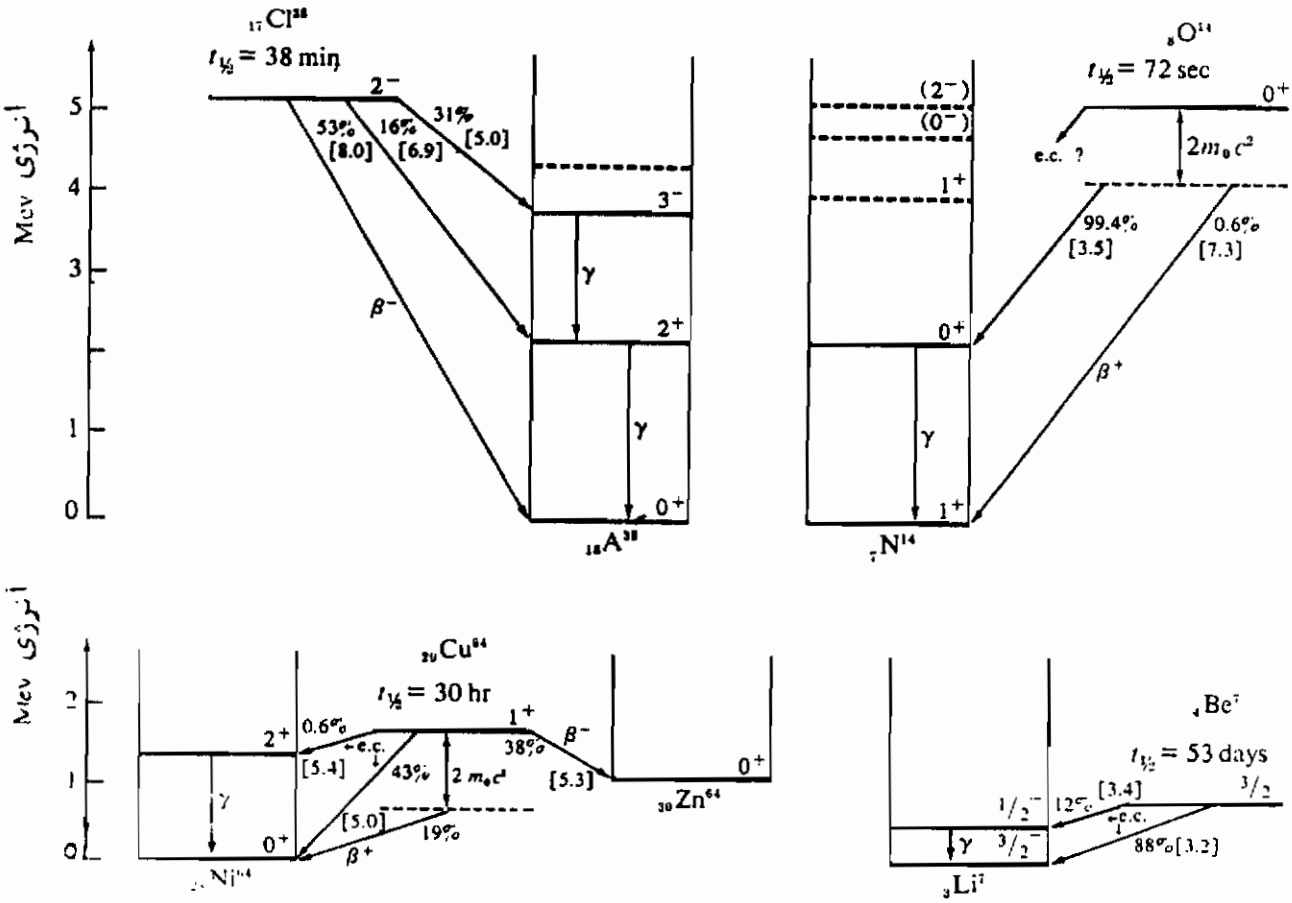
چون برای الکترون والانس $E_B \approx 0$ ، اگر $M_{P(Z)} > M_{D(Z-1)}$ ، گیراندازی الکترون رخ خواهد داد. گیراندازی الکترون از یک لایهٔ داخلی تر اتم، با یک فرایند ثانوی، نظیر گسیل پرتوهای x یا الکترونهای اوژه (ر.ک بخش ۳-۴ ج) توسط اتم دختر همراه است.

در شکل (۴-۲۷) سینماتیک سه فرایند واپاشی‌بتایی‌را خلاصه کرده‌ایم. هرسه نوع واپاشی‌بتایی‌نیزمی‌توانندبه‌یک‌حالت برانگیخته منجر شوند واپاشیهای نوعی در شکل (۴-۲۸) نشان داده شده است.

ثابت واپاشی $\lambda_{e.c.}$ ی گیراندازی الکترون را می‌توان مطابق همان نظریه‌ای‌که قبلاً" ارائه کردیم محاسبه کرد. چون‌فقط یک ذره گسیل می‌شود، عبارت (۴-۱۲۹)برای چگالی حالتها به‌کار می‌رود. برای گذارهای مجاز، مقدار $\lambda_{e.c.}$ متناسب با T_ν^2 است[ر.ک معادلهٔ (۴-۱۳۰)]. نسبت $\lambda_{e.c.}/\lambda_{\beta^+}$ عملاً" مستقل از هرنوع آثار هسته‌ای است، از اینرو آزمون خوبی‌برای‌نظریهٔ واپاشی‌بتایی‌است. شکل (۴-۲۹)نسبت‌محاسبه‌شده‌را برای‌گیراندازی K در مقایسه با گسیل پوزیترون نشان می‌دهد. توافق خوبی با تجربه پیدا شده است. هنگامی که نظریه توسط تجربه تأئید شد، می‌توان از نسبت $\lambda_{e.c.}/\lambda_{\beta^+}$ برای برآوردانرژیهای‌واپاشی استفاده کرد.

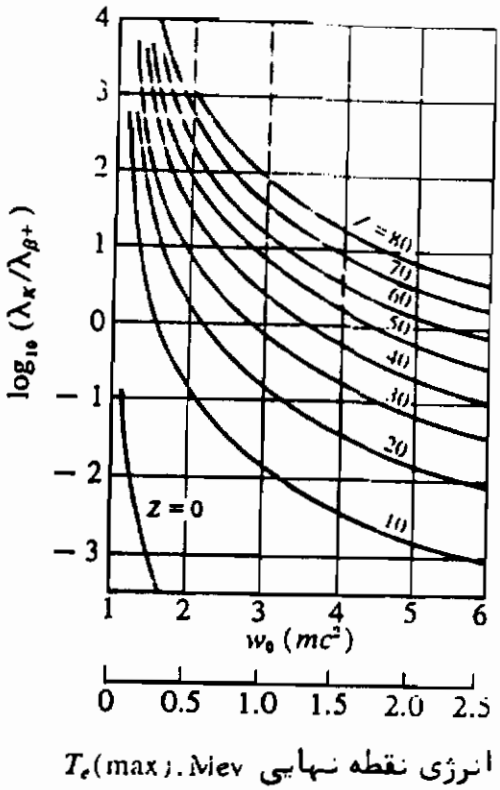


شکل (۴-۲۷) : سینماتیک‌واپاشی‌بتایی. الف)واپاشی β^- ب) واپاشی β^+ و گیراندازی الکترونی. واپاشی β^+ وقتی میسر است‌که $M_{P(Z)} - M_{D(Z-1)} > 2m_0$ ج)گیراندازی‌الکترون وقتی صورت می‌گیرد که $0 < M_{P(Z)} - M_{D(Z-1)} < 2m_0$ باشد.



شکل۴ـ۲۸ نمودارهای نوعی گسیلنده‌های بتا . ترازهای هسته‌ای که در واپاشی‌بتایی‌دخالتی‌ندارند با نقطه‌چین نشان داده شده‌اند (این‌ترازها از روی واکنشهای هسته‌ای پیدا شده‌اند) . نسبت‌های شاخه‌ای به‌درصد داده شده و مقادیر $\log ft_{1/2}$ در کروشه نوشته شده‌اند[۵۰].

۵۰ ـ K. Way, A. Artna, and N. B. Gove, (eds.), "Reprint of Nuclear Data Sheets, 1959–1965," Academic Press Inc., New York, 1966.



شکل۴ـ۲۹ : احتمال گیراندازی الکترون K در مقایسه با واپاشی پوزیترونی، برحسب انرژی نقطهٔ نهایی طیف پوزیترون برای اعداد اتمی متعدد دهستهٔ دختر. نمودار، فقط مربوط به‌طیف‌های مجاز است.

[E. Feenberg and G. Trigg, *Rev. Mod. Phys.* **22:** 399 (1950), adapted by Evans, 1955.]

۴ ـ ۶ ز) واپاشی معکوس بتایی

نظریهٔ واپاشی‌بتایی‌پیش‌بینی می‌کندکه نوترینوهاباید دارای‌یک‌احتمال برهم کنش خیلی‌کوچک، ولی‌متناهی (غیرصفر)، با هسته‌ها باشندکه تقریبا 10^{-19} مرتبه کوچکتر از واکنشهای هسته‌های معمولی است. در بخش(۴ـ۶ الف) متذکر شدیم که چنین برهم‌کنشی توسط رانیز و کوان (۱۹۵۳) پیدا شد. آنها دنبال واکنش

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \qquad (۱۵۶ - ۴)$$

می‌گشتند که در آن پادنوترینوها توسط واپاشیهای بتایی‌داخل یک راکتور هسته‌ای تولید شوند. این واکنش،معکوس واپاشی بتایی‌نوترون است

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \qquad (۱۵۷ - ۴)$$

زیرا طبق نظریهٔ دیراک (بخش۳ـ۴ د) آفرینش یک الکترون توام با نابودی‌یک پوزیترون است. به‌عبارت دیگر، فرایند

$$n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu} \qquad (۱۵۸ - ۴)$$

کاملا" معادل با واپاشی بتایی می‌باشد.

در واکنش (۴–۱۵۶)، آفرینش یک نوترون با آشکارسازی تشعشع انهدامی حاصل از پوزیترون مشخص می‌شد که چند میکروثانیه پس از آشکارسازی تشعشع گامای حاصل از گیراندازی نوترون کند صورت می‌گرفت (بخش ۵–۵ ج). چنین دنباله‌ای از رویدادها، واکنش (۴–۱۵۶) را از تمام واکنشهای ممکن زمینه متمایز می‌سازد. با روشن و خاموش‌کردن راکتور مولد پادنوترینو، می‌توان احتمال تولید واکنش را بررسی و معلوم نمود که با نظریه به‌خوبی سازگار است.

در آزمایش مشابه، دیویس (۱۹۵۵)، سعی کرد فرایند معکوس گیراندازی الکترون

$$_{18}A^{37} + e^- \rightarrow {}_{17}Cl^{37} + \nu \qquad (۴ - ۱۵۹)$$

را ایجاد کند ولی نتوانست واکنش

$$Cl^{37} + \nu \rightarrow A^{37} + e^- \qquad (۴ - ۱۶۰)$$

را در مجاورت یک راکتور آشکار سازد. زیرا راکتورها پادنوترینو ایجاد می‌کنند[۵۱]: این به‌وضوح نشان می‌دهد که نوترینوها و پادنوترینوها ذرات متفاوتی هستند. ما امروزه می‌دانیم که این دو ذره از لحاظ جهت اسپین ذاتی‌شان از یکدیگر متمایزند: جهت اسپین ذاتی نوترینوها پاد موازی با جهت حرکت است. در صورتی که جهت اسپین پادنوترینوها با جهت حرکتشان موازی است [گلدهابر، گرودزین، سونیر (۱۹۵۸)][۵۲].

۴ – ۶ ح) ناپایستگی پاریته در واپاشی بتایی

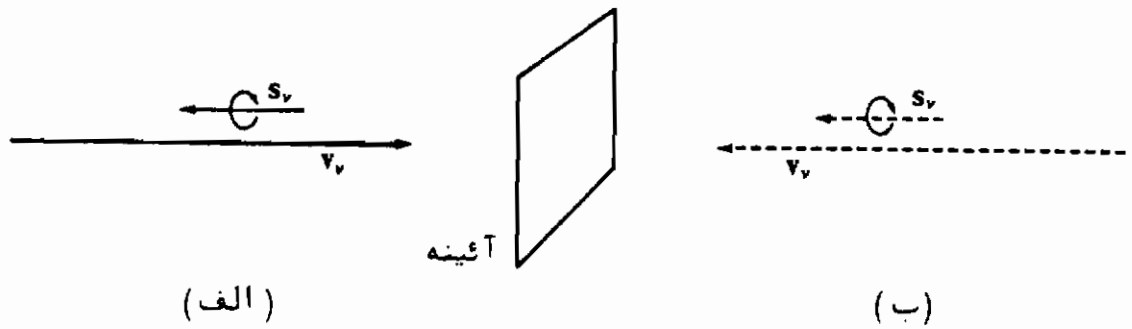
خاصیت نوترینوهاکه درفوق‌ذکر کردیم، پاریته‌را پایسته‌نمی‌دارد و درتوافق‌باتجربه منجر به‌نوعی ناپایستگی پاریته درواپاشی‌بتایی‌می‌شود. مطابق شکل (۴–۳۰ الف) نوترینویی را در نظر بگیرید که به‌سمت راست در حرکت است. تکانهٔ زاویه‌ای اسپین آن $\vec{s}\vec{h}$ به‌سمت چپ است. اگر این خاصیت نوترینو پاریته را پایسته می‌داشت، وضعیت آینه‌ای، شکل

---

۵۱ – گیراندازی نوترون توسط ویژه‌هسته‌های پایدار، معمولا" ایجاد ویژه هسته‌های پرتوزای بتا می‌کند که گسیلنده پادنوترینو می‌باشند.

۵۲ – Goldhaber, Grodzins, and Sunyar

۴ـ۳۰ ب ، نیز باید امکان‌پذیر می‌بود ، زیرا جهت بردار تکانهٔ زاویه‌ای در این تجربه آینه‌ای تغییر نمی‌کند[۵۳].



شکل ۴ـ۳۰ : خاصیت ناپایستگی پاریته در نوترینو . (الف) نوترینو با سرعت v_ν به‌سمت راست حرکت می‌کند . (ب) تجربه آنطور که در آینه دیده می‌شود. این وضعیت برای نوترینو در طبیعت اتفاق نمی‌افتد .

ولی ، این وضعیت برای نوترنیو نمی‌تواند رخ دهد ، زیر ، همانطور که در بالا بیان کردیم ، اسپین تمام نوترینوها با بردار سرعت آنها پادموازی است . وضعیت نشان داده شده در شکل (۴ـ۳۰ ب) مربوط به‌یک پادنوترینو است . به‌عبارت دیگر ، تجربه آینه‌ای فقط وقتی امکان‌پذیر است که ذره به‌پادذره تبدیل شود .

این ناپایستگی پاریتهٔ نوترینوها نخستین بار در یک رشته آزمایش که توسط "لی‌ویانگ" (۱۹۵۶) انجام شد کشف گردید . آنها از روی بعضی واپاشیهای مزونی دریافتند که تجربیات آینه‌ای در واپاشی بتا در طبیعت اتفاق نمی‌افتند ، مگر اینکه هریک ازذرات سبک (الکترون ، پادنوترینو) به پادذرهٔ خودش (پوزیترون ، نوترینو) تبدیل شود . مخصوصا" ، دو اثر از ناپایستگی پاریته پیش‌بینی و پیدا شدند :

۱ ـ توزیع زاویه‌ای پرتوهای بتا از هسته‌های قطبیده نسبت به‌صفحه‌ای که از هسته می‌گذرد و عمود بر محور قطبش است ، متقارن نیست .

۲ ـ الکترونهای گسیل شده در واپاشی بتایی، جهت اسپنشان بیشتر پادموازی با جهت حرکتشان است ، و در مورد پوزیترونها وضعیت برعکس است . اینکه ، این دوخاصیت پاریته‌را پایسته‌نمی‌دارند ، ممکن است با ملاحظاتی نظیر آنچه‌که در رابطه با شکل (۴ـ۳۰)

---

۵۳ ـ اگر فرض کنیم که تکانهٔ زاویه‌ای نوترینو را بتوان مانند تکانهٔ زاویه‌ای یک جسم دوّار در نظر گرفت ، ملاحظه می‌شود که جهت دوران درآینه تغییر نمی‌کند (شکل۴ـ۳۰) .

توضیح دادیم اتساب کرد[۵۴].

اثرهای با ناپایستگی پاریته، فقط برای دراب سک درواپاشی‌بتایی رخ می‌دهند. حالتهای هسته‌ای دارای یک پاریته معین با دقت فوق‌العاده زیاد هستند به‌طوری که قواعد گزینش (۴–۱۵۲) باید رعایت شود. همچنین، الکترونهای معمولی دارای هیچگونه جهت قطبش خاصی نیستند.

۴ ـ ۶ ط) اطلاعاتی در مورد ساختار هسته از روی واپاشی بتایی

قسمتی از اطلاعات مربوط به‌ساختارهسته ازروی‌واپاشی‌بتایی، نظیراطلاعاتی‌است‌که‌از واپاشی‌گامایی‌به‌دست‌می‌آید. انرژیهای‌واپاشی‌برای‌آزمودن‌روندهای‌منظم‌انرژی در هسته‌ها، بخصوص‌فرمول نیمه تجربی جرم و انرهای لایه‌ای، مفیدند. عنصر ماتریسی $\mathcal{M}$ [معادلهٔ (۴–۱۳۵)] نسبت به‌همپوشی توابع موج ویژه هسته‌های دختر و مادر بسیار حساس است. در هسته‌های آینه‌ای، همپوشی عملاً" کامل است. این مطلب تائید دیگری بر تقارن برهم کنشهای هسته‌ای سست به‌کذارهای بتا بین ترازهای مربوط، هرجا که از نظر انرژی مجاز هستند، اثر مجاز می‌باشند. این، مؤید همپوشی کامل بین توابع موج است و استقلال از بار نیروهای هسته‌ای را تائید می‌کند (بخش۲–۷).

بتانسیل برهم کنش ΔV[معادلهٔ (۴–۱۳۵)] نیز محتوی اطلاعات با ارزشی است، که ایده‌های جدیدی از نقش مزونهای مختلف در هسته را ارائه خواهد داد. امروزه، فقط محدودیتهای عمومی چندی را بر ΔV، که ناشی از اثرهای تقارن و ناپایستگی پاریته است، می‌توانیم درک‌کنیم. بزرگی g ی پتانسیل برهم کنش هنوز توضیح داده نشده است. به‌طور تجربی معلوم شده است که این ضریب تقریبا" 10^{+6} مرتبه کوچکتر از برهم‌کنشهای هسته‌ای یا 10^{+4} بار کوچکتر از برهم‌کنشهای الکترومغناطیسی است. از اینرو برهم‌کنش‌واپاشی‌بتایی را برهم‌کنش ضعیف می‌نامند. پیش بینی می‌شود که عامل این برهم‌کنش میدان نیروپسی است، که نه هسته‌ای است، نه الکترو مغناطیسی، و نه گرانشی.

---

۵۴ — Burcham, 1963, sec. 16-7.

مسایل

۴ ـ ۱ یک منبع پرتوزا شامل مخلوطی از دوویژه هسته پرتوزاست که فعالیت اولیه آنها مساوی است. یکی از ویژه هسته‌ها با نیمه عمر $\frac{1}{2}$ سال و دیگری با نیمه‌عمر $\frac{1}{4}$ سال وا می‌پاشد. بعد از یک سال چه کسری از فعالیت اولیه باقی می‌ماند؟

۴ ـ ۲ فراوانی طبیعی U^{235} برابر ۰/۷۲ در صد و U^{238} برابر ۹۹/۳ درصد است. به‌فرض آنکه در فرایند تشکیل ماده، فراوانی هردو ایزوتوپ یکسان بوده باشد، زمان پیدایش عناصر را حدس بزنید. نیمه‌عمرهای U^{235} و U^{238} به‌ترتیب برابر $۶/۸\times۱۰^{۸}$ سال $۴/۶\times۱۰^{۹}$ سال است.

۴ ـ ۳ یک نمونهٔ پرتوزای تولیدشده در یک راکتور هسته‌ای دارای منحنی واپاشی زیراست

زمان مشاهده (به‌دقیقه)	فعالیت شمارش‌درثانیه	زمان مشاهده (به دقیقه)	فعالیت شمارش‌درثانیه
0	366	10	128
1	289	15	99
2	241	20	78
3	210	25	63
4	189	30	50
5	173	35	42
6	161	40	35
7	151	45	30

بعدازچندساعت، یک زمینهٔ ثابت به‌اندازه ۱۵ شمارش‌درثانیه‌اندازه‌گیری می‌شود؟ نیمه عمر و فعالیتهای نسبی اولیه ایزوتوپهای پرتوزا را در نمونه محاسبه کنید.

۴ ـ ۴ ویژه هستهٔ پرتوزای Na^{24} (ساعت ۱۴/۸ = $t_{\frac{1}{2}}$) از بمباران Na^{23} توسط نوترون به‌دست می‌آید. اگر آهنگ تولید Na^{24} برابر $۱۰^{۸}$/sec بوده و بمباران با نمونهٔ تازه Na^{23} انجام شود، مطلوب است: (الف) ماکزیموم فعالیت Na^{24} (برحسب کوری) (ب) زمان بمباران لازم جهت ایجاد ۹۰ درصد فعالیت ماکزیموم (ج) تعداد اتمها پرتوزای Na^{24}، سه‌ساعت پس از توقف بمباران (ب).

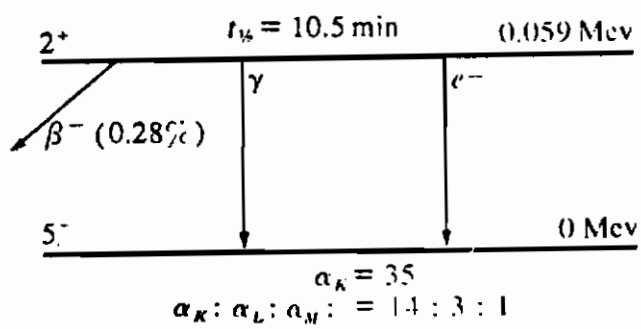
۴ ــ ۵ الف) یک کرم از عنصر پتاسیم، تعداد ۲۹ درهٔ β^- در ثانیه، براثر واپاشی K^{40} گسیل می‌کند. (فراوانی طبیعی برابر ۰/۰۱۲ اتم درصد است). به‌علت رقابت واپاشی گیراندازی الکترونی و ایجاد یک حالت برانگیخته A۴۰، پرتوهای گاما نیز گسیل می‌شوند. نسبت $N_\gamma/N_\beta = 0/12$. هیچ واپاشی گیراندازی الکترونی که منجر به‌حالت پایه A۴۰ شود وجود ندارد. نیمه عمر K۴۰ چقدر است؟ (ب) این واپاشی پرتورا را می‌توان جهت تعیین عمر زمین‌شناختی یک کانی، با اندازه‌گیری غلظت K۴۰ و A۴۰، به‌کار برد. فرض می‌کنیم که تمام A۴۰ موجود از واپاشی K۴۰ نتیجه شود و هیچ A۴۰ کانی فرار نکرده باشد. (ج) عمر یک کانی که برای آن $N(A^{40})/N(K^{40}) = 0.5$ است چقدر است؟

۴ ــ ۶ (الف) یک نوکلئید مادر پرتوزا، دارای یک دختر پرتوزاست. اگر عنصر پرتورایی مادر در ابتدا خالص باشد، یک رابطه برای زمانی پیدا کنید که در آن فعالیت دختر ماکزیموم باشد. در این لحظه نسبت فعالیت مادر به‌دختر چقدر است؟ (ب) یک نمونهٔ خالص Th۲۲۷ (روز ۱۸/۲ = $t_{\frac{1}{2}}$) با گسیل آلفا به Ra۲۲۳ (روز ۱۱/۷ = $t_{\frac{1}{2}}$) وا می‌پاشد. عنصر Ra ۲۲۳ نیز گسیلندهٔ آلفاست. چه موقع فعالیت آن ماکزیموم است؟ (ج) نسبت فعالیت Th۲۲۷ به‌فعالیت Ra۲۲۳ بعد از چندین ماه چقدر است؟

۴ ــ ۷ رادیوم (Ra۲۲۶، سال ۱۶۲۲ = $t_{\frac{1}{2}}$) به‌رادون (روز ۳/۸۲ = $t_{\frac{1}{2}}$ و Rn^{222}) که یک گاز تک اتمی است وا می‌پاشد. یک نمونهٔ خالص رادیوم ۱۰۰mC، بعد از چند ماه با فراورده‌های واپاشی خود به‌حالت تعادل در می‌آید. مطلوبست محاسبهٔ تعداد اتمهای موجود رادون در آن زمان. در شرایط متعارفی (NTP)، این گاز چه حجمی را اشغال می‌کند؟

۴ ــ ۸ یک نمونهٔ خالص ۱۰mC از Ra E (Bi۲۱۰، سال ۵/۰۱ = $t_{\frac{1}{2}}$) به‌پلونیوم (Po۲۱۰ و روز ۱۳۸/۴ = $t_{\frac{1}{2}}$) وا می‌پاشد. ماکزیموم فعالیت پلونیوم را حساب کنید.

۴ ــ ۹ مطابق شکل، ویژه هسته Co^{60} دارای یک تراز ایزومری است. (الف) ثابتهای واپاشی مجزا برای واپاشی β, e^- و γ چیست؟ (ب) برآورد مناسب وایسکوف برای ثابت واپاشی گاما چیست؟ (ج) پهنای تراز ایزومری Co^{60} (به ev) چقدر است؟



۴ ــ ۱۰ در B^{11} ، یک گذار گاما از ترازMev ۹/۲۸ (اسپین ــ پاریته $\frac{5}{2}^+$) به‌ترازMev ۴/۴۶ (اسپین پاریته-$\frac{3}{2}$) صورت می‌گیرد . مرتبه قطبیت برتر در این گذار چیست ؟ بر طبق مدل وایسکوف ، پهنای مورد انتظار گاما را (به ev) حساب کنید (مقدار اندازه‌گیری شده Γ_γ برابر ev ۵/۴ است) .

۴ ــ ۱۱ در Zr^{90} یک تراز ایزومری در Mev ۲/۳۱۵ دارای نیمه‌عمر ۰/۸۳ ثانیه است. این تراز دارای یک، شاخهٔ ۱۶ درصد به‌یک حالت Mev ۲۱۸۲ و یک شاخه ۸۴ درصد به‌حالت پایه است . ضرایب تبدیل K ی این دوگذار ، به‌ترتیب، ۲/۰ و 4×10^{-4} است . با به‌کاربردن معادلهٔ (۴ــ۶۹) و شکل (۴ــ۹) مرتبه چند قطبیتی این گذارها و اسپین و پاریته ممکن ترازها را حدس بزنید .

۴ ــ ۱۲ واپاشی بتای Cs^{137} ۵۵ به‌یک تراز ایزومری Ba^{137} ۵۶ منجر می‌شود ، که این‌تراز نیز با یک گذار Mev ۰/۶۶۱۶ وا می‌پاشد . انرژی الکترونهای تبدیل داخلی K و L را محاسبه کنید . (انرژیهای بستگی K و L برای Cs به‌ترتیب برابر kev ۳۵/۹ و kev ۵/۷ و برای (Ba) به‌ترتیب kve ۳۷/۴ و kev ۶/۰ است .

۴ ــ ۱۳ در شکل (۴ــ۱۷ــ الف) انرژی واپاشی آلفای Pu^{238} و انرژی ترازهای برانگیخته U^{234} داده شده‌اند . مطلوبست محاسبهٔ انرژی جنبشی گروه ذرات آلفایی که منجر به‌تراز برانگیختهٔ Mev ۰/۴۹۹ در U^{234} می‌شود .

۴ ــ ۱۴ (الف) از روی فرمول نیمه تجربی جرم نشان دهید که برای یک ایزوتوپ معین، باید شیب انرژی واپاشی آلفا برحسب عدد نوترونی منفی باشد . (ب) مقادیر شیب‌را برای $Z=86$ و ۱۳۰و $N=120$ با به‌کاربردن هرمجموعه‌سازگار ازپارامترهای انرژی محاسبه کنید [با شکل (۴ــ۱۲) مقایسه کنید] .

۴ ــ ۱۵ (الف) از روی فرمول نیمه تجربی جرم نشان دهید که برای یک ایزوتون معین باید شیب انرژی‌واپاشی‌آلفایی‌برحسب عدد اتمی مثبت باشد . (ب) مطلوبست محاسبهٔ این شیب برای $N=120$ در نزدیک $Z=84$ با استفاده از هرمجموعهٔ‌سازگار از پارامترهای انرژی [با شکل (۴ــ۱۲) مقایسه کنید] .

۴ ــ ۱۶ ویژه هستهٔ Nd^{144} ، درات آلفایMev ۱/۸۳ گسیل می‌کند . از رابطهٔ (۴ــ۹۵) جهت تعیین‌نیمه‌عمر آن‌استفاده کنید (نیمه‌عمرتجربی‌برابراست با $2/4\times10^{15}$ سال) .

۴ ــ ۱۷ فرض کنید دو ایزوتوپ عنصر ($A\approx250$) Cf^{98} ، که تفاوت عدد نوترونی آنها ۴ است ، دارای انرژیهای واپاشی آلفای یکسانی باشند . (الف)کدام ایزوتوپ دارای نیمه‌عمر بیشتری است ؟ (ب) اختلاف درصد مورد انتظار را در نیمه‌عمرهامحاسبه

کنید .

۴ ــ ۱۸ انرژی نقطه نهایی طیف بتای نوترون (به Mev) را از روی جرمهای نوترون و ئیدرژن به‌دست آورید .

۴ ــ ۱۹ نشان دهید که اگر انرژی نقطه نهایی یک گسیلندهٔ بتا کمتر از m_0c^2 باشد ، نسبت انرژی متوسط بتا به‌انرژی نقطه نهایی $\frac{1}{3}$ است . فرض کنید که تابع فرمی در فاصلهٔ انرژی مورد بحث تقریبا" ثابت باشد .

۴ ــ ۲۰ در شکل (۴ــ۱۸) فرض کنید که زاویهٔ بین هستهٔ Li^6 پس‌زده و الکترون ۹۰ درجه باشد. فقط از این فرض نتیجه بگیرید که انرژی جنبشی الکترون نشان داده شده باید کمتر از نصف ماگزیموم انرژی موجود باشد (ممکن است یک جواب نموداری مفید باشد) .

۴ ــ ۲۱ فرض کنید که در شکل (۴ــ۱۸) زاویه بین هسته Li^6 پس زده و الکترون ۹۰ و بزرگی تکانهٔ هسته Li^6 و الکترون یکی باشد . انرژی‌های جنبشی سه‌ذره فرآورده این واپاشی ($\bar{\nu}$ و e^- و Li^6) را محاسبه کنید . انرژی واپاشی He^6 ۳/۷۵Mev. است .

۴ ــ ۲۲ با استفاده از اصل عدم قطعیت نشان دهید که پاشیدگی انرژی جنبشی الکترونها در داخل هستهٔ C^{12} در مقایسه با بیشترین انرژیهای نقطه نهایی پرتوهای بتای هسته‌های سبک (۱۵ Mev ≈) زیاد است . (از فرمولهای نسبیتی استفاده کنید، می‌توانید فرض کنید که برای الکترون فرضی داخل هسته ، $p \gg m_0c.$ است) . از این ناسازگاری گاهی برای رد وجود الکترون در هسته‌ها استفاده می‌شود .

۴ــ۲۳ با فرض اینکه هسته Be^7 قبل از وقوع یک گیراندازی K ساکن باشد ، بعداز فرایند گیراندازی K ، چه سرعت (به cm/sec) و انرژی (به ev) به‌آن داده می‌شود؟ جرم سکون نوترنیو را صفر فرض کنید (اختلاف جرم اتمی بین Be^7 و Li^7 برابر Mev ۰/۸۶ می‌باشد) .

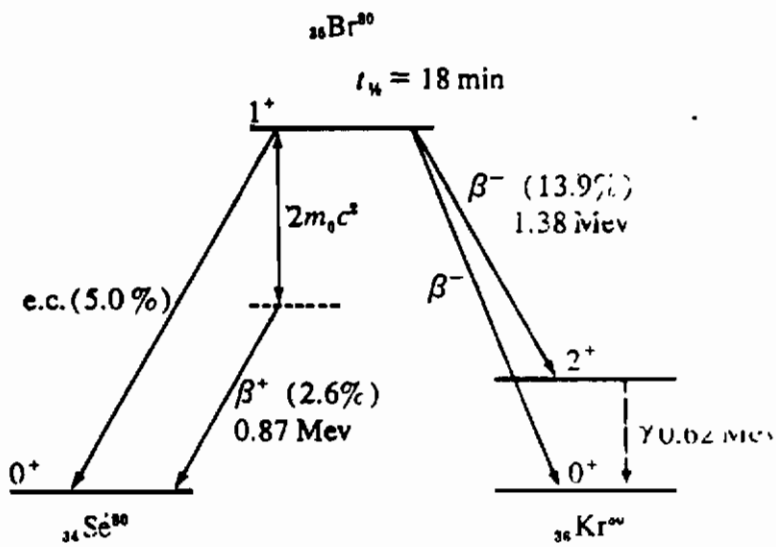
۴ ــ ۲۴ یک آمپول به‌حجم $2/57cm^3$ دارای گاز تریتیوم در شرایط متعارفی (NTP) است و با آهنگ ۰/۱۹۰۹cal/hour حرارت تولید می‌کند . نیمه‌عمر تریتیوم ۱۲/۴۶ سال و طیف بتای آن دارای انرژی نقطه نهایی 19/4 kev است . (الف) فعالیت نمونهٔ تریتیوم را برحسب کوری به‌دست آورید (ب) انرژی متوسط درات بتای گسیل‌شده چقدر است؟ (ج) نسبت انرژی متوسط به‌انرژی ماکزیمم چقدر است ؟ (مساله ۴ــ۱۹ را ملاحظه کنید) .

۴ ــ ۲۵ در جدول زیر ، بعضی از حالتهای اولیه و نهایی هسته‌ای داده شده‌اند . بیان‌کنید آیا واپاشی پرتوزای طبیعی بین این ترازها مجاز است یا نه؟ و اگر جواب مثبت است ، دقیقترین مد و اپاشی برتر را توضیح دهید . فرض‌کنید که همیشه

$$(M_{\text{initial}} - M_{\text{final}})c^2 = 2 \text{ Mev}.$$

	هسته اولیه				هسته نهایی			
	پاریته	I	Z	A	پاریته	I	Z	A
(۱)	−	1	Z	A	+	1	Z	A
(۲)	+	$\frac{3}{2}$	Z	A	+	$\frac{7}{2}$	Z	A
(۳)	−	0	Z	A	−	0	Z	A
(۴)	+	5	Z	A	+	4	Z	A
(۵)	−	3	Z	A	−	3	$Z - 1$	A
(۶)	+	$\frac{9}{2}$	Z	A	−	$\frac{1}{2}$	$Z - 1$	A
(۷)	−	0	Z	A	−	0	$Z + 1$	A
(۸)	+	2	Z	A	−	1	$Z + 1$	A
(۹)	+	0	Z	A	+	2	$Z - 2$	A
(۱۰)	+	0	Z	A	+	2	$Z - 2$	$A - 4$

۴ ــ ۲۶ شکل زیر ، طرح وار واپاشی Br^{80} را نشان می‌دهد . (الف) با استفاده از اطلاعات داده شده و شکل ۴ــ۲۴ مقادیر $\log ft$ ی سه واپاشی بتا را حساب کنید . (ب) با استفاده ازشکل (۴ــ۲۹) نسبت مورد انتظار K/β^+ را برای شاخهٔ پوزیترون‌حساب کنید . ج) شاخه‌های مختلف را برحسب مرتبه و نوع دسته‌بندی کنید .



فصل ۵

واکنشهای هسته‌ای

۵ـ۱ مقدمه :

بین ۱۹۱۹ ، که راترفورد کشف تبدیل هسته‌ای[1] مصنوعی

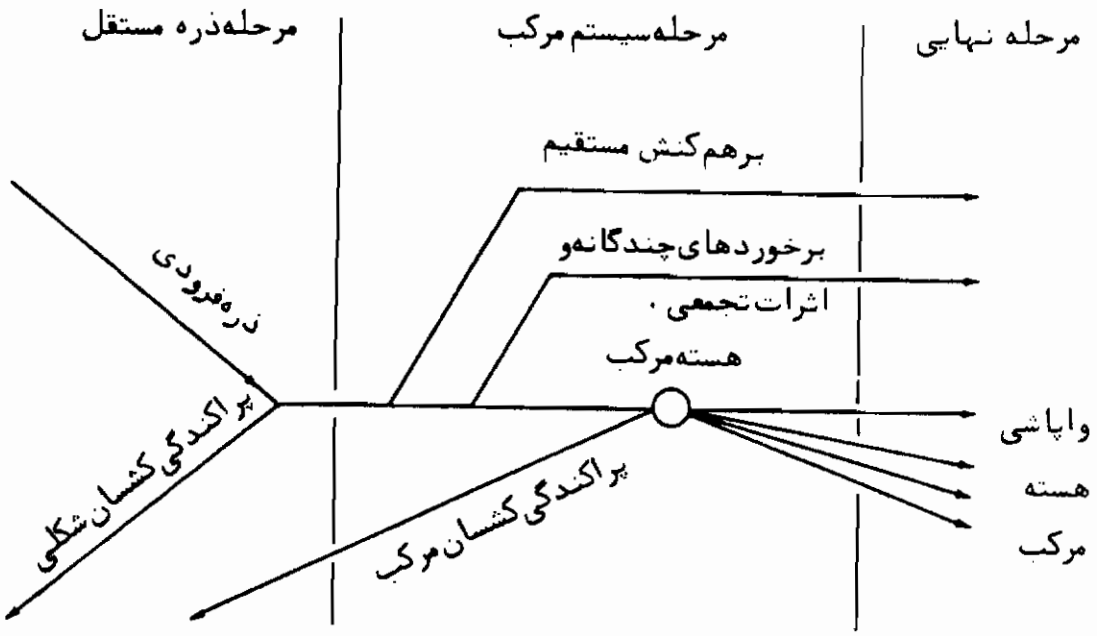
$$He^4 + N^{14} \rightarrow H^1 + O^{17} \qquad (۱-۵)$$

را اعلام کرد و ۱۹۳۹ ، که شکافت هسته کشف شد (هان و اشتراس‌من ، متنـر و فریـش) ، تقریبا" تمام فرایندهای هسته‌ای شناخته‌شده که می‌توانست توسط انرژیهای بمبارانی تقریبا" تا Mev ۱۰ انجام گیرد ، پیدا شده بود . از آن‌هنگام تا کنون ، انرژیهای بمبارانی تقریبـا" به Bev ۱۰ گسترش یافته ،و انواع جدید بسیاری از واکنشها ، به‌ویژه آنهایی که شامل مزونها و ذرات ناپایدار دیگرند ، تولید شده‌اند.هرچند که اکنون روشن شده است مزونها نقش‌مهمی را درنیروهای هسته‌ای بازی می‌کنند ، ولی بحث فعلی ، محدود به‌واکنشهای هسته‌ای‌درزیر آستانهٔ تولید مزون (150 Mev≈) است . نظریه‌های مفصل واکنش هسته‌ای به‌تدریج توسط دو مدل به‌ظاهر متناقض قطره‌ای و لایه‌ای ساختار هسته که در فصل دوم متذکرشده‌ایم ، تکمیل شدند . در یک نظریه ، فرض شده بود (بوهر ـ ۱۹۳۶) که یک پرتابهٔ هسته‌ای که بر روی یک هسته فرود می‌آید به‌شدت با تمام نوکلئونهای آن قـویا" برهم‌کنش کـرده و انرژی‌اش را سریعا" بین آنها تقسیم می‌کند . هستهٔ مرکبی که به‌این‌شکل پدید می‌آید ، مستقل از چگونگی تشکیل آن وا می‌باشد . در نظریهٔ واکنش مبتنی بر مدل لایه‌ای (بت ، ۱۹۴۰ ، فرنباخ ، سر بر و تیلور ، ۱۹۴۹ ، پرتر ،و وایسکوف ، ۱۹۵۴) پیشنهاد شده بود که یک نوکلئون فرودی‌ازطریق پتانسیل مدل لایه‌ای با هسته برهم‌کنش می‌کند و احتمال جذب آن و ایجاد هسته مـرکب

---

۱ ـ یک عکس اطاقک ابری این واکنش در شکل ۵ـ۷ نشان داده شده است .

نسبتاً" کم است . این جنبه‌های متفاوت از واکنش هسته‌ای را می‌توان در یک نظریهٔ منفرد گنجاند (وایسکوف ،۱۹۵۷ ، فشباخ ،۱۹۵۸) .

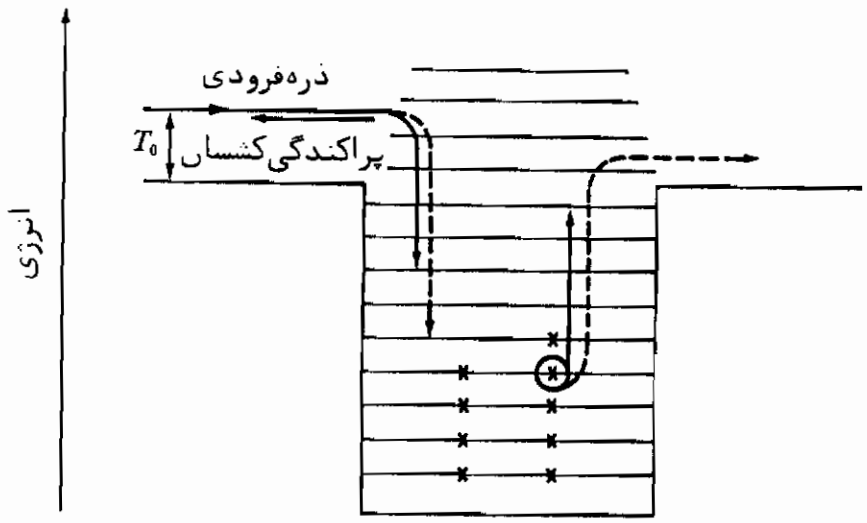


شکل ۱ ــ ۵: رشته مراحل یک واکنش هسته‌ای برطبق نظریه وایسکوف (وایسکوف ۱۹۵۷) .

طبق نظریهٔ وایسکوف ،هر واکنش هسته‌ای از طریق یک رشته مراحل مختلف، که به‌طور طرح‌وار درشکل (۵ــ۱) آمده است ، انجام می‌شود . وقتی ذرهٔ فرودی به‌لبه پتانسیل هسته‌ای می‌رسد ، اولین برهم‌کنش عبارت خواهد بود از انعکاس جزیی تابع موج موسوم به **پراکندگی کشسان** . یادآوری می‌کنیم که هر تا پیوستگی پتانسیل دارای یک ضریب انعکاس متناهی برای موج فرودی است (معادلهٔ ۲ــ۱۶۲) که مستقل از جهت حرکت موج است . بخشی از تابع موج که وارد هسته می‌شود دستخوش جذب قرار می‌گیرد . فشباخ پیشنهاد می‌کند که اولین مرحله در فرایند جذب مشتمل بر برخورد دوجسم است . به‌عبارت دیگر ، اگر ذرهٔ فرودی یک نوکلئون منفرد باشد با یک نوکلئون منفرد در هسته برهم‌کنش کرده آنرا به‌یک‌تراز انرژی پرنشده می‌برد (شکل۵ــ۲) . اگر نوکلئون مورد اصابت ،هسته را ترک‌کند ، یک **واکنش مستقیم** رخ می‌دهد . ظاهراً" این فرایند در انرژیهای زیاد محتملتر است ، چه در این‌حال لااقل یک نوکلئون شانس دریافت انرژی کافی جهت ترک هسته را خواهد داشت .

اگر نوکلئون مورد اصابت ، هسته را ترک نکند ، برهم‌کنشهای پیچیده‌تری می‌توانند به‌وجود آیند ، نوکلئون فرودی (یا نوکلئون مورد اصابت) می‌تواند با نوکلئون دومی

در هسته برهم‌کنش کند و آنرا به‌یک ،تراز برانگیخته پر نشده ببرد . در این صورت ، تحت شرایط مناسب ،هسته می‌تواند به‌یک حالت تجمعی برانگیخته شود (ر.ک. بخش ۲–۵)،و یکی از نوکلئونها می‌تواند هسته‌را ترک کند . اگر این امر رخ ندهد ، هرکدام از نوکلئونها (سه نوکلئون) که اکنون در ترازهای پر نشده‌ای در هسته می‌باشند می‌توانند با نوکلئونهای دیگر برهم‌کنش کنند تا اینکه بالاخره تسهیم انرژی پیش‌بینی‌شده توسط نظریهٔ هستهٔ مرکب ایجاد شود .



شکل۵ – ۲ : مرحله نخست در یک‌واکنش‌هسته‌ای بر طبق نظریهٔ‌وحدت فشباخ. ذره فرودی با یک نوکلئون در هسته برخورد می‌کند و آنرا به‌یک تراز بالاتر می‌برد. اگر نوکلئون هسته را ترک کند ، یک واکنش مستقیم رخ می‌دهد(نشان‌داده‌شده با نقطه‌چین) . نوترونها و پروتونها در روی نمودار متمایز نیستند .

هستهٔ مرکب در یک مجموعه از برهم‌کنشهای چنان **پیچیده‌ای بوجود می‌آید که** احتمالا" جزئیات مرحله اولیه تشکیلش را "به‌خاطر" نمی‌آورد . از اینرو ، واپاشی آن باید مستقل از نحوهٔ تشکیل‌اش باشد . ممکن است اتفاق افتد که ذرهٔ فرودی (یا ذره‌ای از همان نوع ذره فرودی) از هسته مرکب با همان انرژی (c.m.) اولیه‌اش گسیل شود . این کیفیت را **پراکندگی کشسان مرکب** گویند . ذره‌ای که این‌چنین گسیل می‌شود را نمی‌توان ، جزءاحتمالا" با یک درنگ زمانی اندک ، از ذره پراکنده شده کشسان شکل تمیز داد .

همچنین از این جنبه واکنش هسته‌ای می‌توان پی‌برد که وقتی انرژی فرودی(c.m.)T_0 را تغییر دهیم (شکل۵–۲) ممکن است این انرژی متناظر با یک تراز مجازی از پتانسیل هسته‌ای (شکل۲–۲۹) باشد . در این صورت ،احتمال‌یافتن ذرهٔ فرودی در داخل‌هسته زیاد است و احتمال واکنش هسته‌ای ، دارای یک تشدید "پتانسیلی" **تک ذره‌ای** است . بررسی

احتمال تشکیل هسته مرکب با چندین تشدید (تشدیدهای هسته مرکب) مشکلتر است همین‌قدر متذکر می‌شویم که هر سیستم کوانتومی با برانگیختگی زیاد[۲]، دارای ترازهای نزدیک به‌هم بسیاری است زیرا، در این صورت وضعیت‌های برانگیختگی متفاوت بسیاری می‌توانند با انرژیهای برانگیختگی مشابه، وجود داشته باشند. امروزه انرژی و پهنای تشدیدهای هسته مرکب را فقط می‌توان بر حسب مایتهای تجربی بیان کرد (بخش ۵–۵)، معذالک درک نظری آن نیز در حال تکوین است.

بعضی از جنبه‌های واکنشهای هسته‌ای مستقل از سازو کار مفصل برهم‌کنش‌اند و می‌توان آنها را از پایستگی انرژی، تکانه خطی و تکانه زاویه‌ای نتیجه گرفت. پاریته نیز تا حد زیادی پایسته است. به علاوه، تعداد و نوع نوکلئونها در هر واکنش ثابت می‌ماند، مگر اینکه انرژیها آنقدر زیاد باشند که زوجهای نوکلئون ـ پاد نوکلئون را ایجاد کنند[۳]. کاربرد این قوانین پایستگی را در واکنشهای هسته‌ای، قبل از در نظرگرفتن جزئیات احتمال برهم‌کنش یا سطح مقطع، مورد بحث قرار خواهیم داد.

۵–۲ کاربرد قوانین پایستگی:

در انرژی‌های بمبارانی زیر 100 Mev، واکنشهای هسته‌ای معمولاً دو فراورده تولید می‌کنند، یعنی این واکنشها از نوع زیر هستند

$$a + X \rightarrow b + Y \qquad (۵-۲)$$

که در آن

a = پرتابه

X = هدف (ساکن، در سیستم lab.)

b = فراوردهٔ سبک واکنش.

Y = فراوردهٔ سنگین واکنش.

---

۲ ـ انرژی برانگیختگی هسته مرکب $S + T_0$ است، که در آن S انرژی جدایی ذرهٔ فرودی از حالت پایهٔ هسته مرکب است (شکل ۵–۲۲). مقدار S برای پروتونها و نوترونها حدود 8 Mev است.

۳ ـ اگر تعداد پاد نوکلئونها را با اعداد منفی بیان کنیم، تعداد کل نوکلئونها در تمام واکنشهای شناخته شده پایسته است.

به‌منظور کوتاه‌کردن نمادگذاری ، واکنش از نوع (۵–۲) را به‌شکل زیر می‌نویسیم

$$X(a,b)Y \qquad (۵-۳)$$

معمولا" به‌علت انرژیهای بستگی هسته‌های ذیربط، یک فراورده واکنش سبک و دیگری سنگین است . در بعضی موارد b و Y جرمهایشان حدود یکدیگر (واکنش اسپلاشی یا شکافت) ، یا مساوی باهم است . اگر b یک پرتو گاما باشد ، از واکنش "گیراندازی" صحبت می‌شود که در آن Y هسته مرکب است .

در اغلب مواردی که در آنها بیش‌از دو فراورده ظاهر می‌شود ، می‌توان فرایند را به‌صورت یک تسلسل سریع از واکنشهای دو ــ فراورده‌ای توصیف کرد .

$$\begin{aligned} a + X &\rightarrow b_1 + Y_1 \\ Y_1 &\rightarrow b_2 + Y_2 \\ Y_2 &\rightarrow b_3 + Y_3, \\ &\cdots \end{aligned} \qquad (۵-۴)$$

واکنش (۵–۱) نمونه‌ای از نوع (۵ – ۲) است . توجه کنید که تعداد نوترونها و پروتونها پایسته است . تا به‌حال ،تعداد واکنش‌های شناخته شده ، بیش از چندین‌هزاراست .

۵ – ۲ الف) سینماتیک . پایستگی تکانه خطی

چون تعدادپروتونها در یک واکنش بدون تغییرباقی می‌ماند ،تمام جرمها را می‌توان به‌صورت جرمهای اتمی نوشت و از اختلاف چند ev انرژی بستگی الکترونها صرفنظر کرد . بنابر این ، با استفاده از پایستگی انرژی در مورد واکنش (۵ –۲) می‌توان نوشت

$$M_a c^2 + T_a + M_X c^2 = M_b c^2 + T_b + M_Y c^2 + T_Y \qquad (۵-۵)$$

که در آن T معرف انرژی جنبشی (آزمایشگاهی) هرذره‌است . جرمهای a و X ، جرمهای حالت پایه هستند.از سوی دیگر ، بسیاری از واکنشها Y را در حالتهای برانگیخته باقی می‌گذارند ، در آن مورد ، M_Y معرف انرژی جرمی کل آن حالت است .

ارزش Q ی واکنش را به‌صورت اختلاف بین انرژی‌های جنبشی نهایی و اولیه‌تعریف می‌کنند . (ر.ک معادله ۴–۷۷) .

$$Q = T_b + T_Y - T_a \qquad (۶-۵)$$
$$Q = [M_a + M_X - (M_b + M_Y)]c^2 \qquad (۷-۵)$$

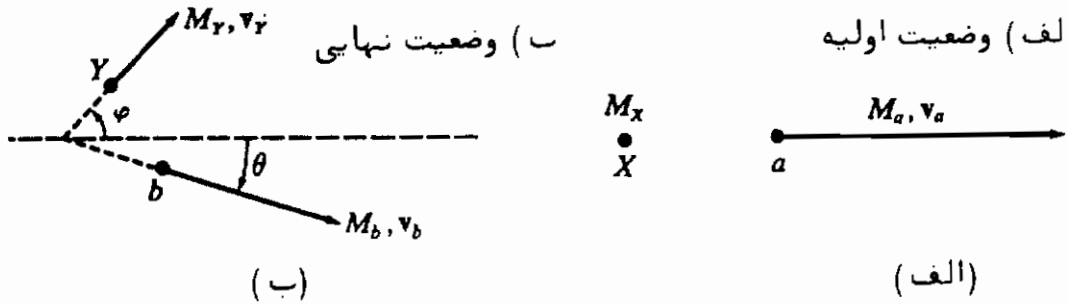
اگر Q مثبت باشد ، واکنش را " انرژی‌زا " و اگر منفی باشد آنرا " انرژی گیر" می‌خوانیم ، یک واکنش اتفاق نمی‌افتد مگر اینکه ذرات b و Y باانرژی‌های‌جنبشی مثبت‌گسیل شوند ،یعنی، $T_b + T_Y \geq 0$ یا

$$Q + T_a \geq 0 \qquad (۸-۵)$$

اگر چه این شرط لازم است ، ولی کافی نیست .

ارزش Q یک کمیت مهم در یک‌واکنش‌های‌هسته‌ای‌است‌که‌می‌توان‌آنرا از طیف‌نمایی جرم (معادله ۵ــ۷) یا با اندازه‌گیری انرژی‌های جنبشی تعیین کرد (معادلهٔ ۵ــ۶) ، می‌توان نشان داد که ، به‌عنوان نتیجه‌ای از پایستگی تکانه خطی ، فقط T_b و زاویهٔ θ ی b نسبت به‌جهت a تعیین شود . (شکل۵ــ۳) . در سیستم آزمایشگاهی داریم

$$M_a v_a = M_Y v_Y \cos\phi + M_b v_b \cos\theta$$
$$0 = M_Y v_Y \sin\phi - M_b v_b \sin\theta \qquad (۹-۵)$$



شکل۵ــ۳ : واکنش هسته‌ای در سیستم آزمایشگاهی

برای‌حذف ϕ ، $Mv = (2MT)^{\frac{1}{2}}$ را برای هر ذره ،جایگزین می‌کنیم‌ومعادلات زیررامی‌نویسیم

$$(M_a T_a)^{\frac{1}{2}} - (M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \cos\theta = (M_Y T_Y)^{\frac{1}{2}} \cos\phi$$
$$(M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \sin\theta = (M_Y T_Y)^{\frac{1}{2}} \sin\phi \qquad (۱۰-۵)$$

با مربع کردن هردو معادله و جمع آنها داریم

$$M_a T_a - 2(M_a T_a M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \cos\theta + M_b T_b = M_Y T_Y \qquad (۱۱-۵)$$

با حذف T_Y به‌کمک معادلهٔ (۵–۶) خواهیم داشت

$$Q = T_b\left(1 + \frac{M_b}{M_Y}\right) - T_a\left(1 - \frac{M_a}{M_Y}\right) - \frac{2}{M_Y}(M_a T_a M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \cos\theta \quad (۱۲-۵)$$

این رابطه را **معادله** Q می‌نامند. موارد خاص موردنظر به‌ازاء $\theta = 90°$ و حالتهائی که درآن انرژی بمباران (T_a) صفر است به‌دست می‌آید. مورد اخیر فقط با نوترونها امکان‌پذیراست زیرا سد کولنی از وقوع واکنشهای هسته‌ای توسط ذرات باردار با انرژی صفر جلوگیری‌می‌کند. بنابراین از لحاظ انرژی، وضعیت شبیه معادله (۴–۸۰) است.

بخشی از انرژی فرودی T_a **صرف انرژی جنبشی مرکز جرم می‌شودو** برای‌خود واکنش هسته‌ای مفید نیست. اگرچه تمام آثار تعیین‌کننده را می‌توان توسط[۴] معادله (۵–۱۲) مطالعه کرد، ولی اگر واکنش را در سیستم مرکز جرم[۵] در نظر بگیریم، شکل ۵–۴، (همچنین شکل ۳–۱۱ را ملاحظه کنید)، درون بینی بیشتری پیدا خواهیم کرد. انرژی جنبشی مرکز جرم برابر است با

$$T_{\text{c.m.}} = \tfrac{1}{2}(M_a + M_X)v_0^2 \quad (۱۳-۵)$$

که در آن $v_0 = v_a M_a/(M_a + M_X)$ تندی مرکز جرم است. انرژی جنبشی T_0 ذرات اولیه در سیستم مرکز جرم به‌دوطریق معادل محاسبه می‌شود

$$T_0 = T_a - T_{\text{c.m.}} \quad (۱۴-۵)$$

یا

$$T_0 = \tfrac{1}{2}M_a V_a^2 + \tfrac{1}{2}M_X V_X^2 \quad (۱۵-۵)$$

که V معرف‌تندی هرذره در سیستم c.m. (شکل ۵–۴) است. از دومعادلهٔ (۵–۱۴) و (۵–۱۵) نتیجه می‌شود

---

۴ – R. D. Evans ۱۹۵۵، فصل ۱۲، بخش ۲.

۵ – چون جرم سیستم از $M_a + M_X$ به $M_b + M_Y$ تغییر می‌کند، سیستم مرکز جرم برای فرآورده‌های‌اولیه و نهائی‌یکی‌نیست. تا وقتیکه تمام سرعتها غیرنسبیتی هستند و اختلاف جرم نسبی کم است، می‌توان‌ازاین‌اثرصرفنظرکرد. درصورتی‌که این اثر قابل‌چشم‌پوشی نباشد بهتر است که یک سیستم مرکزتکانه تعریف‌کنیم‌که در خلال واکنش تغییرنمی‌کند.

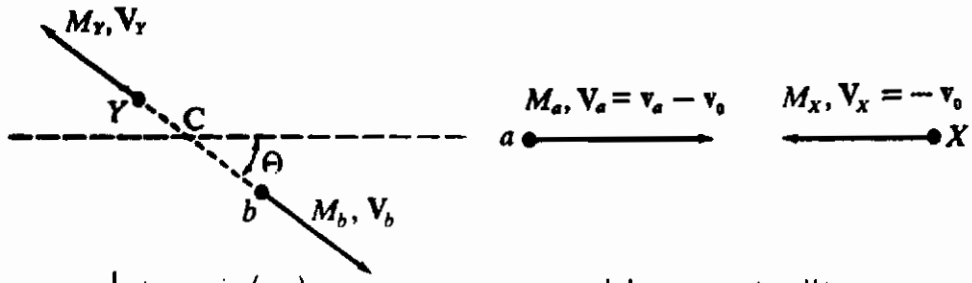
$$T_0 = \frac{M_X}{M_a + M_X} T_a \qquad (۱۶-۵)$$

انرژی قابل دسترس برای واکنش هسته‌ای عبارت است از

$$Q + T_0 \qquad (۱۷-۵)$$

که مساوی است با انرژی جنبشی فراورده‌های واکنش در سیستم مرکز جرم

تندی مرکز جرم عبارت است از $v_0 = v_a M_a/(M_a + M_X)$ همچنین $M_b V_b = M_Y V_Y$



(الف) وضعیت اولیه (ب) وضعیت نهایی

شکل ۵ ـ ۴: واکنش هسته‌ای در سیستم c.m. (با شکل ۳ـ۱۱) مقایسه کنید).

$$Q + T_0 = \tfrac{1}{2} M_b V_b^2 + \tfrac{1}{2} M_Y V_Y^2 \qquad (۱۸-۵)$$

اثبات این رابطه آسان است، چه با اضافه‌کردن $T_{\text{c.m.}}$ به‌طرفین رابطه (۵ـ۱۸) نتیجه همسان با (۵ـ۶) می‌شود.

شرط لازم و کافی برای وقوع واکنش این است که طرف راست معادلهٔ (۵ـ۱۸) مثبت باشد، یعنی

$$Q + T_0 \geq 0 \qquad (۱۹-۵)$$

این شرط، خود به‌خود معادلهٔ (۵ـ۸) را برقرار می‌سازد. با به‌کاربردن معادلهٔ (۵ـ۱۶) همین شرط به‌صورت زیر در می‌آید

$$T_a \geq \frac{-Q(M_a + M_X)}{M_X} \qquad (۲۰-۵)$$

در مورد یک واکنش انرژی گیر ($Q < 0$) معادلهٔ (۵ـ۲۰) انرژی آستانه واکنش را می‌دهد.

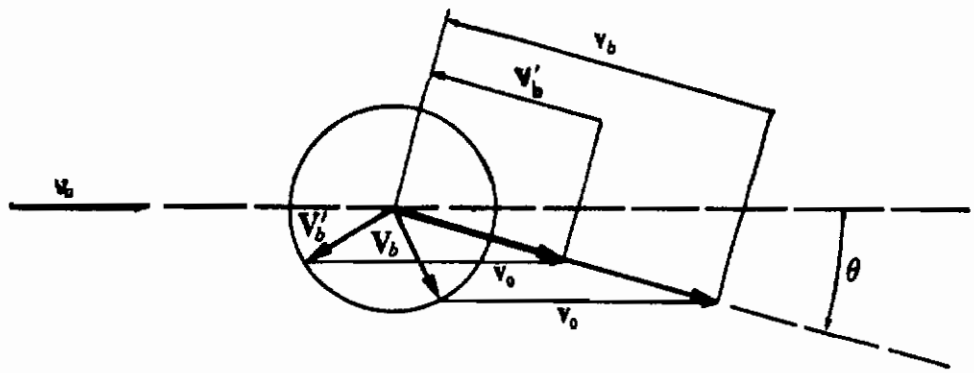
همچنین انرژی آستانه‌را می‌توان با توجه به‌این که در آستانه، ذرات b و Y هردو با تندی v_0 در سیستم lab حرکت می‌کنند به‌دست آورد .

$$(T_b + T_Y)_{\text{thresh}} = \tfrac{1}{2}(M_b + M_Y)v_0^2 \qquad (۲۱-۵)$$

پس‌از یک محاسبهٔ‌کوتاه ، بااستفاده از $M_b + M_Y \approx M_a + M_X$ ، معادلهٔ (۵–۲۰) به‌دست می‌آید .

از شکل (۵–۴ ب) می‌توان با اضافه‌کردن سرعت v_0 به‌سرعتهای نشان داده شده به‌سیستم lab برگشت . به‌این ترتیب ،وضعیتهای جالب متعددی را می‌توان به‌طور هندسی[۶] بررسی کرد . به‌عنوان مثال ، در مورد یک واکنش انرژی گیر ، در صورتی که T_a فقط اندکی بیش از انرژی آستانه باشد ، ذرات b می‌توانند با دوانرژی جنبشی مختلف در یک زاویهٔ آزمایشگاهی θ ظاهر شوند .علت وقوع این پدیده این است که T_a صرفا" تندی V_b در مرکز جرم [بمعادلهٔ (۵ – ۱۸) و تساوی $M_bV_b = M_YV_Y$ توجه شود] را تعیین می‌کند نه امتداد سرعت $\mathbf{V}_b$ ی آنرا .

مطابق شکل (۵ – ۵) تحت شرایط مناسب ، دوسرعت مختلف $\mathbf{V}_b$ و $\mathbf{V}'_b$ با بزرگی یکسان می‌توانند ذرات b را در یک زاویه آزمایشگاهی θ و دو سرعت مختلف v_b و v'_b ایجاد کنند .

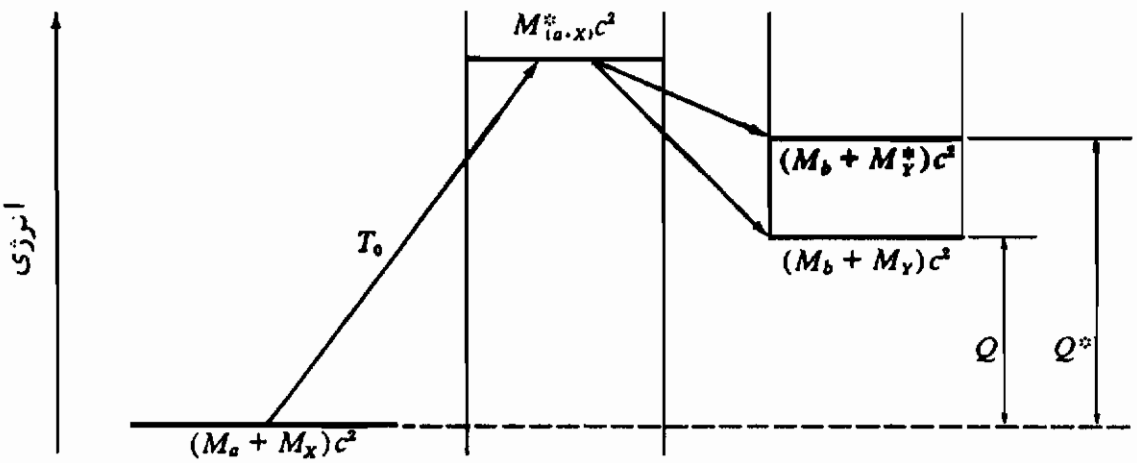


شکل۵ – ۵ : نمودار سرعت برای ذره b با انرژی کمی بیش‌از آستانه‌یک‌واکنش انرژی‌گیر . در بعضی زوایای آزمایشگاهی θ ، ذره b تحت دوانرژی جنبشی مختلف $\frac{1}{2}M_bv_b^2$ و $\frac{1}{2}M_bv_b'^2$ ظاهر می‌شود .

---

۶ – مساله ۵–۱ را ملاحظه کنید .

بهتر است اطلاعات جرم ــ انرژی مرکز جرم را برای یک واکنش هسته‌ای بر روی نموداری شبیه شکل۵ــ۶ رسم‌کنیم . مثال داده‌شده ، یک واکنش انرژی گیر($Q < 0$) را نمایش می‌دهد .



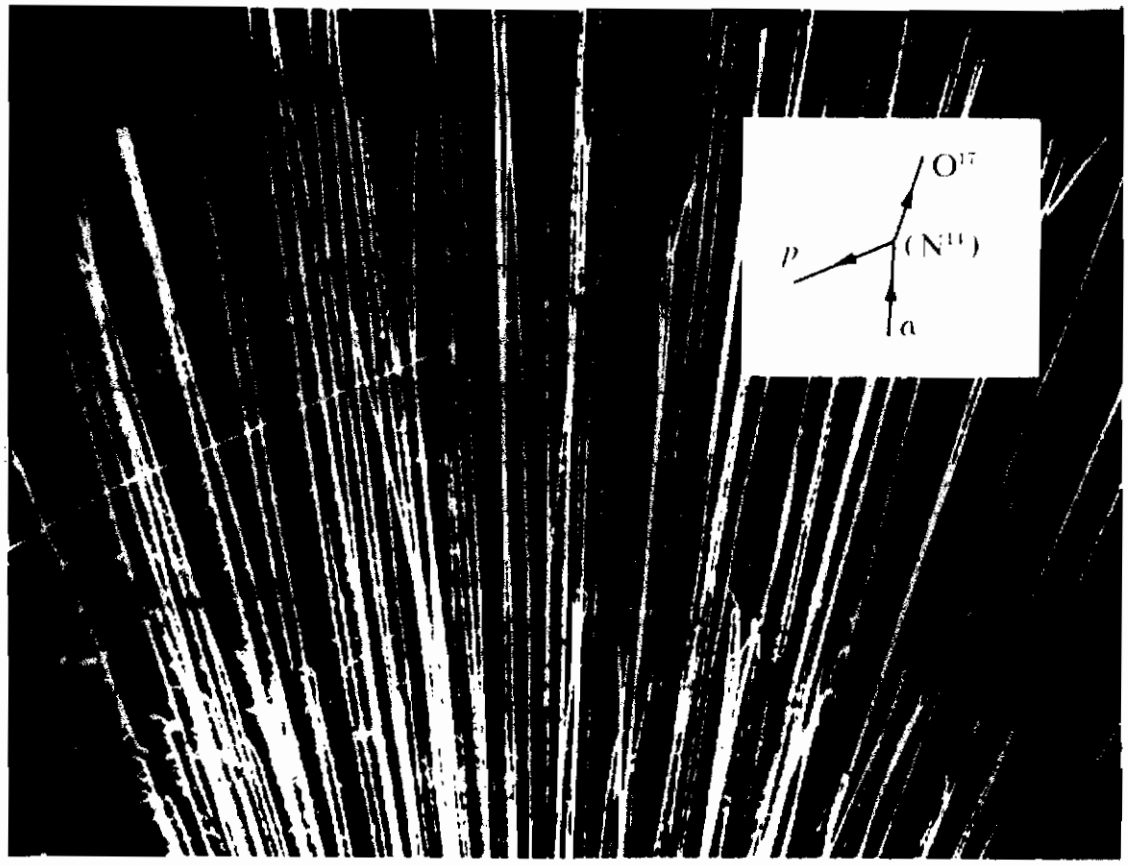
شکل۵ ــ ۶: سینماتیک مرکز جرم یک واکنش هسته‌ای . نمودار ، مربوط به یک واکنش انرژی‌گیراست ، یعنی $Q = (M_a + M_X)c^2 - (M_b + M_Y)c^2 < 0$. انرژی جرم سیستم مرکب نیز نشان داده شده است .

در شکل (۵ــ۷) عکس[۷] معروف اطاقک ابری از واکنش هسته‌ای (انرژی گیر) (۵ ــ ۱) $N^{14}(\alpha,p)O^{17}$ نشان داده شده است . ذرات آلفا توسط یک چشمه‌فعال توریم[۸] گسیل می‌شوند که گروههای اصلی ذرات آلفای ۸/۸ Mev را از (Po^{212} (Th C' و ۶/۱ Mev را از Bi^{212} (Th C) تولید می‌کند . از طول مسیر ذره آلفای برهم‌کنشی (شکل۵ــ۷) ، انرژی آن در محل برخورد ۳/۹ Mev محاسبه شده است . بااستفاده از زاویه و بردپروتون گسیل‌شده می‌توان Q را از معادلهٔ (۵ــ۱۲) به‌دست آورد ، نتیجه $Q = -1.2$ Mev است . احتمال ضعیف یک برهم‌کنش هسته‌ای (ر .ک . بخش ۵ــ۴) را می‌توان با توجه به‌اینکه در ۴۰۰۰۰۰ ردپای ذرات آلفا فقط هشت واکنش از نوع نشان داده شده درشکل ۵ــ۷ پیدا شده است ، درک کرد .

---

۷ ــ سال ۱۹۳۲ Blackett and Lees,

۸ ــ طرح واره‌ٔ یک واپاشی جزئی در شکل (۴ــ۱۷) نشان داده شده است . توجه کنید که مقادیر Q_α و T_α داده شده‌اند . برای جزئیات بیشتر به‌کتاب Evans, 1955, p. 516, fig. 1-3 مراجعه کنید .



شکل۵ ـ ۷: واکنش هسته‌ای $N^{14}(\alpha,p)O^{17}$ در یک اطاقک ابری. یک رسوب فعال توربوم، که در شکل نشان داده‌نشده‌است، گروههای درات آلفای ۶/۱ Mev و ۸/۸ Mev تولید می‌کند. یک درهٔ آلفا از گروه انرژی بالاتر، با انرژی محاسبه شده ۳/۹ Mev در محل برخورد، ایجاد واکنش‌نشان‌داده‌شده را می‌کند[۹].

۵ ـ ۲ ب) سایر قوانین پایستگی

واکنشهای هسته‌ای را به‌ساده‌ترین شکل می‌توان در سیستم c.m. مورد بحث قرار داد. در این صورت، پایستگی تکانهٔ زاویه‌ای در واکنش $X(a,b)Y$ ایجاب می‌کند

$$\mathbf{I}_a + \mathbf{I}_X + \boldsymbol{l}_{a,X} = \mathbf{I}_b + \mathbf{I}_Y + \boldsymbol{l}_{b,Y} \qquad (۲۲-۵)$$

---

۹ — P. M. S. Blackett and D. S. Lees, *Proc. Roy. Soc.* (*London*) **A136:** 325 (1932). Reproduced from W. Gentner, H. Maier-Leibnitz, and W. Bothe, "An Atlas of Typical Expansion Chamber Photographs," Pergamon Press, London, 1954.

که در آن $\mathbf{I}$ تکانه زاویه‌ای کل هرهسته (به‌واحد $\hbar$) ، و l تکانه زاویه‌ای مداری هرزوج از ذرات حول مرکز جرم[۹] است. پایستگی پاریته ایجاب می‌کند

$$\pi_a\pi_X(-1)^{l_a,x} = \pi_b\pi_Y(-1)^{l_b,r} \qquad (۲۳-۵)$$

که‌در آن π پاریتهٔ هرتراز هسته‌ای موجوددر واکنش است. این‌قوانین پایستگی محدودیتهایی را بر احتمال واکنش اعمال می‌کنند، ولی حتی اگر قوانین پایستگی وقوع یک واکنش را مجاز بدارند، آهنگ واکنش ممکن است گاهی اوقات به‌قدری کم باشد که نتوان وقوع آنرا باوسائل موجود آشکار کرد.

۵ـ۳ انواع واکنشهای هسته‌ای :

بسته به‌شرایط، واکنشهای هسته‌ای را بهتر است با نوع ذرهٔ پرتابه، انرژی پرتابه، هدف، یا فراورده واکنش طبقه‌بندی کرد. در مورد اول داریم :

ـ **واکنشهای ذره ـ باردار**، تولیدشده توسط p ، d ، α ، C^{12} ، O^{16} (پروتون $= p$ ، دو ترون $= d$ ، ذرهٔ آلفا $= \alpha$ ، دو واکنش آخر موسوم به‌واکنش‌های یون سنگین هستند،

ـ **واکنشهای نوترونی**

ـ **واکنشهای فوتو هسته‌ای**، تولیدشده توسط پرتوهای گاما

ـ **واکنشهای الکترون ـ القاء**

اگر انرژی پرتابه مشخص شده باشد، از اصطلاحات غیررسمی زیر صحبت می‌شود :

ـ **انرژیهای حرارتی** $\approx \frac{1}{40}$ ev

ـ **انرژی‌های فوق حرارتی** $\approx$ 1 ev

ـ **انرژیهای نوترون کند** $\approx$ 1 kev

ـ **انرژیهای نوترون سریع** $\approx$ 0.1 — 10 Mev

ـ **ذرات باردار کم‌انرژی** $\approx$ 0.1 — 10 Mev

ـ **انرژیهای بالا** $\approx$ 10 — 100 Mev

---

۹ ـ از نقطه نظر کلاسیک، برای یک سیستم دوذره‌ای، تکانه زاویه‌ای مداری کل حول مرکز جرم برابر است با $M_0 v \times r$ ، که درآن $M_0 = M_1M_2/(M_1+M_2)$ جرم‌کاهش‌یافته، v سرعت‌نسبی ذرات و r بردارمکان نسبی یک‌ذره نسبت‌به‌دیگری‌است. معادله‌شرودینگر مربوطه، همان معادله (۲ـ۷۱) با معادله (۲ـ۱۴۶) است که به‌جای m_0 ، جرم کاهش یافته می‌نشیند (بخش ۲ـ۲ هـ).

هدفها غالباً" به‌صورت زیر نامگذاری می‌شوند:

ـ هسته‌های سبک، اگر $A \leq 40$ باشد.

ـ هسته‌های متوسط، اگر $40 < A < 150$ باشد.

ـ هسته‌های سنگین، اگر $A \geq 150$ باشد.

اگر فراوردهٔ سبک‌واکنش با ذرهٔ فرودی یکسان و دارای همان انرژی باشد (در سیستم c.m.)، واکنش را پراکندگی کشسان می‌نامیم. اگر تنها انرژی مرکز جرم متفاوت باشد، پراکندگی ناکشسان رخ می‌دهد. هرگاه فقط پرتوهای گاما گسیل شود، از یک واکنش گیراندازی صحبت می‌کنیم. اگر هسته‌های فراورده دارای جرمهای نزدیک هم باشند، واکنش را اسپلاشی یا شکافت می‌خوانیم.

برای نمونه، مثالهای زیر را به‌صورت نمادهای تندنویسی (۵ـ۳) ارائه می‌کنیم:

ـ پراکندگی کشسان پروتون	$N^{14}(p,p)N^{14}$
ـ پراکندگی ناکشسان پروتون[۱۰]	$N^{14}(p,p')N^{14*}$
ـ واکنش (p,α)	$N^{14}(p,\alpha)C^{12}$ or C^{12*}
ـ واکنش گیراندازی پروتون	$N^{14}(p,\gamma)O^{15}$ or O^{15*}
ـ واکنش فوتو هسته‌ای	$N^{14}(\gamma,p)C^{13}$ or C^{13*}
ـ واکنش اسپلاشی	$N^{14}(n,Li^{6})Be^{9}$ or Be^{9*}
ـ واکنش یون سنگین	$Be^{9}(Li^{6},n)N^{14}$ or N^{14*}

اگر سازوکار واکنش از روی اطلاعات تجربی معلوم باشد، آنرا نیز می‌توان مشخص کرد. واکنشهای **مستقیم** و واکنشهای هسته مرکب‌را از هم تمیز می‌دهیم (شکل۵ـ۱ را ملاحظه کنید). تحت بعضی شرایط، ذرات باردار می‌توانند هنگام عبور از کنار هستهٔ هدف بدون نفوذ به‌قلمرو "شعاع هسته‌ای" آنرا از طریق تپ میدان الکتریکی ایجادشده در محل هسته برانگیزند. این عمل" **برانگیختگی کولنی** نامیده می‌شود.

انواع واکنشهای هسته‌ای که می‌توانند روی بدهند را در جدول (۵ـ۱) خلاصه کرده‌ایم (اختلافهای جزئی با نامگذاری فوق وجود دارد). اگر چه ممکن است این جدول پیچیده به‌نظر برسد، ولی مظاهر مشترک زیادی بین واکنشهای هسته‌ای وجود دارد، که دیلا" به‌بحث پیرامون آنها خواهیم پرداخت.

---

۱۰ ـ مانند قبل، یک هستهٔ برانگیخته را با یک ستاره در شاخص بالا نشان می‌دهیم. علامت (۱) بر روی فراوردهٔ سبک به‌معنای پراکندگی ناکشسان است.

۵ـ۴ سطح مقطعها :

احتمال وقوع یک واکنش هسته‌ای را می‌توان به‌نحو مطلوبی برحسب مفهوم سطح مقطع بیان کرد .

۵ ـ ۴ الف) تعریف سطح مقطع

چون برهم‌کنشهای یک واکنش با تک تک هسته‌های هدف به‌طور مستقل ازهم انجام می‌شود بهتر است که احتمال یک واکنش هسته‌ای را به‌یک هسته هدف نسبت بدهیم. فرض کنید که در یک آزمایش مفروض یک برهٔ نازک[۱۲] از ماده هدف توسط یک باریکه تک‌انرژی شامل I ذره در واحد زمان، که مطابق شکل (۵ـ۸ الف) به‌طور یکنواخت بر روی سطح A توزیع شده‌است ، مورد اصابت قرار گیرد ، و N ذره سبک در واحد زمان تولید کند ، می‌توان این‌طور تصور کرد که با هر هدف ، یک سطح (عمود بر باریکه فرودی) همراه است به‌طوری که اگر مرکز ذره پرتابه به‌داخل σ بخورد یک "**برخورد**" وجود دارد و یک واکنش تولید می‌شود ، و اگر مرکز ذره پرتابه به σ **نخورد** ، واکنشی تولید نمی‌شود . کمیت σ را سطح مقطع گویند که بیانگر احتمال واکنشی بر هرهسته هدف است . این **سطح مقطع** یک سطح تصوری است که الزاماً نباید آنرا با مساحت مقطع (πR^2)ی هسته هدف مربوط دانست .

جدول ۵ ـ ۱) واکنشهای هسته‌ای با هسته‌های متوسط و سنگین[۱۱] !

این جدول واکنشهایی را که در هر گروه رخ می‌دهند ، نشان می‌دهد . نماد دلالت بر ذره‌خروجی دریک‌واکنش‌می‌کنند ،که‌توسط نوع هدف ،نوع‌ذره‌فرودی (ستونها)، و گستره‌انرژی (سطرها)مشخص می‌شود ،ترتیب‌نمادها درهرگروه تقریباً "دلالت بر مرتبه بهره‌های‌واکنشهای‌متناظر دارد ،واکنشهایی‌که بهره آنها معمولاً" کمتر از 10^{-2} برابر واکنش اصلی است حذف شده‌اند .

علامت‌اختصاری : el = کشسان، inel = ناکشسان، res = تشدید c = برانگیختگی کولونی، علامت‌اختصاری (res)دلالت‌برتمام‌واکنشهای‌مندرج‌درهرقسمت‌می‌کند چون‌پراکندگی‌کشسان ذرات‌باردار رانمی‌توان‌به‌آسانی‌ازپراکندگی‌کولونی غیرهسته‌ای ، مجزا کرد ، آنهانیزحذف شده‌اند . شکافت رانیزحذف کرده‌ایم زیرافقط در چند عنصر سنگین اتفاق می‌افتد .

۱۱ ـ اقتباس از Blatt و Weisskopf ، ۱۹۵۲ ، فصل ۹

۱۲ ـ برهٔ باید به‌قدری نازک باشد که یک‌ذره فرودی به‌بیش از یک هسته برخورد نکند .

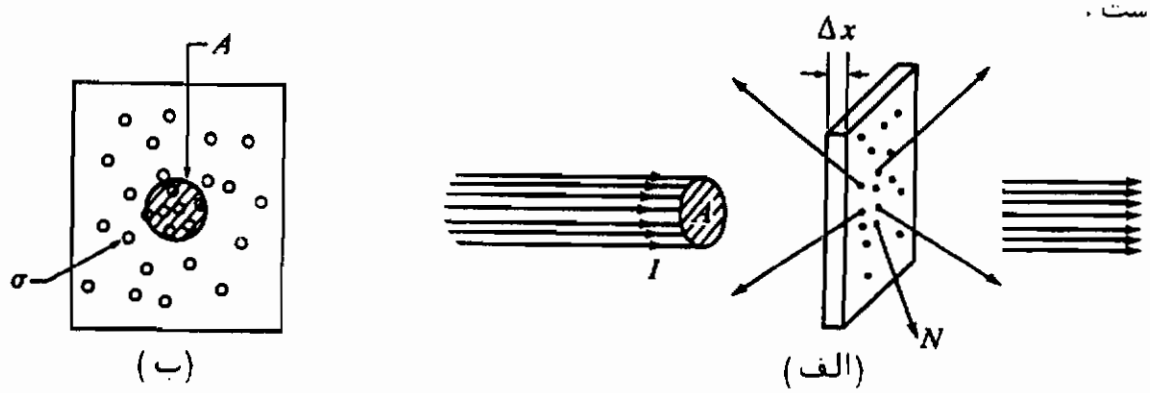
جدول (۵ – ۱) واکنشهای هسته‌ای با هسته‌های متوسط و سنگین.

نوع هسته / انرژی ذره فرودی	هسته‌های متوسط					هسته‌های سنگین				
	n	p	α	d		n	p	α	d	
کم 0 – 1 kev	n(el) γ (res)	(N)†	(N)	(N)		γ n(el) (res)	(N)	(N)	(N)	
میانی 1–500 kev	n(el) γ (res)	n γ α c (res)	n γ p c (res)	p n c		n(el) γ • (res)	(S)‡	(S)	(S)	
بالا 0.5–10 Mev	n(el) n(inel) p α	n p(inel) α c تشدید برای انرژیهای کمتر	n p α(inel) c تشدید برای انرژیهای کمتر	p n pn 2n c		n(el) n(inel) p γ	n p(inel) γ c	n γ p c	p n pn 2n c	
بسیار بالا 10–50 Mev	2n n(inel) n(el) p np 2p α سه ذره یا بیشتر	2n n p(inel) np 2p α سه ذره یا بیشتر	2n n p np 2p α(inel) سه ذره یا بیشتر	p 2n pn 3n d(inel) تریتون سه ذره یا بیشتر		2n n(inel) n(el) p pn 2p α سه ذره یا بیشتر	2n n p(inel) np 2p α سه ذره یا بیشتر	2n n p np 2p α(inel) سه ذره یا بیشتر	p 2n np 3n d(inel) تریتون سه ذره یا بیشتر	

† (N) = احتمال وقوع واکنش محسوس نیست

‡ (S) = احتمال واکنش بسیار ضعیف است

می‌توانستیم همچنین احتمال واکنش را توسط نسبت (N/I) توصیف کنیم ، ولی این کمیت بستگی به‌چگالی هدف و ضخامت (Δx) آن دارد ، در حالی که σ وابسته به‌هر هسته هدف است .



شکل۵ ــ ۸ : آرایش اساسی تجربی برای تعیین سطح مقطع یکواکنش‌هسته‌ای.
الف)نمای جانبی ب) نما ، در امتداد باریکه

احتمال اینکه هریک از ذرات هدف یک برخورد داشته باشد برابر است با N/I و یا برابراست با تصویر سطح مقطع کل تمام هسته‌های هدف واقع در مساحت A ،وقتی‌درامتداد باریکه نگاه کنیم[۱۳] (شکل۵ــ۸ ب) ، تقسیم بر A . اگر n هسته در واحد حجم ماده هدف وجود داشته باشد ، تعداد $nA\Delta x$ هسته‌در معرض هرذره پرتابه از باریکه است . با هرهستهٔ هدف یک سطح مقطع σ همراه است،به‌طوری که

$$\frac{N}{I} = \frac{nA\,\Delta x\,\sigma}{A} \qquad (۲۴-۵)$$

این رابطه را می‌توان به‌دوطریق به‌کاربرد : "اول" اینکه با نوشتن

$$\sigma = \frac{N}{(I/A)(nA\,\Delta x)} \qquad (۲۵-۵)$$

$$= \frac{\text{تعداد ذرات فرآوردهٔ سبک در واحد زمان}}{\text{شار فرودی[۱۴] ، واحد هستهٔ هدف}}$$

---

۱۳ ــ فرض می‌کنیم هدف به‌قدری نازک باشد که هیچ سطح مقطع هسته‌ای σ توسط هستهٔ دیگر هدف پوشانده نشود .

۱۴ ــ شار در اینجا به‌صورت تعداد ذرات بر واحد زمان ، بر واحد مساحت سطح‌مقطع عمودبر باریکه یعنی ، I/A تعریف می‌شود . همچنین پانوشت دوم‌را دربخش(۲ــ۲ز)ملاحظه‌کنید .

واحد سطح مقطع cm^2 یا بارن است ($1b = 10^{-24}\ cm^2$) . در محاسبات نظری[۱۵] Δx را عموماً طوری انتخاب می‌کنند که $nA\ \Delta x = 1$ باشد و شار ذرات به‌صورت زیر نوشته می‌شود .

$$\frac{I}{A} = n_a v_a \qquad (۲۶-۵)$$

که در آن

n_a = تعداد ذرات پرتابه در واحد حجم باریکه .

v_a = سرعت نسبی بین ذرات پرتابه و هسته‌های هدف .

"دوم" اینکه ، رابطهٔ (۵–۲۴) را می‌توان در صورت معلوم بودن σ برای محاسبهٔ بهرهٔ N فراوردهٔ سبک واکنش ، به‌کار برد .

$$N = n\sigma\ \Delta x\ I \qquad (۲۷-۵)$$

این رابطه مبتنی براین فرض است که بُره بقدری نازک باشد که هیچ تقلیل قابل ملاحظه‌ای در باریکه اتفاق نیفتد . اگر بُره ضخیمتر از آن باشد که بتوان این فرض را به‌کار برد ، چون هر واکنش، یک ذره از باریکه کم می‌کند ، برای یک ضخامت dx ، داریم

$$\begin{aligned} dN &= -dI \\ &= n\sigma\ dx\ I \end{aligned} \qquad (۲۸-۵)$$

با انتگرال‌گیری بر روی تمام ضخامت t ی بُره (ر .ک شکل۳–۱۴) خواهیم داشت

$$I_t = I_0 e^{-n\sigma t} \qquad (۲۹-۵)$$

که از لحاظ ریاضی شبیه معادلهٔ (۳–۳۴) است . بنابراین ، $n\sigma$ ضریب تضعیف خطی باریکه است . نسبت I_t/I_0 را گاهی **ضریب عبور** از بره می‌نامند .

به‌منظور پی‌بردن به‌مرتبهٔ بزرگی آن ، فرض می‌کنیم که $\sigma \approx 0.1$ b و برهم‌کنش در یک اطاقک ابری درفشار جو اتفاق بیفتد ($n \approx 3 \times 10^{19}\ cm^{-3}$, $\Delta x \approx 10$ cm) از معادلهٔ (۵–۲۷)، برای احتمال برهم‌کنش بر ذره باریکه خواهیم داشت

$$\begin{aligned} \frac{N}{I} &\approx 3 \times 10^{19} \times 0.1 \times 10^{-24} \times 10 \\ &\approx 3 \times 10^{-5} \end{aligned}$$

---

۱۵ – ر . ک بخش الف – ۲

این از مرتبهٔ بزرگی احتمال واکنش تجربی است که در انتهای بخش(۵–۲ الف)در ارتباط با واکنش $N^{14}(\alpha,p)O^{17}$ ذکر کردیم (شکل۵–۷) . در یک جامد ، چگالی‌های اتمی نوعی (معادلهٔ ۳–۲۰) عبارتنداز $n \approx 5 \times 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$ [۱۶] .

در حالت کلی ، یک ذرهٔ پرتابه و هدف مفروض می‌توانند به‌طرق مختلف واکنش کنند (مثال انتهای بخش ۵–۳ را ملاحظه کنید) و انواع مختلف فراورده‌های سبک N_1 ، N_2 ، N_3 ، . . . در واحد زمان تولید نمایند . در این صورت **سطح مقطع کل** درمانستگی با معادلهٔ (۵ – ۲۵) به‌صورت زیر تعریف می‌شود

$$\sigma_{tot} = \frac{N_1 + N_2 + N_3 \ldots}{(I/A)(nA\,\Delta x)} \qquad (۵ - ۳۰)$$

بهتر است که یک **سطح مقطع جزئی** نیز برای فرایند i ام توسط فرمول زیر بیان کنیم

$$\sigma_i = \frac{N_i}{(I/A)(nA\,\Delta x)} \qquad (۵ - ۳۱)$$

به‌طوری که

$$\sigma_{tot} = \sum_i \sigma_i \qquad (۵ - ۳۲)$$

اگر سطح مقطعهای جزئی معلوم باشند ، معادلهٔ (۵–۳۱) را می‌توان برای محاسبهٔ آهنگ‌تولید هر فراوردهٔ خاص، به‌شکل (۵–۲۷) بازنویسی کرد . برای یک بُره ضخیم ، معادله‌ای شبیه به (۳–۳۸) را باید برای محاسبهٔ این آهنگ به‌کار برد .

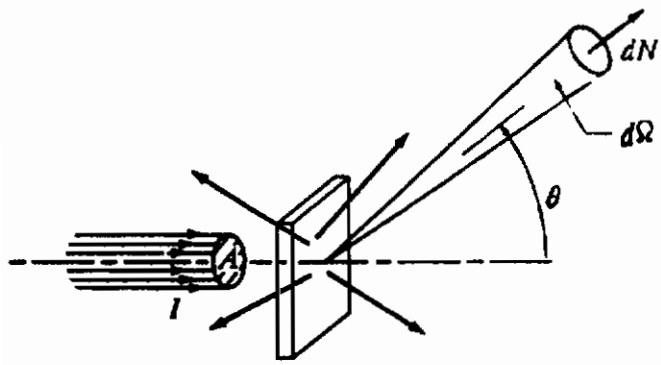
$$\frac{N_i}{I_0} = \frac{\sigma_i}{\sigma_{tot}}\,(1 - e^{-n\sigma_{tot}t}) \qquad (۵ - ۳۳)$$

در بسیاری از واکنشهای هسته‌ای ، ذرات سبک حاصله به‌طور همسانگرد نسبت به‌راستای باریکه تولید نمی‌شوند . از این‌رو **سطح مقطع دیفرانسیلی** $d\sigma/d\Omega$ را برحسب تعداد فراورده‌های سبک واکنش dN که در واحد زمان در زاویهٔ کوچک فضائی $d\Omega$ واقع در یک زاویه θ نسبت به‌باریکه (شکل ۵ – ۹) ،گسیل می‌شود تعریف کنیم،از معادلهٔ(۵ – ۲۴)داریم

$$\frac{1}{I}\frac{dN}{d\Omega} = \frac{nA\,\Delta x\, d\sigma/d\Omega}{A} \qquad (۵ - ۳۴)$$

---

۱۶ – ر . ک پیوست ب



شکل ۵ ــ ۹ : آرایش اساسی تجربی برای سطح مقطع دیفرانسیلی واکنش، آشکارساز فراورده‌های سبک واکنش، یک زاویه فضائی کوچک $d\Omega$ در هدف را در بر می‌گیرد.

به‌طوری که سطح مقطع دیفرانسیلی (به‌ازاء هرهسته هدف) توسط رابطه زیر داده می‌شود

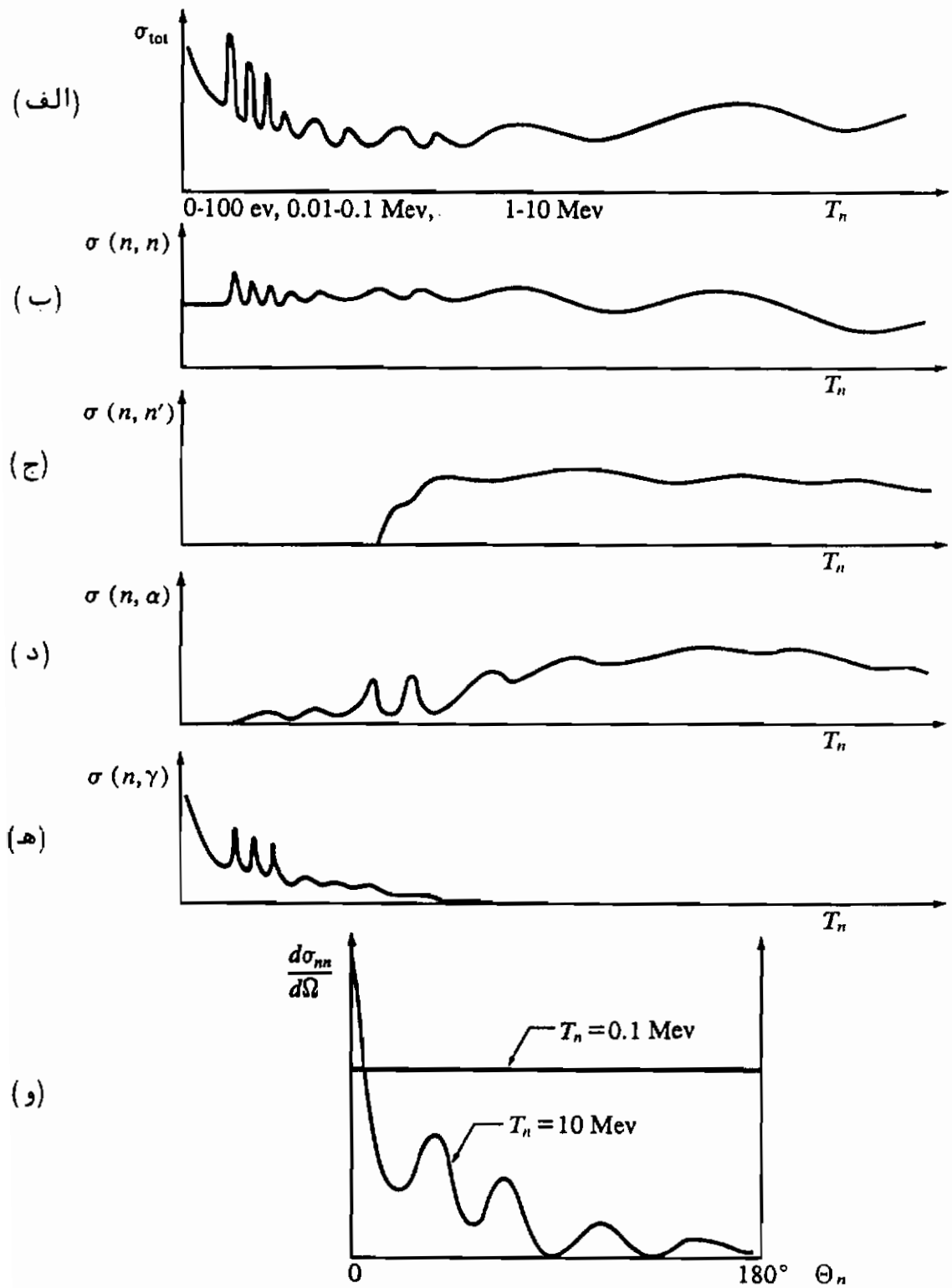
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN/d\Omega}{(I/A)(nA\,\Delta x)} \qquad (۳۵ - ۵)$$

برای تمیزدادن σ از $d\sigma/d\Omega$، سطح مقطع σ را گاهی **سطح مقطع انتگرال‌گرفته شده** می‌نامیم، زیرا

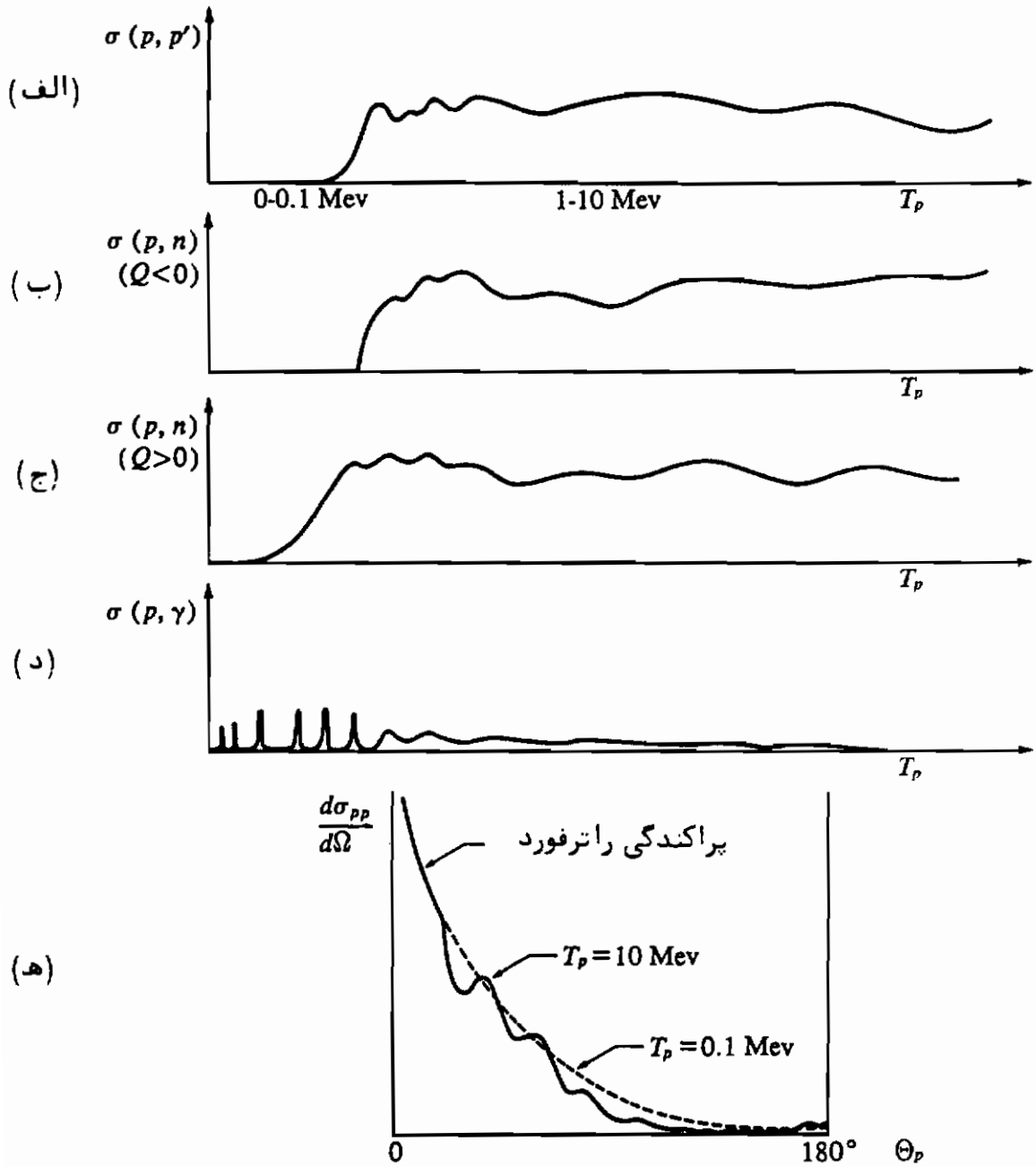
$$\sigma = \int_{\text{تمام فضا}} \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\Omega \qquad (۳۶ - ۵)$$

۵ ــ ۴ ب) وابستگی سطح مقطعهای تجربی به‌انرژی و زاویه

هدف هرنظریهٔ واکنشهای هسته‌ای، توضیح وابستگی سطح مقطعها به‌انرژی و زاویه برحسب بعضی پارامترهای هسته‌ای است. اغلب سطح مقطعها رفتاری نوعی دارند، که به‌طور طرحوار برای نوترونها در شکل (۵ ــ ۱۰) و برای پروتونها در شکل (۵ ــ ۱۱) نشان داده شده‌اند (فرض کرده‌ایم که هدف یک ویژه هسته با وزن متوسط باشد) بعضی از سطح مقطعهای واقعی را در بخش‌های بعدی نشان خواهیم داد. متاسفانه، هیچ مجموعه کاملی از سطح‌مقطع برای یک هسته وجود ندارد.



شکل۵ ـ ۱۰: سطح مقطعهای نوترونی طرحوار برای هسته‌های با وزن متوسط (الف) سطح مقطع کل. (ب) سطح مقطع پراکندگی کشسان. (ج) سطح مقطع پراکندگی ناکشسان. (د) سطح مقطع واکنش $[(n,\alpha)]$. (هـ) سطح مقطع گیراندازی (و) سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان.



شکل۵ ــ ۱۱ : سطح مقطعهای پروتونی طرحوار برای هسته‌های با وزن متوسط (الف) سطح مقطع پراکندگی ناکشسان . (ب) سطح مقطع یک‌واکنش انرژی‌گیر نوعی $[(p,n)]$. (ج) سطح مقطع یک واکنش انرژی‌زای نوعی (د) سطح مقطع گیراندازی . هـ) سطح مقطع پراکندگی دیفرانسیلی کشسان . برای ذرات باردار مفهوم سطح مقطع کل بی‌معنی است چه سطح مقطع پراکندگی کشسان انتگرال گرفته شده از لحاظ نظری نا متناهی است (ر.ک بخش ۵ ــ ۴ ج) .

۵ – ۴ ج) سطح مقطع کولنی

پراکندگی کشسان ذرات باردار کم انرژی، صرفاً توسط نیروهای کولنی صورت می‌گیرد. چون می‌توان سطح مقطع دیفرانسیلی را به‌توسط مفاهیم کلاسیکی محاسبه کرد، این حالت را به‌عنوان کاربردی از معادلهٔ (۵ – ۳۵) تلقی می‌کنیم. از لحاظ نظری سطح مقطع پراکندگی کشسان انتگرال گرفته‌شده نامتناهی است و از این‌رو σ_{tot} برای ذرات باردار معنی ندارد.

فرض کنید یک باریکه از I ذره باردار در واحد زمان برگهٔ نازکی را بمباران کند. مطابق شکل (۵–۱۲ الف)، اثر یک هستهٔ هدف منفرد را در نظر بگیرید. به‌سهولت می‌توان نشان داد که ذره‌ای که پارامتر برخورد آن y است تحت یک زاویه مرکز–جرم Θ منحرف خواهد شد که توسط رابطهٔ

$$\tan \tfrac{1}{2}\Theta = \frac{D}{2y} \qquad (۵ - ۳۷)$$

داده می‌شود که در آن D نزدیکترین فاصلهٔ کلاسیک (معادله ۱–۴) در یک برخورد شاخ‌به‌شاخ است. برای ذره‌ای که انرژی جنبشی آن در دستگاه مرکز جرم عبارت از $T_0 = \frac{1}{2}M_0V_0^2$ است.

$$D = \frac{zZe^2}{T_0} \qquad (۵ - ۳۸)$$

اگر در این رابطه، M_0 جرم کاهش یافته (معادله ۴–۷۹) و V_0 سرعت نسبی بین یک ذره از باریکه و هستهٔ هدف، هنگامی که این دو به‌قدر کافی از هم دور هستند، باشد، آثار پس‌زنی نیز به حساب خواهد آمد.

اگر توجه کنیم که تمامی تغییر تکانهٔ ذره ناشی از ضربهٔ نیروی کولنی است (شکل ۵ –۱۲ ب)، می‌توان به‌سهولت معادلهٔ (۵ – ۳۷) را نتیجه گرفت. این ضربه را می‌توان به‌کمک قانون پایستگی تکانه زاویه‌ای حول مرکز جرم محاسبه کرد. نیروی کولنی یک نیروی مرکزی است، و از این رو، تکانهٔ زاویه‌ای نسبت به‌مرکز نیرو در خلال برخورد پایسته است.

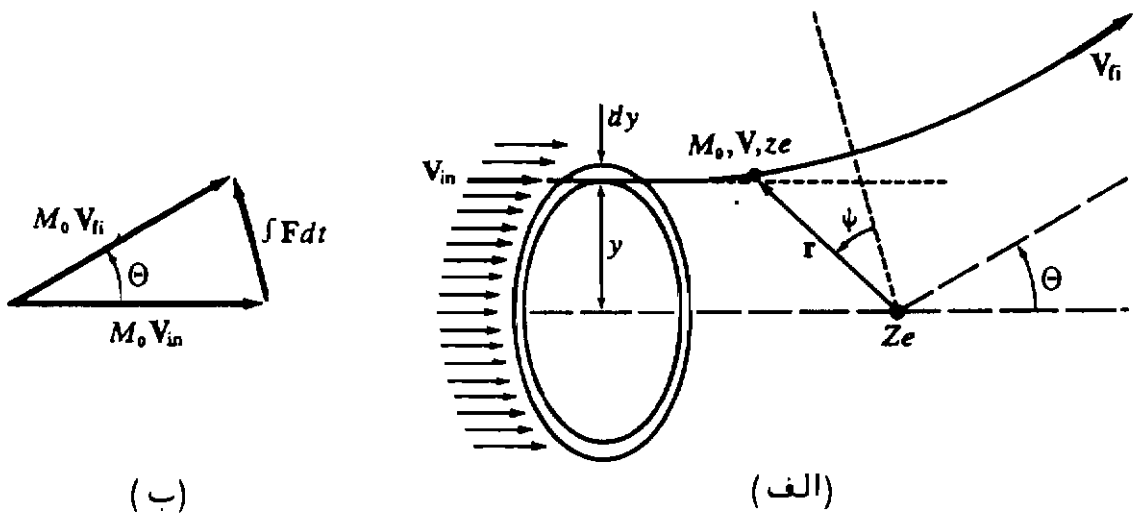
$$M_0V_0y = M_0r^2\frac{d\psi}{dt} \qquad (۵ - ۳۹)$$

که در آن ψ زاویه بین نیمساز جهات اولیه و نهائی $\mathbf{V}$ و شعاع بردار $\mathbf{r}$ ذره است. حال، با

گرفتن تمام مؤلفه‌ها در امتداد نیمساز، از نمودار تکانهٔ شکل (۱ ب)، (چون $V_{1n} = V_{f1} = V_0$) داریم:

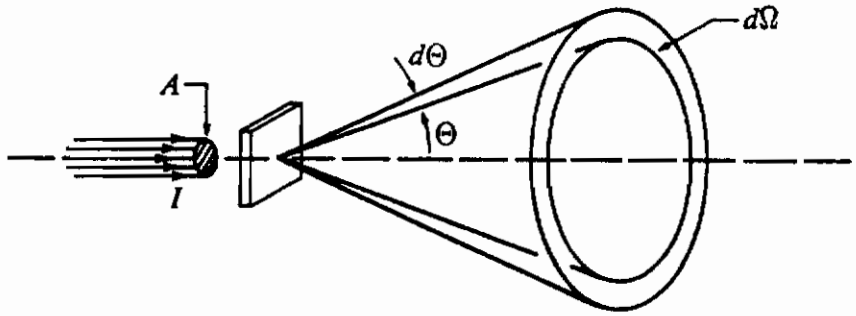
$$\begin{aligned} 2M_0V_0 \sin \tfrac{1}{2}\Theta &= \int F \cos\psi \, dt \\ &= \int \frac{zZe^2}{r^2} \cos\psi \frac{r^2 \, d\psi}{V_0 y} \\ &= \frac{zZe^2}{V_0 y} \int \cos\psi \, d\psi \end{aligned} \qquad (۴۰-۵)$$

که در آن معادلهٔ (۵–۳۹) را برای حذف dt به‌کار برده‌ایم. با انتگرال‌گیری آخرین عبارت از $-\frac{1}{2}(\pi - \Theta)$ تا $+\frac{1}{2}(\pi - \Theta)$، معادلهٔ (۵–۳۷) به‌دست می‌آید.



(ب) (الف)

شکل ۱۲–۵: اثر یک هستهٔ هدف منفرد با بار Ze بر روی یک باریکه از ذرات باردار با بار ze (الف) یک ذره با پارامتر برخورد y تحت زاویه Θ منحرف می‌شود. ψ زاویهٔ بین نیمساز جهات اولیه و نهایی $\mathbf{V}$ و شعاع بردار لحظه‌ای ($\mathbf{r}$) ذره است. (ب) نمودار تکانه.



شکل۵–۱۳: یک عنصر زاویه فضایی برای محاسبه سطح مقطع کولنی.

وقتی یک باریکه‌از I ذره درواحد زمان، در گستره‌ای به‌مساحت A، به‌هدفی‌برخورد می‌کند، برای محاسبهٔ سطح مقطع باید بدانیم که در واحد زمان چندذره از باریکه به‌داخل زاویه فضائی کوچک $d\Omega$ پراکنده می‌شود (شکل۵–۱۳ را ملاحظه کنید). از شکل (۵–۱۲الف) ملاحظه می‌کنیم‌که تمام ذرات باریکه که با پارامترهای برخورد بین y و $y + dy$ وارد می‌شوند به‌داخل زاویه فضائی[۱۷]

$$d\Omega = 2\pi \sin\Theta\, |d\Theta| \qquad (۴۱ - ۵)$$

که در شکل (۵–۱۳) نشان داده شده است، پراکنده خواهند شد. کسری از ذرات که به‌این طریق پراکنده می‌شود برابر است با $2\pi y\, dy/A$، و برای $dN/d\Omega$، داریم

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{I\, 2\pi y\, dy/A}{2\pi \sin\Theta\, |d\Theta|} \qquad (۴۲ - ۵)$$

با جایگذاری در معادلهٔ (۵–۳۵) و با توجه به‌اینکه فقط یک هستهٔ هدف منفرد موردنظراست ($nA\,\Delta x = ۱$)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{y\, dy}{\sin\Theta\, |d\Theta|} \qquad (۴۳ - ۵)$$

از رابطهٔ (۵ – ۳۷) داریم

$$dy = \frac{D\, |d\Theta|}{4 \sin^3 \tfrac{1}{2}\Theta} \qquad (۴۴ - ۵)$$

---

۱۷ – وقتی y افزایش می‌یابد، Θ کاهش پیدا می‌کند. بنابراین برای یک مقدار مثبت dy، $d\Theta$ منفی است.

با نوشتن $\sin\Theta = 2\sin\frac{1}{2}\Theta\cos\frac{1}{2}\Theta$ ، داریم

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{D^2}{16\sin^4\frac{1}{2}\Theta} \qquad (۴۵-۵)$$

این رابطه را سطح مقطع کولنی" یا راترفورد" می‌نامیم . به‌منظور برآورد مرتبه بزرگی، متذکر می‌شویم که ، مثلا" برای پروتونهای با انرژی ۵/۲ Mev که توسط $_{27}Co^{59}$ پراکنده می‌شوند (شکل۵–۱۴)، مقدار $D \approx 7.6$ F ، و $D^2/16 \approx 0.036$ b

در بخش (۱–۲ ب)متذکر شدیم که اگر نزدیکترین فاصلهٔ جدایی به‌مرتبهٔ شعاع هسته (R)برسد دیگر معادلهٔ (۵–۴۵) قابل قبول نیست . در یک برخورد معمولی (شکل ۵–۱۲ الف)این مسافت r_{min} بستگی به‌زاویهٔ پراکندگی Θ دارد و برابر است با[۱۸]

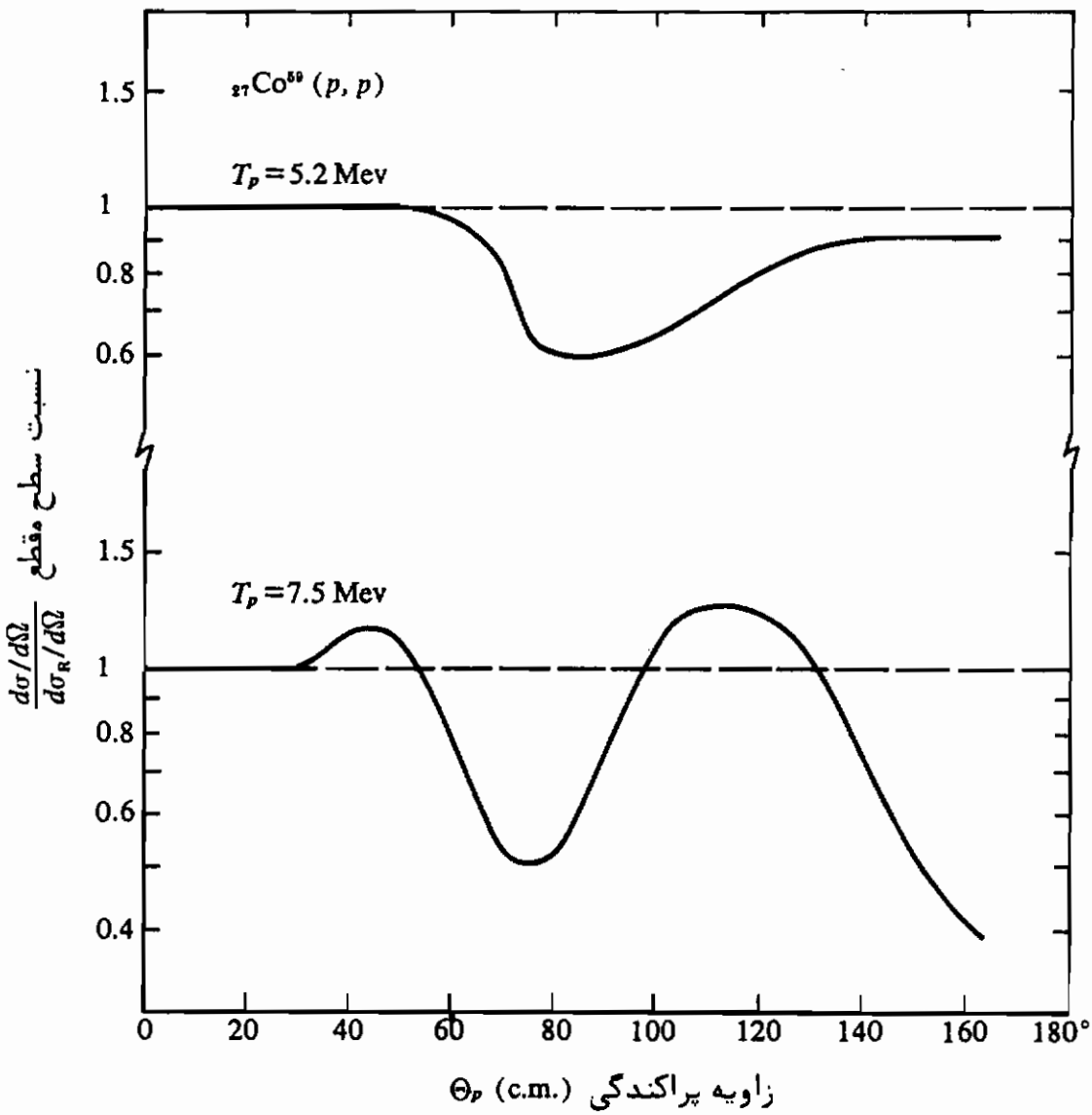
$$r_{min} = \frac{D}{2}\left(\frac{1}{\sin\frac{1}{2}\Theta} + 1\right) \qquad (۴۶-۵)$$

ازشکل (۵–۱۴) ملاحظه می‌شود که برای پروتونهای فرودی بر روی Co^{59} ، قانون پراکندگی راترفورد در زاویه $\Theta \approx 50°$ برای $T_p = 5.2$ Mev و در $\Theta \approx 30°$ برای $T_p = 7.5$ Mev اعتبار خود را از دست می‌دهد . با جایگزاری در رابطه (۵–۴۶) ، هردوی این نقاط یک مقدار سازگار $r_{min} \approx 13$ F را می‌دهند ، که خیلی بزرگتر از مجموع شعاع Co^{59} ، (≈5.5 F) وشعاع پروتون (≈1.4 F) محاسبه شده از فرمول (۱–۵) است . این ،تاکید دیگری است بر این که نباید تصور کرد که نیروی هسته‌ای به‌طور ناگهانی درسطح هسته‌ناپدید می‌شود (شکل ۱–۱ را ملاحظه کنید) .

وقتی از رابطهٔ (۵–۴۵) در تمام فضا انتگرال بگیریم ،یک‌نتیجهٔ نامتناهی به‌دست می‌آید ، زیرا برطبق معادلهٔ (۵–۳۷) هر پارامتر برخورد ، هرچقدرهم بزرگ باشد ، یک انحراف‌ناچیز به‌یک ذره باردار می‌دهد .

---

۱۸ – R. D. Evans، ۱۹۵۵ ، پیوست ب ، بخش ۲ g . توجه کنید که D نزدیکترین فاصلهٔ جدایی در یک برخورد شاخ به‌شاخ است .($\Theta = 180°$) ولی r_{min} برای یک برخورد عمومی است .



شکل۵ـ ۱۴ : سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان پروتون بر روی Co^{59} نقسیم بر سطح مقطع راترفورد ، برحسب زاویهٔ پراکندگی پروتـــون در دستگاه مرکز جرم[۱۹] .

۱۹ — F. K. McGowan, W. T. Milner, and H. J. Kim, "Nuclear Cross Sections for Charged-Particle Induced Reactions," vol. ORNL-CPX-1, Charged Particle Cross-Section Center, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, 1964.)

از اینرو، هیچ ذره‌ای از باریکه، مستقل از پارامتر برخورد آن، وجود ندارد که تحت تأثیر یک هسته هدف قرار نگیرد، و سطح مقطع انتگرال گرفته شده نامتناهی است[۲۰].

در زوایای خیلی کوچک، پراکندگی راترفورد همیشه بر سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان ذرات باردار برتری دارد. بنابراین بهتر است، همان‌گونه که در شکل (۵–۱۴) انجام داده‌ایم، سطح مقطع اندازه گرفته شده را برعبارت (۵–۴۵) تقسیم کنیم.

۵ – ۴ د) بحث کیفی سطح مقطعهای نوترون

قبل از در نظر گرفتن جزئیات نظریه مکانیک کوانتومی سطح مقطعها، بهتر است مظاهر کیفی آنها را مورد بحث قرار دهیم به‌منظور اجتناب از پیچیدگیهای مربوط به‌اثرهای کولنی، سطح مقطعهای نوترون را در نظر خواهیم گرفت.

یک باریکهٔ نوترون را باید توسط یک تابع موج (در حال حرکت) به شکل (۲–۳۲) نمایش داده برای حرکت در جهت $(+x)$، این تابع به صورت زیر خواهد بود.

$$\psi(\text{باریکهٔ فرودی}) = ae^{ikz} \qquad (۴۷-۵)$$

مهمترین جنبهٔ این تابع، عدد موجی یا طول موج کاهش‌یافته دوبروی $\lambda\!\!\!^{-} = \lambda/(2\pi) = 1/k$ است. مقدار آن، که توسط معادلهٔ (۲–۱۱) داده می‌شود، برای نوترون (یا پروتون) عبارت است از

$$\lambda\!\!\!^{-}\,(\text{in F}) = \frac{4.55}{[T\,(\text{in Mev})]^{\frac{1}{2}}} \qquad (۴۸-۵)$$

جدول (۵ – ۲) مقادیر این عبارت را برای چند انرژی نوعی می‌دهد.

جدول ۵–۲ طول موجهای کاهش یافتهٔ دوبروی برای نوترون

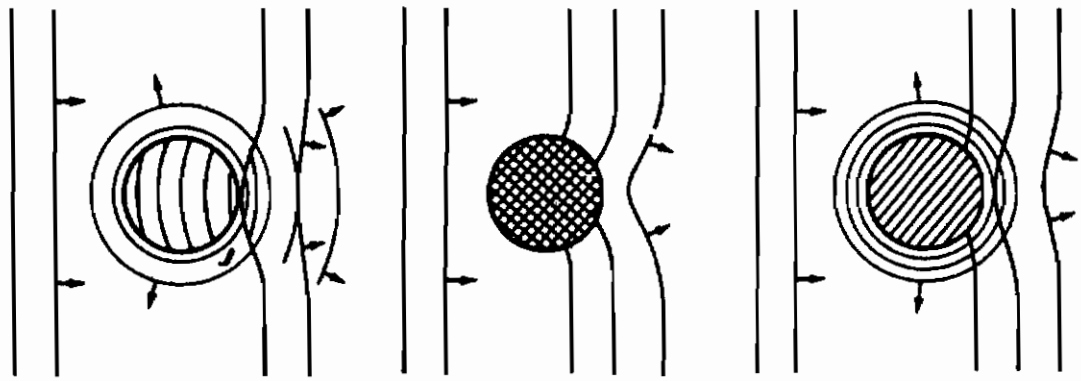
T	$\lambda\!\!\!^{-}$(F)
1 ev	4550
100 ev	455
10 kev	45.5
1 Mev	4.55
100 Mev	0.443†

† مقدار نسبیتی

۲۰ – در یک مادهٔ حقیقی، الکترونهای اتمی برای پارمترهای برخوردی y بزرگتراز 10^{-8} cm بار هسته‌ای را حفاظت خواهند کرد. این مربوط به‌زوایای انحراف چنان کوچکی است (معادله۵–۳۷را ملاحظه‌کنید) که‌ذرات‌پراکنده شده‌هنوز جزء باریکه اولیه هستند. بنابراین، دراغلب‌وضعیتها سطح مقطع انتگرال‌گرفته‌شده را نمی‌توان تعیین‌کرد.

شعاعهای هسته‌ای [معادله (۱ ــ ۵)] هسته‌های با وزن متوسط بین ۵ و ۸ فرمی است ، به‌طوری که تا انرژیهای بیش از حدود 1 Mev ، $\lambda\!\!\!^{-} > R$ است . بنابراین می‌توان انتظار داشت که خواص ذره‌ای نوترونها برای انرژیهای خیلی کمتر از 1 Mev در واکنشهای هسته‌ای چندان مهم نباشد و در این انرژیها طبیعت موجی نوترونها برتری داشته باشد . برخوردهای مستقیم (شکل۵ــ۱) بین نوترون فرودی و یک نوکلئون در هسته می‌بایستی فقط سطح مقطعهای نوترونها را در انرژیهای خیلی بیش از 1 Mev تحت تاثیر قرار دهد .

حال برخوردهای ایده‌آل مختلف یک نوترون را با یک هسته در نظر می‌گیریم . اگر یک باریکه از نوترونها به‌یک‌هستهٔ کاملا" منعکس‌کننده برخورد کند ، فقط پراکندگی کشسان می‌تواند رخ دهد . تابع موج نوترون،همان‌گونه که به‌طور طرحوار در شکل (۵ــ۱۵الف) نشان داده‌ایم ، توسط هسته منعکس و پراشیده می‌شود . این دوموج باهم‌تداخل می‌کنند . سطح مقطع (انتگرال‌گرفته‌شده) پراکندگی‌کشسان درانرژیهای کم ($\lambda\!\!\!^{-} \gg R$) برابر $4\pi R^2$ است[۲۱] .



شکل۵ ــ ۱۵ : اثر یک هسته روی یک موج نوترون (طرحوار) (الف) هسته‌کاملا" منعکس‌کننده . (ب) هسته کاملا" جاذب، فقط پراش رخ می‌دهد . (ج) هسته‌نیمه شفاف،موجی که از هسته عبور می‌کند می‌تواند با امواج انعکاسی و پراشیده تداخل نماید .

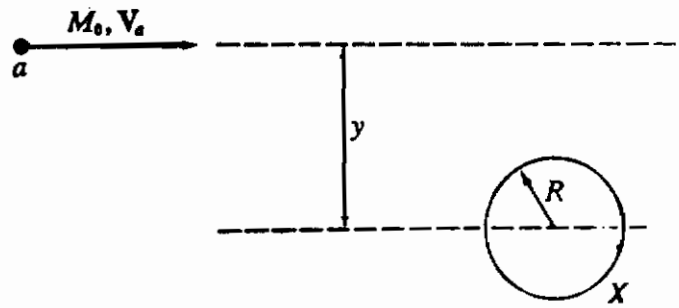
اگر هسته کاملا" جاذب باشد ، موج انعکاسی وجود نخواهد داشت ، ولی پراکندگی پراشی رخ خواهد داد (شکل۵ــ۱۵ ب) . سطح مقطع پراکندگی کشسان در انرژی زیاد مقدار تقریبی πR^2 را دارد ، و سطح مقطع کل تقریبا" برابر $2\pi R^2$ است[۲۲] .

---

۲۱ ــ Burcham ، ۱۹۶۴ ، صفحات ۵۱۸ تا ۵۲۰

۲۲ ــ ر.ک پیوست الف ۲ ، معادلهٔ (الف ــ ۲۷)

اگر هسته نسبت به‌نوترونهای فرودی نیمه‌شفاف باشد، موج عبور کرده با امـــواج انعکاسی و پراشیده تداخل خواهد کرد (شکل۵–۱۵ ج). به‌ازاء بعضی انرژیهـا، با طـــول موجها، انتظار تداخل سازنده‌می‌رود، و به‌ازاء برخی دیگر تداخل ویرانگره تشدیددرسطح مقطعها، نتیجهٔ چنین پدیده‌های تداخلی است. در جایی که تشدید رخ می‌دهد، سطح مقطع بیشتراز مرتبهٔ $\pi\lambda\!\!\!^{-2}$ هستند تا $4\pi R^2$، که فی‌مابین تشدیدها برقرار است؛ ازاینرو، سطـــــح مقطعهای نوترونهای کند می‌تواند خیلی بیشتر از سطح مقطعهای هندسی باشد.



شکل۵ – ۱۶: تعبیر کلاسیک تکانه زاویه‌ای مداری واردشده در یک واکنـــش هسته‌ای. M_0 جرم کاهش یافته$M_aM_X/(M_a + M_X)$ است.

در بحث مفصلتر سطح مقطعها، مقید است که تکانهٔ زاویه‌ای مداری واردشـــده بـــه سیستم (ذرهٔ پرتابه+ هسته هدف) را توسط‌واکنش مدنظر قرار دهیم زیرا ممکـــن اســـت‌این تکانه، به‌علت قواعد گزینش (۵–۲۲) و (۵–۲۳)، بر سطح مقطعها تاثیر بگذارد. از لحـــاظ کلاسیک، اگرذرهٔ پرتابه دارای پارامتر برخورد (y)نسبت به‌هسته باشد (شکل۵–۱۶)، تکانهٔ زاویه‌ای مداری درمرکز جرم برابر M_0V_ay است (ر.ک معادله ۵–۳۹ و پانوشت بعدازمعادلهٔ ۵–۲۲)، که در آن V_a سرعت نسبی دو ذره در موردی است که دوذره خیلی از هم دورند. با این همه، در واقع تکانهٔ زاویه‌ای مداری کوانتیده و برابر $l_a.\hbar$ است (در زیر بـــه‌صورت، $l_a\hbar$ خلاصه شده است) از این جهت با تقریب می‌توان نوشت[۲۳].

$$l_a\hbar \approx M_0V_ay \qquad (۴۹ - ۵)$$

$$l_a \approx \frac{yM_0V_a}{\hbar}$$

$$\approx \frac{y}{\lambda\!\!\!^{-}} \qquad (۵۰ - ۵)$$

---

۲۳ – می‌توان نشان داد که این گونه اسـتـدلال بر طبق‌اصل توافق بوهر برای اعداد کوانتومی بزرگ صحیح تر از اعدادکوچک است. به‌دنباله بحث معادله (۲–۸۹) مراجعه‌شود.

که در آن λ طول موج کاهش یافتهٔ دوبروی نوترون در دستگاه مرکز جرم است.

اگر $R < \gamma$ باشد (شکل۵ـ۱۶)، ذرهٔ پرتابه نباید چندان اثری برهستهٔ هدف داشته باشد زیرا در این صورت خارج از بردنیروی هسته‌ای خواهد بود. بنابر این، انتظار می‌رود مهمترین برهم‌کنشهای هسته‌ای با آن ذراتی انجام بگیردکه دارای تکانه‌های زاویه‌ای مداری **کمتر یا مساوی** مقدار ماکزیمم

$$l_a(\max) \approx \frac{R}{\lambda} \qquad (۵۱-۵)$$

باشند. با مراجعه به‌جدول (۵ـ۲)، درمی‌یابیم‌که بر هم‌کنشهایی که با انرژیهای بمبارانی تقریبا" کمتر از 0.1 Mev رخ می‌دهند باید بیشتر از امواج s، یعنی دارای $l_a = 0$ باشند. (برای هدف هیدرژن، این مورد برای نوترونهای با انرژی‌حدود 10-Mev دردستگاه آزمایشگاهی رخ می‌دهد). در نتیجه، سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان نوترون تا این انرژیها در سیستم c.m. همسانگرد است[۲۴]. این با مشاهده موافق است.

تجزیهٔ موج فرودی به‌پاره موجهایی که هرکدام وابسته به‌یک تکانهٔ زاویه‌ای مداری معین است "تحلیل پاره موجی" نامیده می‌شود و به‌طور اختصار در پیوست (الف ـ ۲) ارائه خواهد شد؛ جزئیات مفصلتر را در منابع دیگر می‌توان یافت[۲۵].

۵ـ۵ واکنشهای هسته مرکب:

معمولا" واکنشهای هسته‌ای برای انرژیهای زیر ۰/۱ تا ۱ مگاالکترون ولت از طریق سازوکار هستهٔ مرکب صورت می‌گیرند (شکل۵ـ۱). دلیل این مطلب آن است که وقتی یک ذره خود را در هسته می‌یابد، ضریب انعکاس در لبهٔ چاه پتانسیل (شکل۵ـ۲) نزدیک واحد است[۲۶]. برای یک پرتابه با انرژی T_0 که وارد یک چاه مربعی به‌عمق V_0 می‌شود، ضریب انعکاس، که توسط معادلهٔ (۲ـ۱۶۲) داده می‌شود، تقریبا" برابر است با

---

۲۴ ـ از این واقعیت در اثبات معادلهٔ (۳ـ۳۰) استفاده‌کردیم. همچنین‌بخش (الف ـ ۲) را ملاحظه کنید.

۲۵ ـ Burcham، ۱۹۶۳، بخش ۱۴ـ۲

۲۶ ـ عبارت مربوطه به‌ضریب انعکاس در جایی‌که پتانسیل ناپیوسته است، مستقل از جهت حرکت است.

$$1 - 4(T_0/V_0)^{\frac{1}{2}} \quad \text{if} \quad T_0 \ll V_0 \qquad (۵۲-۵)$$

اگر $V_0 \sim 40$ Mev ، یک مقدار نوعی ، ضریب انعکاس برای $T_0 = 0.1$ Mev تقریباً مساوی ۰/۸ است. بنابراین به‌نظر می‌رسد که ذره مدت زمان قابل ملاحظه‌ای را در دورن هسته بگذراند ، و زنجیر فرایندهای نشان داده شده در شکل (۵–۱) می‌تواند منجر به مرحلهٔ هستهٔ مرکب شود .

ویژگی مشخص سطح مقطعهای تجربی در این گسترهٔ انرژی ، ظهور قله‌های تیز متعدد است (شکلهای ۵–۱۷ و ۵–۱۸) . همان‌طور که در بخش ۵–۱ متذکر شدیم ، توصیف مفصل طبیعت این تشدیدها برحسب مدل لایه‌ای آسان نیست ، بلکه شامل برانگیختگی‌های بسیار پیچیدهٔ نوکلئونهای هسته است . ولی از نقطه نظر موجی تشدیدها ناشی از تداخل بین موج صادره از هسته با امواج انعکاسی و پراشیدهٔ پرتابه است[۲۷] (شکل ۵–۱۵ ج) .

فرض اساسی مدل هستهٔ مرکب آن است که این هسته به‌گونهٔ چنان پیچیده‌ای تشکیل می‌شود که چگونگی تشکیلش را "فراموش" می‌کند . به‌این ترتیب سطح مقطع واکنش $X(a,b)Y$ را می‌توان به‌یک سطح مقطع تشکیل هستهٔ مرکب C^* متناظر با فرایند

$$a + X \rightarrow C^* \qquad ۵۳-۵)$$

و یک احتمال نسبی که C^* به‌ذرات $b + Y$ بشکند ، تقسیم کرد[۲۸] . بنابراین می‌توان نوشت

$$\sigma(a,b) = \sigma_{a,C}(T_0)P_b(E) \qquad (۵۴-۵)$$

که در آن T_0 انرژی بمباران در (c.m.) و E انرژی برانگیختگی هستهٔ مرکب است . این انرژیها مطابق شکل (۵–۱۹) به‌یکدیگر مربوطند .

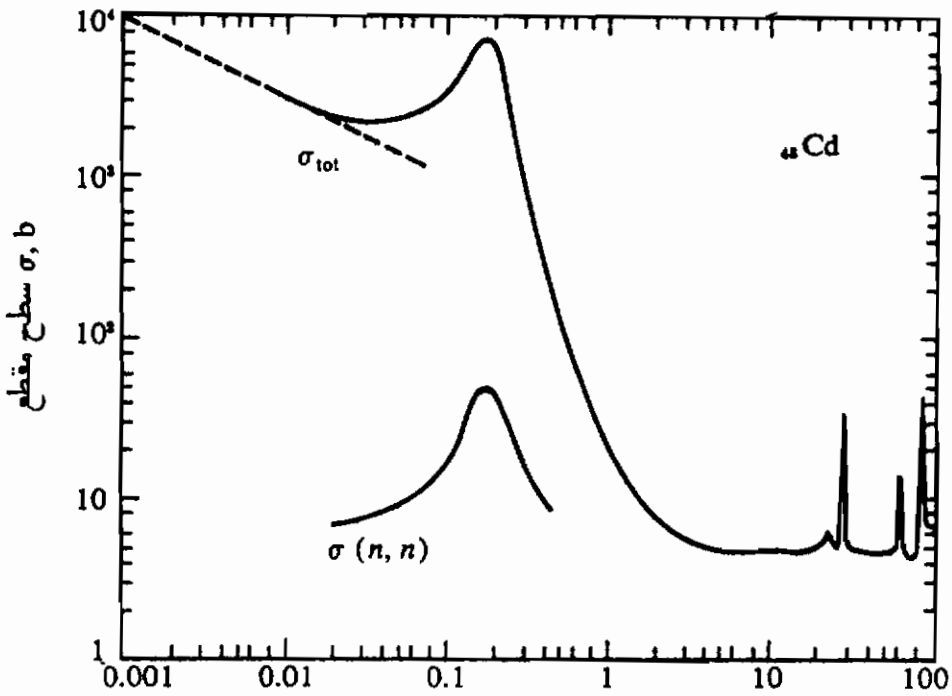
۵ – ۵ الف) تشکیل هسته مرکب

موقتاً فرض خواهیم کرد که A ذره‌ای بدون اسپین و خنثی باشد ، به‌طوری‌که بتوان از اثرهای اسپینی وکولنی صرف نظر کرد . اگر انرژی بمباران T_0 طوری باشد که C در یک حالت

---

۲۷ – Blatt و Weisskopf ، ۱۹۵۲ ، فصل ۸ ، بخش ۷ .

۲۸ – هر مد خاص شکستن را یک کانال می‌نامند . مثلاً $a + X$ ، $a' + X^*$ و $b + Y$ کانالهای متفاوت هستند .



شکل۵ – ۱۷ : سطح مقطع پراکندگی کشسان نوترون از کادمیم . تشدید واقع در ev ۰/۱۸ ناشی از Cd^{113} (با فراوانی ۱۲درصد) است . خطوط نقطه‌چین در انرژیهای پائین نشان دهنده وابستگی $1/v$ سطح مقطع است[۲۹] .

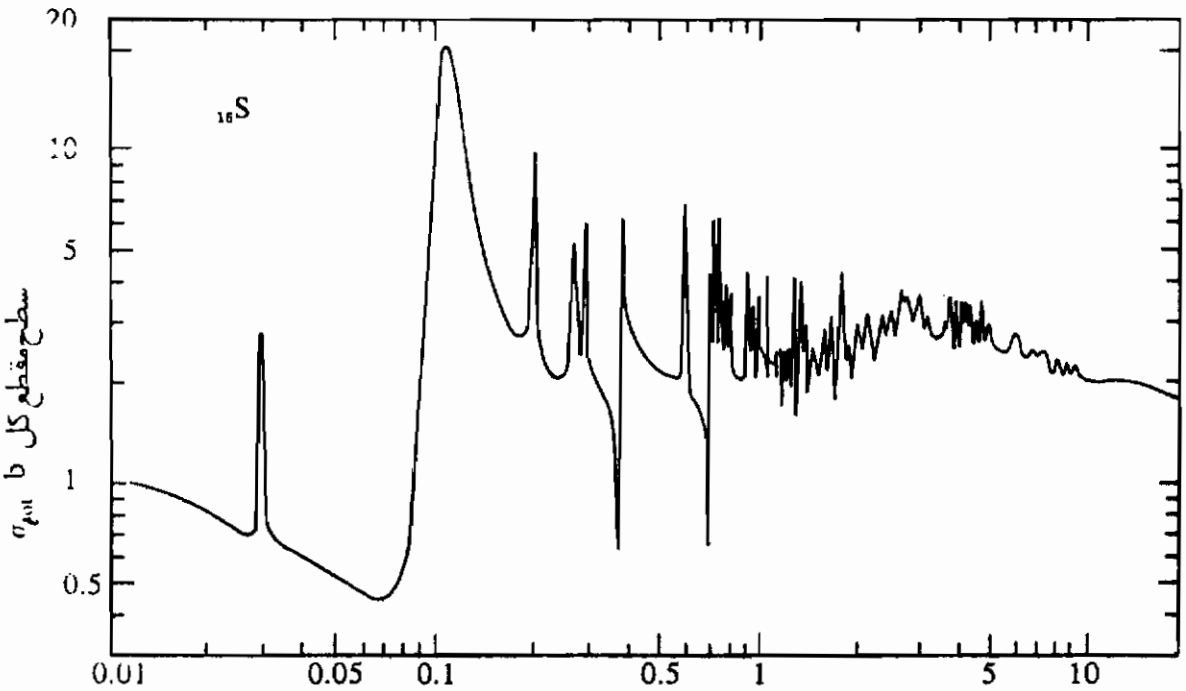
برانگیخته با انرژی E^* تشکیل شود ، این حالت البته یک حالت مجازی خواهد بود ، زیرا می‌تواند همیشه با واپاشی به $X + a$ برگردد . پس این حالت می‌تواند ، به‌خاطر طول عمر متناهیش ، دارای یک پهنای متناهی (غیرصفر) Γ [معادلهٔ (۴–۳۲)] باشد . انتظار می‌رود سطح مقطع تشکیل هستهٔ مرکب متناسب با احتمال یافتن هسته در یک انرژی E ، که توسط معادلهٔ (۴–۴۱) داده می‌شود ، باشد. محاسبهٔ کامل مکانیک کوانتومی نشان می‌دهد که[۳۰]

$$\sigma_{a,C} = \pi\lambda^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E^*)^2 + \Gamma^2/4} \qquad (۵۵ - ۵)$$

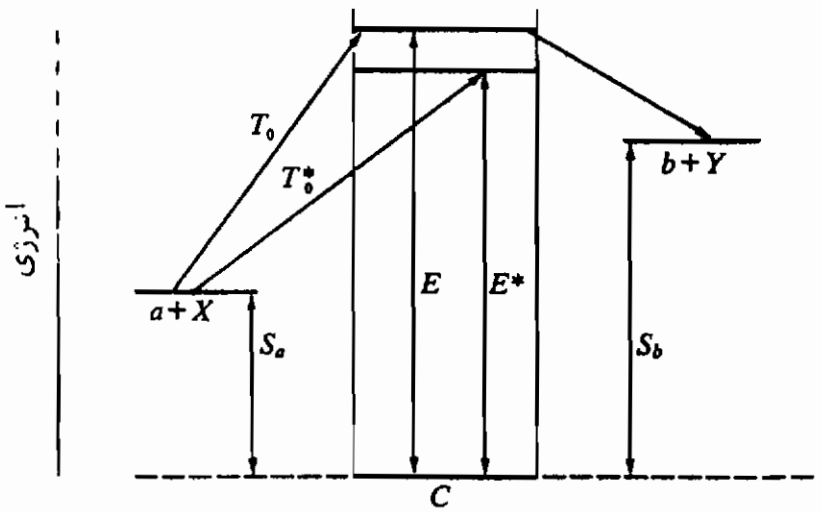
---

۲۹ – D. J. Hughes and J. A. Harvey, "Neutron Cross Sections," 1st ed., and D.J. Hughes and R. B. Schwartz, "Neutron Cross Sections," 2d ed., Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 1955 and 1958.

۳۰ – Blatt و Weisskopf ، ۱۹۵۲ ، صفحات ۳۹۸ به‌بعد . برای اثبات ، با شروع ازمعادله (۴–۴۱) ر . ک Burcham ، ۱۹۶۳ ، صفحه ۵۳۲ .



شکل۵ــ۱۸ : سطح مقطع کل نوترون روی گوگرد (^{32} ۹۵%). [۳۱]



شکل ۵ ــ ۱۹ : واکنش $X(a\ و\ b)Y$ از طریق یک هسته مرکب. شکل را با شکل ۵ ــ ۶ مقایسه کنید. S_a و S_b به‌ترتیب انرژیهای جدایی a و b از C می‌باشند. T_0 انرژی ذره a درسیستم مرکزجرم است. $[T_0=T_aM_X/(M_a+M_X)]$

۳۱ــ D. J. Hughes and J. A. Harvey, "Neutron Cross Sections," 1st ed., and D. J. Hughe and R. B. Schwartz, "Neutron Cross Sections," 2d ed., Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 1955 and 1958.

که در آن $\Gamma_a/\hbar$ ثابت واپاشی برای واپاشی حالت مرکب به‌کانال $a + X$ است. Γ را پهنای کل حالت و Γ_a را پهنای جزیی برای واپاشی به $a + X$ می‌نامیم. به‌طور کلی

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_{b'} + \Gamma_{b''} + \cdots \qquad (۵۶-۵)$$

که در آن Γ_b... پهناهای جزیی برای کانالهای دیگری که از لحاظ انرژی مجاز هستند می‌باشند. این رابطه به‌سهولت از رابطهٔ بین ثابتهای واپاشی کل و جزئی (با رابطه ۴-۱۲ مقایسه کنید) به‌دست می‌آید.

طول موج λ در معادلهٔ (۵-۵۵) طول موج کاهش یافتهٔ دوبروی a در سیستم c.m. است. متذکر می‌شویم که برای نوترونها (یا پروتونها)

$$\pi\lambda^2 \text{ (به barns)} = \frac{0.65}{T_0 \text{ (به Mev)}} \qquad (۵۷-۵)$$

بهتر است که انرژی تشدید E^* را برحسب انرژی بمباران T_0^* (در c.m.) بیان کنیم (شکل ۵-۱۹ را ملاحظه کنید) تا معادلهٔ (۵-۵۵) به‌صورت زیر در آید

$$\sigma_{a,C} = \pi\lambda^2 \frac{\Gamma_a\Gamma}{(T_0 - T_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \qquad (۵۸-۵)$$

جدولبندی‌های مختلفی انرژیهای آزمایشگاهی T_a و T_a^* متناظر با T_0 و T_0^* را می‌دهند. اگر این انرژیها را در معادلهٔ (۵-۵۸) به‌کار ببریم، پهناها را نیز باید با به‌کاربردن رابطه‌ای شبیه (۵-۱۶) به‌سیستم lab برگردانیم.

$$\Gamma_i(\text{lab.}) = \Gamma_i(\text{c.m.})(M_a + M_X)/M_X \qquad (۵۹-۵)$$

اگر اسپین را در نظر بگیریم، باید طرف راست معادله (۵-۵۸) را در عامل

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I_a+1)(2I_X+1)} \qquad (۶۰-۵)$$

ضرب کنیم، که در آن J گشتاور زاویه‌ای کل حالت مرکب است و اسپینهای دیگر را قبلاً" تعریف کرده‌ایم (معادله ۵-۲۲). یک حالت مرکب مفروض تنها می‌تواند توسط آن گشتاورهای زاویه‌ای مداری l_a تشکیل شود که در روابط زیر صدق کنند

$$\mathbf{I}_a + \mathbf{I}_X + l_a = \mathbf{J} \qquad (۶۱-۵)$$

$$\pi_a \pi_X (-1)^{l_a} = \pi_J \qquad (۶۲-۵)$$

که در آن π_J پاریتهٔ حالت مرکب است. به‌علاوه، شرایط (۵ ـ ۲۲) و (۵ـ۲۳) نیز باید، برقرار باشند.

۵ ـ ذ ب) واپاشی هسته مرکب

ازتعریف (۵ـ۵۶) نتیجه‌می‌شودکه‌احتمال واپاشی P_b ی یک حالت‌مرکب J معادله (۵ـ۵۴)Jبه‌کانال $Y + b$ از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$P_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \qquad (۶۳-۵)$$

که در آن Γ_b پهنای جزئی مربوطه است. با ترکیب این معادله با معـــادلات (۵ ـ ۵۸) و (۵ ـ ۶۰) خواهیم داشت

$$\sigma(a,b) = g_J \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(T_0 - T_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \qquad (۶۴-۵)$$

این فرمول به‌فرمول "**تشدید برایت ویگنر**" موسوم است. معادلهٔ (۵ـ۶۴) برای تمام کانالهـا به‌جزکانال‌پراکندگی‌کشسان، که‌درآن تداخل‌با پراکندگی پراشی و انعکاسی‌را باید درنظر گرفت برای پراکندگی کشسان نوترونـها می‌توان به رابطهٔ زیر رسید:

$$\sigma(n,n) = 4\pi\lambda^2 \left[g_J \left| \frac{\Gamma_n}{2(T_0 - T_0^*) + i\Gamma} + e^{i\phi_{l_n}} \sin \phi_{l_n} \right|^2 + (1 - g_J) \sin^2 \phi_{l_n} \right] \qquad (۶۵-۵)$$

که درآن ϕ_{l_n} یک کمیت وابسته به‌انرژی است‌که به "**انتقال فازکرهٔ سخت**" موسوم است. به‌ازاء $l_n = 0$ ، $\phi = R/\lambda$.

از معادلهٔ (۵ـ۶۹) ملاحظه خواهیم کرد که وقتی $T_0 \to 0$ ، $\Gamma_n \to 0$. چون‌تحت‌همین‌شرایط یکسان، $\sin\phi \to R/\lambda$، سطح مقطع پراکندگی کشسان در انرژیهای بمباران خیلی کـــم بـه $4\pi R^2$ نزدیک می‌شود. معمول است که در فیزیک نوترونهای با انرژی پاییـن، سطح مقطـع

پراکندگی کشسان را برحسب به‌اصطلاح " **طول پراکندگی**[۳۲] a بیان می‌کنند، به‌طوری‌که

$$\sigma(n,n)_{T_0 \to 0} = 4\pi a^2 \qquad (۶۶-۵)$$

در حالت سادهٔ فوق‌الذکر، $|a| = R$، ولی عموماً این مطلب صحیح نیست، زیرا یا $l_n \neq 0$ یا تاثیر تشدیدها قابل صرفنظر نیست (ر.ک بخش ۵ـ۶ الف).

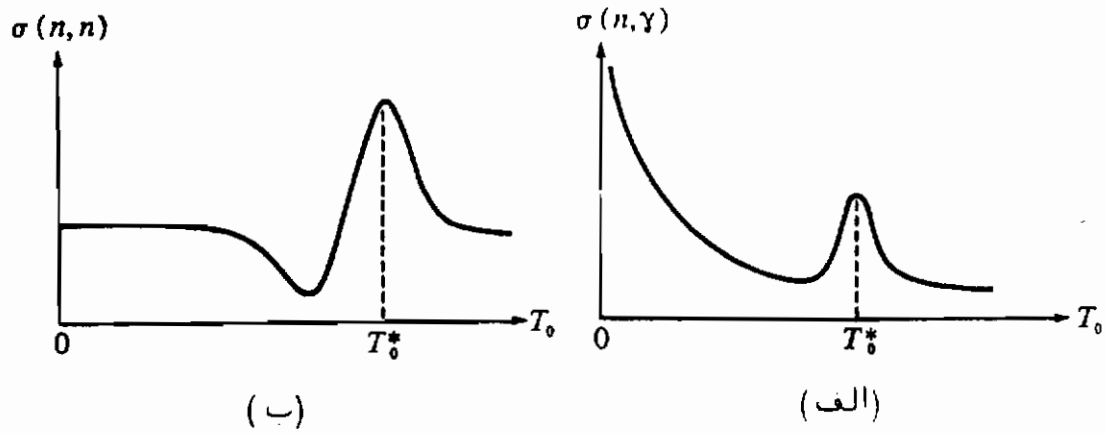
شکل (۵ـ۲۰) بعضی از سطح مقطع‌های نوعی محاسبه‌شده توسط معادلات (۵ـ۶۴) و (۵ـ۶۵) را نشان می‌دهد. هردوشکل را می‌توان درشکلهای (۵ـ۱۷) و (۵ـ۱۸) ملاحظه کرد.

قبل از بحث کاربردهای خاص فرمول برایت ـ ویگنر، نکاتی را پیرامون پهناهای جزیی متذکر می‌شویم. هر پهنای جزئی Γ_b، به‌سهولت راه دیگری از نمایش ثابت‌واپاشی λ_b برای فرایند

$$C^* \to b + Y \qquad (۶۷-۵)$$

است. این‌درست مانند واپاشی پرتوزا (آلفا یا گاما) است و ازاین‌رو می‌توان مفاهیم مستتر درمعادلات (۴ـ۶۹)، (۴ـ۹۵) یا (۴ـ۱۲۳) را به‌کار برد. از معادلهٔ آخری می‌توان پی‌برد که پهنا باید متناسب با چگالی‌حالتهای‌نهایی (۴ـ۱۲۹) باشد که‌برای‌ذرات‌متناسب است با

$$p^2 \frac{dp}{dE} = pM_{0b} \sim v_b \qquad (۶۸-۵)$$



(ب) (الف)

شکل۵ ـ ۲۰: شکلهای نوعی تشدید برایت ـ ویگنر. (الف) سطح مقطع واکنش. (ب) سطح مقطع پراکندگی کشسان برای نوترونهای با موج s.

---

۳۲ ـ ر. ک بخش الف ـ ۲

یعنی سرعت نسبی ذرات در کانال $(b + Y)$.
در اینجا M_{0b} جرم کاهش‌یافتهٔ کانال $b + Y$ است. از معادلهٔ (۴–۹۵) نتیجه می‌شود که این پهنا برای ذرات **باردار** باید با یک ضریب نفوذ کولنی نیز متناسب باشد، اما حتی درغیاب سد کولنی، سد مرکز گریز (شکل ۴–۱۶ ب) می‌تواند به‌تنهائی پهنا را کاهش دهد. برای احتساب هردو ضریب می‌توان نوشت

$$\Gamma_b = 2k_b R P(b, Y)\gamma_b^2 \qquad (۵-۶۹)$$

که در آن ضریب ۲ برای سهولت آورده شده است، و

k_b = عدد موجی c.m. کانال $b + Y = M_{0b}v_b/\hbar$

R = شعاع هسته (عدد جرمی $A = A_b + A_Y$) و $R \approx R_0(A_b^{1/3} + A_Y^{1/3})$

$P(b, Y)$ = ضریب نفوذ که برای نوترونهای با موج s برابر واحد است.

γ_b^2 = ثابت تجربی، موسوم **به‌پهنای کاهش‌یافته**

بزرگترین پهنای ممکنی که هر کانال می‌تواند داشته باشد با رابطهٔ تخمینی زیر داده می‌شود

$$\Gamma_b(\max) \approx \frac{\hbar}{t} \qquad (۵-۷۰)$$

که در آن (t) زمان لازم برای عبور ذره b از **کنار** هسته است

$$t \approx \frac{R}{v_b} \qquad (۵-۷۱)$$

$$\Gamma_b(\max) \approx \frac{\hbar v_b}{R} \approx k_b R\left(\frac{\hbar^2}{M_{0b}R^2}\right) \qquad (۵-۷۲)$$

فرمول آخر را به‌شکل معادلهٔ (۵–۶۹) نوشته‌ایم. کمیت داخل پرانتز را پهنای تک ذره می‌نامند (معادلهٔ ۲–۱۴۵ را ملاحظه کنید)[۳۳]، و اغلب پهناهای کاهش‌یافتهٔ تجربی را با آن مقایسه می‌کنند. اگر $\gamma_b^2 \approx \hbar^2/(M_{0b}R^2)$ باشد، می‌توان تصور کرد که حالت مرکب مورد بحث

---

۳۳ – پهنا در معادلهٔ (۲–۱۴۵) دلالت بر یک احالت شبه مقید می‌کند در صورتی که پهناهای تخمینی در معادلهٔ (۵ – ۷۲) مربوط به‌یک ذره آزاد هستند. تفاوت، در زمان t نهفته است: در معادلهٔ (۲–۱۴۱)، دلالت بر زمان عبور از میان هسته می‌کند، ولی در معادلهٔ (۵–۷۰)، t زمان لازم جهت عبور از کنار هسته است.

عمدتا" متشکل از ذرهٔ b است که در پتانسیل حاصل از Y حرکت می‌کنند. مقادیر عرضهای کاهش یافته معمولا" 10^{-6} برابر پهنای تک‌ذره است، که حکایت‌از طبیعت پیچیدهٔ حالتهای هستهٔ مرکب می‌کند.

پهنای پرتوهای گاما مستقیما" توسط رابطهٔ (۴–۶۹) داده می‌شود. معمولا" اگر انرژی جنبشی ذره در یک کانال خاص بیش از 1 kev باشد، پهناهای ذره‌ای (۵–۶۹) از پهناهای پرتوی گاما بیشتر می‌شود. از این رو برای ترازهای (مجازی) هسته مرکب، واپاشی گاما کمیاب است مگر اینکه ترازها در فاصلهٔ چند kev از پائین‌ترین انرژی جدائی قرار گرفته باشند، یا شرایط خاصی، واپاشی ذره را ممنوع کنند.

۵ – ۵ ج) موارد خاص.

۱ – سطح مقطعهای واکنش نوترون کم انرژی

سطح مقطع واکنشهای نوترونی که از لحاظ انرژی برای نوترونهای با انرژی صفر مجاز است (واکنشهای گیراندازی یا انرژی‌زا)، در صورتی‌که هیچ تشدیدی در نزدیکی انرژی جدایی نوترون هستهٔ مرکب (یعنی، نزدیک انرژی جنبشی صفر نوترون) قرار نداشته باشد، دارای وابستگی $1/v$ است. تحت این شرط، می‌توان از T_0 در مقابل T_0^* در معادلهٔ (۵–۶۴) صرف‌نظر کرد

$$\sigma(n,b) \approx g_J \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_b}{T_0^{*2} + \Gamma^2/4} \qquad (۵ - ۷۳)$$

اگر $T^* \gg \Gamma$، یا اگر Γ به‌نحو حساسی به‌انرژی نوترون بستگی نداشته باشد، در این صورت چون $\lambda \sim 1/v_n$ [معادلهٔ (۵–۴۸)] و $\Gamma_n \sim v_n$ [معادلهٔ (۵–۶۹)] داریم

$$\sigma(n,b) \sim \frac{1}{v_n} \qquad (۵ - ۷۴)$$

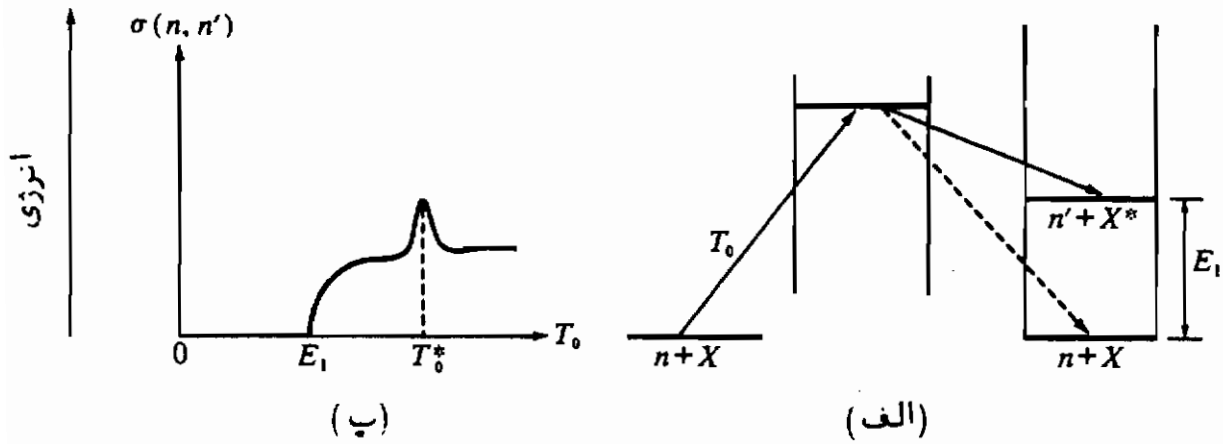
این نوع رفتار در انرژی‌های کم را می‌توان در شکل (۵ – ۱۷) ملاحظه کرد. در حقیقت، قسمت اعظم سطح مقطع کل نوترون با انرژی‌های کم از Cd ناشی از واکنش $Cd^{113}(n,\gamma)$ است و از اینرو معادلهٔ (۵–۶۴) را می‌توان در مورد تشدید برتر اعمال کرد. برازش دقیق سطح مقطع های (n,n) و (n,γ) در انرژیهای کمتر از 2 ev، مقادیر زیر را برای پارامترهای تشدید به‌دست می‌دهد.

$$T_0^* = 0.18 \text{ ev}$$

$$\Gamma_n = 0.65 \times 10^{-3} \text{ ev} \qquad (\text{با فرض } J=1)$$

$$\Gamma_\gamma = 0.11 \text{ ev} \qquad (\text{با فرض } J=1)$$

از مقایسهٔ Γ_n با معادلهٔ (۵ـ۶۹) ، نتیجه می‌شود که برای پهنـــای کاهـش یافتـه، $\gamma_n^2 = 0.15$ ev است، که‌نمی‌توان‌آنرا با پهنای تک ذره [معادله (۵ـ۷۲)] که تقریبا" 1 Mev است مقایسه کرد . یعنی این حالت خاص هستهٔ مرکب Cd^{114} دارای ساختار بسیار پیچیده‌ای است . به‌طریق تجربی معلوم شده است که فقط ۰/۱ در صد از پرتوهای گاما به‌حالت پایـه Cd^{114} می‌روند[۳۴] به‌طوری‌که پهنا ،برای تنها آن گذار، حدود $\Gamma_\gamma \approx 10^{-4}$ ev است . برآورد وایسکوف برای تک ـ ذره (معادلهٔ ۴ـ۶۹) در مورد یک گذار $M1$ با انرژی 9 Mev ، مربـوط به گذار $0^+ \to 1^+$ حالت پایه ، برابر $\Gamma_\gamma \approx 15$ ev است که نشان می‌دهد حالت مرکب به‌هیچ صورت مثل یک تک ـ ذره نیست .



شکل۵ ـ ۲۱ : پراکندگی ناکشسان نوترون . (الف) سیستماتیک (ب) سطـح مقطع نوعی T_0^* مربوط یک تشدید هسته مرکب است .

۲ ـ پراکندگی ناکشسان نوترون

برای این واکنش از معادلهٔ (۵ـ۶۴) داریم

$$\sigma(n,n') = g_J \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_{n'}}{(T_0 - T_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \qquad (۵-۷۵)$$

---

۳۴ ـ شناختن طیفهای گامای ناشی از گیراندازی نوترونهای کند ، وسیله مناسبی درمطالعات ترازهای هسته‌ای است . ر.ک Groshev ، و بقیه ، ۱۹۵۹

در نزدیکی آستانه واکنش، که ممکن است متناظر با انرژی E_1 اولین حالت برانگیختهٔ هستهٔ هدف باشد (شکل ۵ ــ ۲۱ الف)، وابستگی معادلهٔ (۵ــ۷۵) به‌انرژی توسط Γ_n تعیین می‌شود. اگر نوترونهای با موج s ایجاد شوند، به‌طوری که ضریب نفوذ در معادلهٔ (۵ــ۶۹) برابر واحد شود، داریم

$$\Gamma_n \sim v_n \sim (T_0 - E_1)^{\frac{1}{2}} \qquad (۵ - ۷۶)$$

در شکل (۵ــ۲۲ ب) این وابستگی به‌انرژی T که به‌طور طرحوار در شکل (۵ــ۲۱) نمایش‌داده شده است Γ در ساختار تشدید ناپدید می‌شود.

۳ ــ گسیل ذرات باردار

اگر در یک واکنش نوترونی انرژی‌زا ذرات باردار گسیل شوند، وابستگی به‌انرژی سطح مقطع درناحیه انرژیهای کم توسط وابستگی $1/v_n$ تعییین می‌شود. در یک واکنش انرژی‌گیر وابستگی به‌انرژی در نزدیکی آستانه بیشتر بوسیلهٔ ضریب نفوذ کولنی (۴ــ۸۶) در معادله (۵ــ۶۹) است.

$$\Gamma_b \sim e^{-\gamma} \qquad (۵ - ۷۷)$$

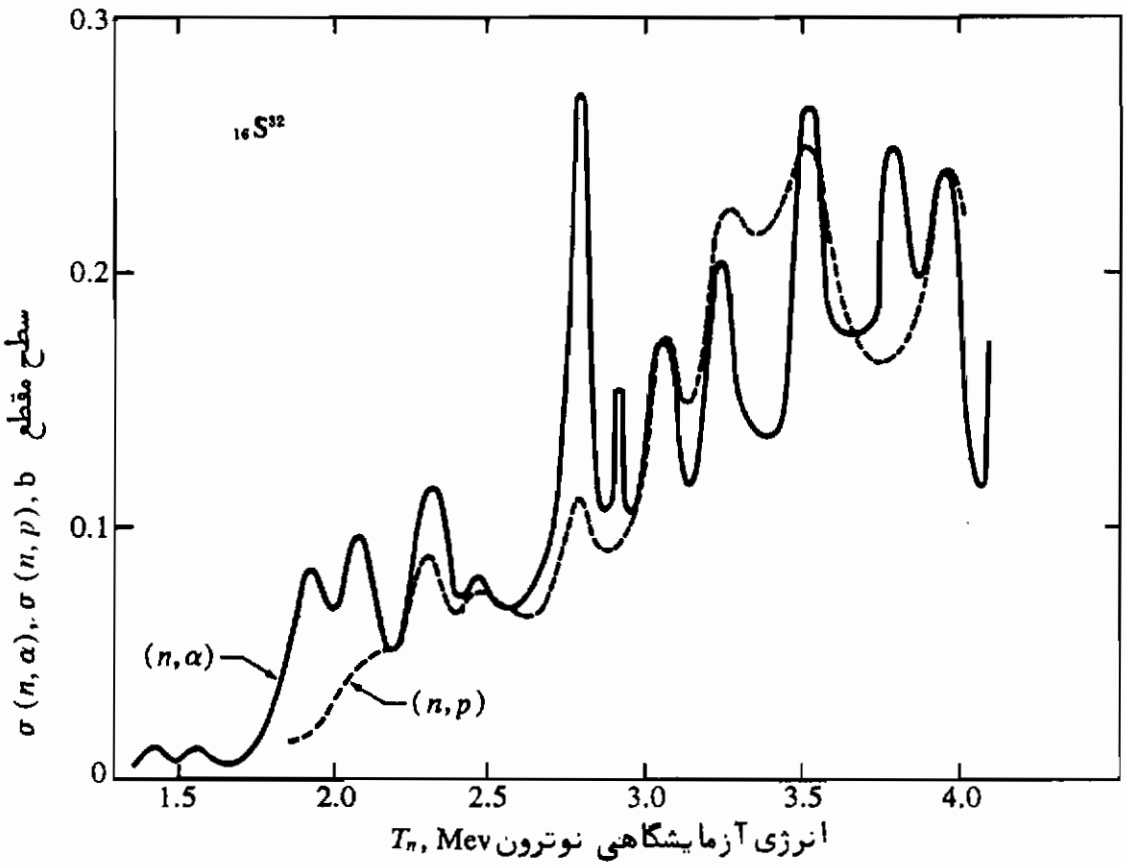
که در آن، برطبق معادلهٔ (۴ــ۹۴)

$$\gamma \sim \frac{1}{v_b} \qquad (۵ - ۷۸)$$

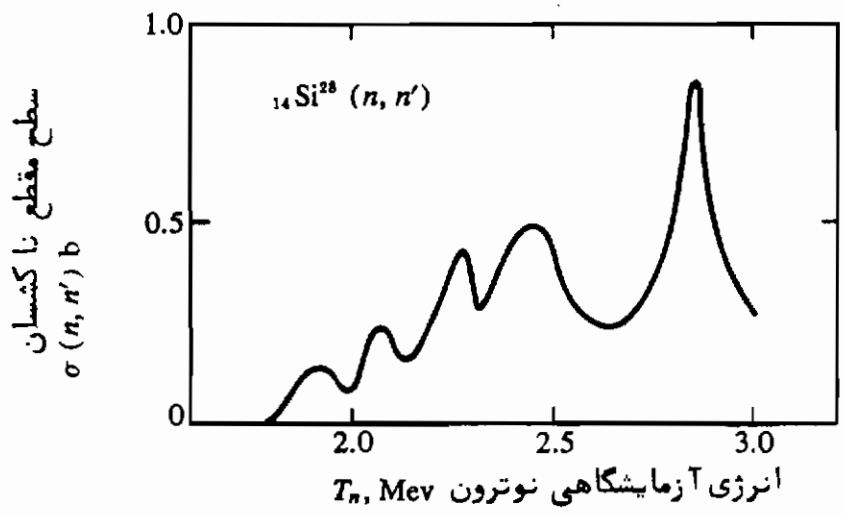
بنابراین سطح مقطع در بالای آستانه، همان‌طور که در شکل (۵ــ۱۰ د) نشان داده شده‌است به‌کندی افزایش می‌یابد. سطح مقطعهای تجربی در شکل (۵ ــ ۲۲ الف) نشان داده شده است.

۴ ــ واکنشهای القاء شده توسط ذرات باردار

در انرژیهای کم، تمام واکنشهای انرژی‌زا از این نوع، توسط ضریب نفوذکولنی ذرهٔ فرودی ایجاد می‌شوند. واکنشهای انرژی‌گیرذرات باردار در نزدیکی آستانه، به‌ترتیب برای گسیل نوترون یا ذره باردار دارای یک وابستگی به‌انرژی به‌صورت (۵ ــ ۷۶) یا (۵ــ۷۷) هستند. شکل (۵ــ۲۳) مثالی از یک واکنش انرژی‌گیر است که در آن نوترون گسیل می‌شود.



(الف)



(ب)

شکل ۵ ـ ۲۲: (الف) سطح مقطعهای واکنش نوترونی برای $_{16}S^{32}$ (ب) سطح مقطع ناکشسان نوترون برای $_{14}Si^{28}$ [۳۵]

---

۳۵ ـ J. R. Stehn et al., "Neutron Cross Sections," 2d ed., suppl. no. 2, vol. 1, Sigma Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 1964.

۵ـ۶ واکنشهای مستقیم :

ازبحث‌کلی در بخشهای ۵ـ۱ و ۵ـ۵ ، چنین به‌نظرمی‌رسدکه باافزایش انـرژی ذرهٔ فرودی، اولین مرحله فرایند برهم‌کنش نشان داده شده در شکل۵ـ۱ اهمیت بیشتری یافته و مراحل بعدی کم اهمیت‌تر می‌شوند . شواهد تجربی زیادی وجود دارد مبنی براینکـه روی همرفته ، این مطلب صحیح است ، هرچند که در مواردی از واکنشها دیده شده است کـه از طریق حالتهای مرکب قویا" برانگیخته صورت می‌گیرند .

۵ ـ ۶ الف) مدل اپتیکی

در نظریه‌ای که تاکید بر اولین مرحله واکنش هسته‌ای (شکل۵ـ۱) می‌کند ، برهم‌ـ کنش ذرهٔ فرودی با هسته را می‌توان توسط یک پتانسیل نشان داد . اگر جذب به‌یک‌سیستم مرکب ، یک اثر نسبتا" فرعی باشد ، می‌توان آنرا به‌یک روش پدیده شناختی با اضافه‌کـردن یک جملهٔ مختلط به‌پتانسیل موثر ، یعنی ،

$$V_{eff} = V + iU \qquad (۷۹ - ۵)$$

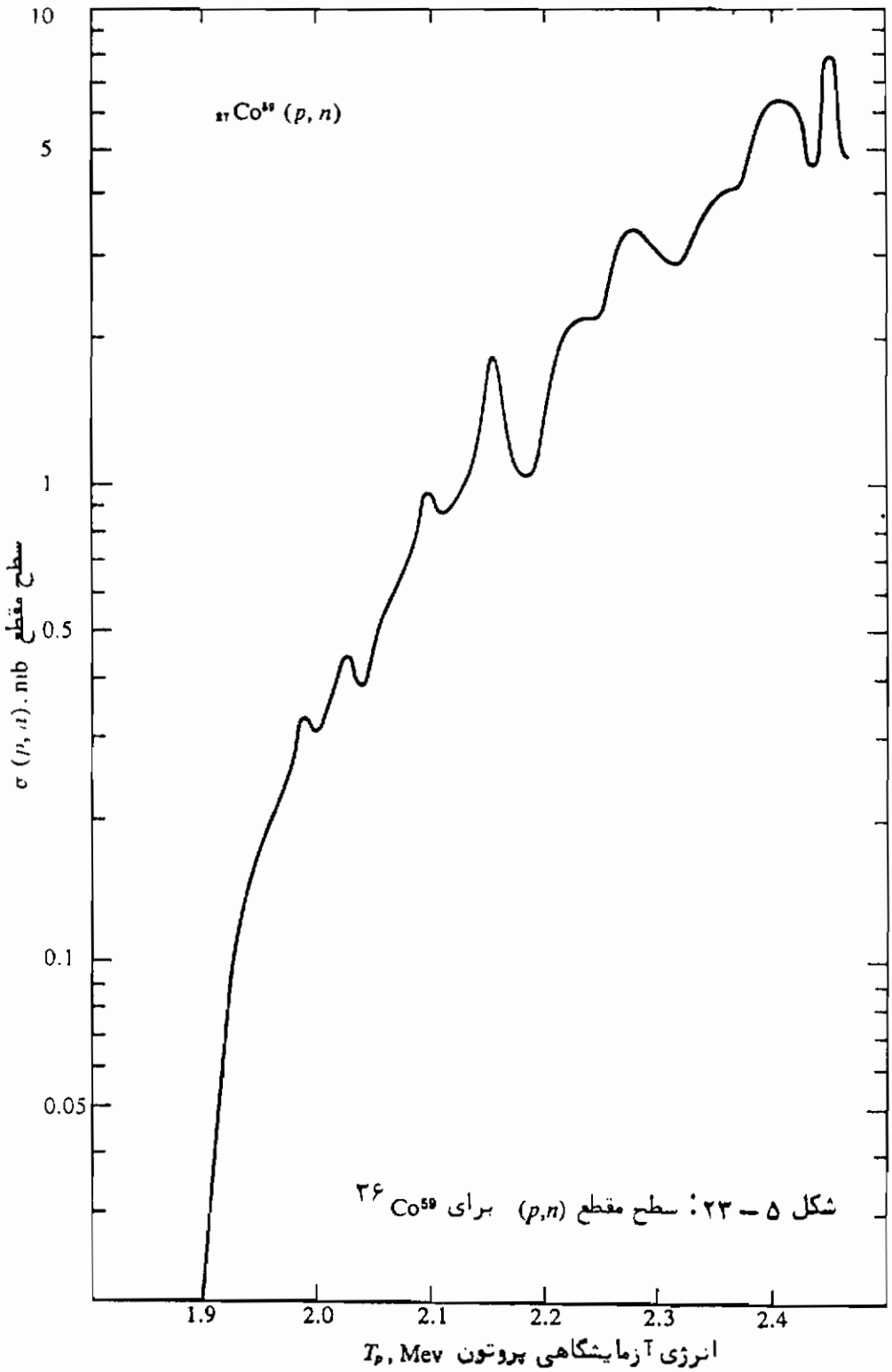
به‌حساب آورد . یک محاسبهٔ ساده یکبعدی نشان می‌دهد که این پتانسیل جـذب یک تابع موج را ایجاد خواهد کرد .

یک باریکهٔ ذرات به‌جرم M_0 را درنظر بگیرید که به‌یک پتانسیل‌پله‌ای مختلط مطابق شکل (۵ـ۲۴ الف) برخورد کنـد . در خارج از پله پتانسیل ، شکل موج ورودی به‌صـورت ae^{ikz} [معادلهٔ (۵ـ۲۷) را ملاحظه کنید] است . در داخل پله پتانسیل ، تابع موج به‌شکل

$$a'e^{ik'z} \qquad (۸۰ - ۵)$$

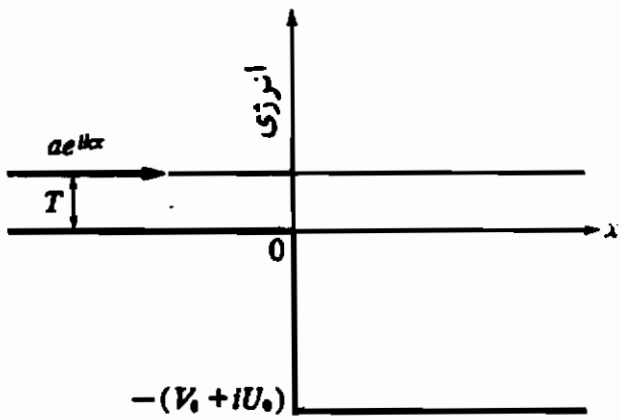
خواهد بود که در آن k' طوری است که (شکل۵ـ۲۴ الف را ملاحظه کنید)

$$\frac{\hbar^2 k'^2}{2M_0} = T + V_0 + iU_0 \qquad (۸۱ - ۵)$$



شکل ۵ ـ ۲۳: سطح مقطع (p,n) برای Co^{59} [۳۶]

۳۶ ـ F. K. McGowan, W. T. Milner, and H. J. Kim, "Nuclear Cross Sections for Charged-Particle Induced Reactions," vol. ORNL-CPX-1, Charged Particle Cross-Section Center, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, 1964.



(الف)

(ب)

شکل ۵ – ۲۴: اثر یک پتانسیل مختلط بر روی یک تابع موج.
(الف) نمودار انرژی پتانسیل.
(ب) تابع موج طرحوار (تابع موج مختلط است).

انرژی جنبشی فرودی را با $T = \frac{1}{2}\hbar^2k^2/M_0$ مشخص کرده‌ایم. از معادله (۵–۸۱) بوضوح پیداست که k' باید مختلط باشد. با معرفی قسمتهای موهومی و حقیقی آن توسط

$$k' = K + \frac{i}{L} \qquad (۵-۸۲)$$

و با جایگذاری در معادله (۵–۸۰)، تابع موج در داخل بصورت زیر خواهد بود

$$a'e^{-x/L}e^{iKx} \qquad (۵-۸۳)$$

یعنی موج هنگام نفوذ به‌پله پتانسیل جذب می‌شود. با جایگذاری معادله (۵–۸۲) در (۵–۸۱) خواهیم داشت

$$L = \frac{\hbar^2K}{U_0M_0} \qquad (۵-۸۴)$$

و

$$K \approx \left[\frac{2M_0(T+V_0)}{\hbar^2}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (۵-۸۵)$$

در صورتیکه $K \gg 1/L$ باشد.

این مدل برهم‌کنش هسته‌ای بویژه در تشریح سطح مقطعهای کل و کشسان در انرژیهای بالاموفقیت‌آمیز بوده‌است .ازروی برازشهای دقیق سطح مقطعهای تجربی ، مقادیر V_0 و U_0 مندرج [۳۷] در جدول (۵ ــ ۲) به‌دست آمده است . مقادیر محاسبه شدهٔ K و L از معادلات (۵ــ۸۴) و (۵ــ۸۵) را نیز در جدول آورده‌ایم . وقتی انرژی ورودی افزایش می‌یابد ، هسته‌ها جاذب‌تر می‌شوند (L افزایش می‌یابد) .

جدول ۵ ــ ۳ پارامترهای تقریبی مدل اپتیکی برای پروتونها و نوترونها

T, Mev	V_0, Mev	U_0, Mev	K, F^{-1}	L, F
0 — 4	50	3	1.6	22
10	50	7	1.7	10
17	50	8.5	1.8	9
40	35	15	1.9	5

این‌مدل تشدیدهای پهنی‌را در سطح مقطعها بر حسب انرژی پیش‌بینی می‌کند. یکی از این تشدیدها را می‌توان در شکل (۵ــ۱۸) نزدیک 3 Mev تشخیص داد . البته تشدیدهای مرکب از توصیف برهم‌کنش در جمله‌های عبارت (۵ــ۷۹) حذف می‌شوند . معذالک ، مدل‌گفته شده پیش‌بینی می‌کند که بعضی از جنبه‌های اولین مرحله فرایند برهم‌کنش باید حتی در مرحلهٔ هسته مرکب ، **خودی نشان بدهد** . مثلا" هرگاه ذرهٔ پرتابه در یک حالت مجازی چاه پتانسیل باشد ، افزایش سطح مقطعهای هسته مرکب پیش بینی می‌شود . یک حالت مجازی مستلزم آن است که ذره فرودی ایجاد تقریبا"یک موج‌ایستاده در چاه پتانسیل نماید [معادلهٔ (۲ــ۱۳۶) ملاحظه شود] .

$$n \cdot \tfrac{1}{2}\lambda_{(\text{داخل})} \approx R \qquad (۵ــ۸۶)$$

---

۳۷ ــ مقادیر موجود در جدول (۵ ــ ۳) مربوط به‌یک چاه گردشده (بخش ۲ــ۵ ب) است و فقط مرتبه‌های بزرگی را می‌دهد .

† From H. Feshbach, The Complex Potential Model, in F. Ajzenberg-Selove (ed.), "Nuclear Spectroscopy," Academic Press Inc., New York, 1960, part B, Chap. 6.D, by permission.

که در آن n = یک عدد صحیح .

λ(داخل) $\approx 2\pi/K$ ، طول موج در داخل چاه .

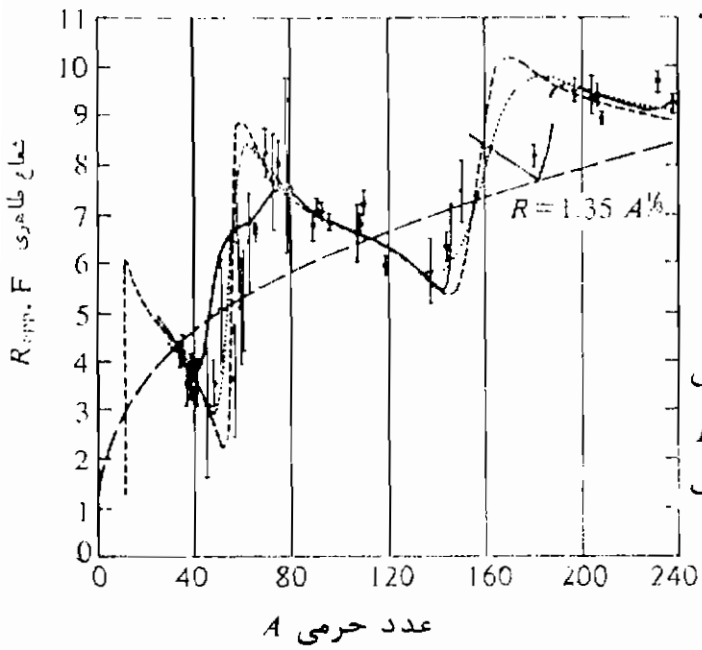
R = شعاع هسته

با جایگذاری مقدار K از جدول (۵–۳) ، در انرژیهای کم ، پیش‌بینی می‌کنیم که سطح مقطعهای افزایش یافته باید برای هسته‌های با اعداد جرمی[۳۸]

$$A \approx 2n^3 \approx 2, 16, 54, 128, 250 \qquad (۸۷-۵)$$

رخ بدهد . تجربه ، چنین اثراتی را نشان داده است . مثلاً" ، سطح مقطع پراکندگی کشسان نوترون کم‌انرژی ، به‌جای اینکه مقدار $4\pi R^2$ را بر طبق رابطهٔ (۵ – ۶۵) داشته باشد ، دارای قله‌هایی در نزدیکی های پیش‌بینی‌شده توسط رابطهٔ (۵–۸۷) است . این مطلب را در شکل (۵ – ۲۵) نشان داده‌ایم . پهناهای کاهش‌یافته γ_n^2 نیز به‌همین طریق تحت تاثیر قرار می‌گیرند .

مدل اپتیکی همچنین در توضیح قله‌های سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان نوترون در زوایای جلو ، و در انرژیهای زیاد ، که شکل (۵–۲۶) یک مثال نوعی از آن است، موفق بوده است . قله‌های زوایای جلو ، مربوط به‌اثرات تداخلی است که در رابطه شکل (۵–۱۵ ج) آنرا مورد بحث قرار داده‌ایم .

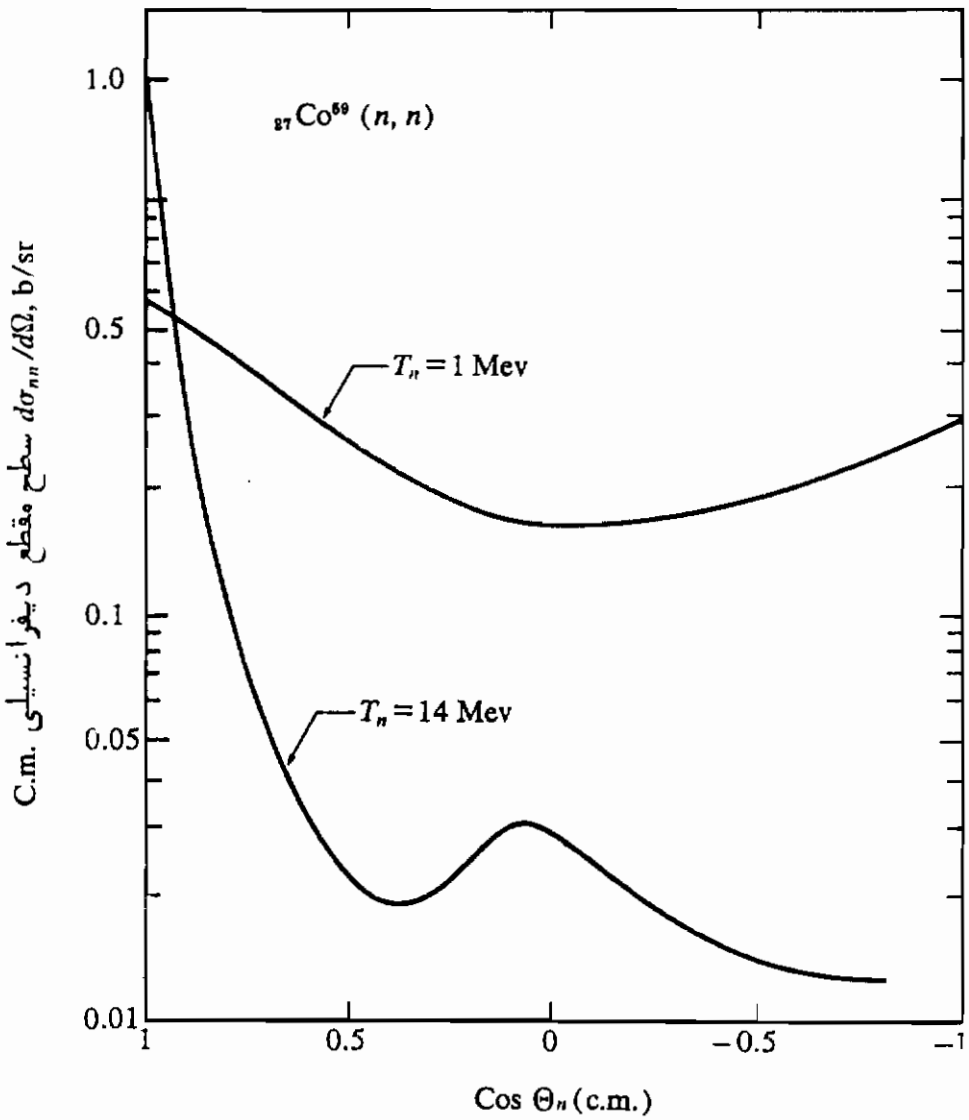


شکل ۵ – ۲۵ : شعاع ظاهری هستهٔ R_{app} از روی سطح مقطعهای پراکندگی نوترونهای کم انرژی $\sigma(n,n) = 4\pi(R_{app})^2$ به‌صورت تابعی از عدد جرمی A . نقطه‌چین‌ها تجربی هستند و خط چین‌ها معرف $R_{app} = 1.35A^{\frac{1}{3}}$ است . سایر منحنی از روی نظریه‌های مختلف مدل اپتیکی به‌دست آمده‌اند[۳۹] .

---

۳۸ – این رابطه برای هسته‌های تغییرشکل یافتهٔ دائمی (بحث ۲–۵ د) در نزدیکی $A \approx 150$ ، تغییر می‌کند .

۳۹ – K. K. Seth, quoted in Marion and Fowler, 1963.



شکل ۵ــ ۲۶ : سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان نوترون از Co^{59} در انرژیهای (lab) از یک تا چهارده Mev برحسب کسینوس زاویه پراکندگی.[۴۱]

۵ ــ ۶ ب) مدل برهم‌کنش سطحی

از جدول (۵ــ۳) ملاحظه می‌کنیم که برای انرژیهای فرودی زیاد ، مسیر آزاد میانگین ($\frac{1}{2}L$) به‌حدود شعاع هسته می‌رسد.[۴۰] اگر حد این اثر را در نظر بگیریم ، می‌توانیم فرض

---

۴۰ ــ مسیر آزاد میانگین درهسته مساوی $\frac{1}{2}L$ است ، زیرا برای شارذرات تعریف می‌شود . از معادلهٔ (۵ــ۸۳) ، شار متناسب است با $|a'|^2 e^{-2z/L}$ (ر.ک پانوشت دوم در بخش ۲ــ۲ــز).

۴۱ — M. D. Goldberg, V. M. May, and J. R. Stehn, "Angular Distributions in Neutron Induced Reactions," 2d ed., vol. 2, Sigma Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 1962.

کنیم که در این انرژیها تمام برهم‌کنشهای هسته‌ای فقط در سطح انجام می‌شوند. بویژه برای ذرات فرودی مرکب که برای آنها مسیر آزاد میانگین کمتر از مسیر نوترونها و پروتون‌ها است، این مدل مناسب است.

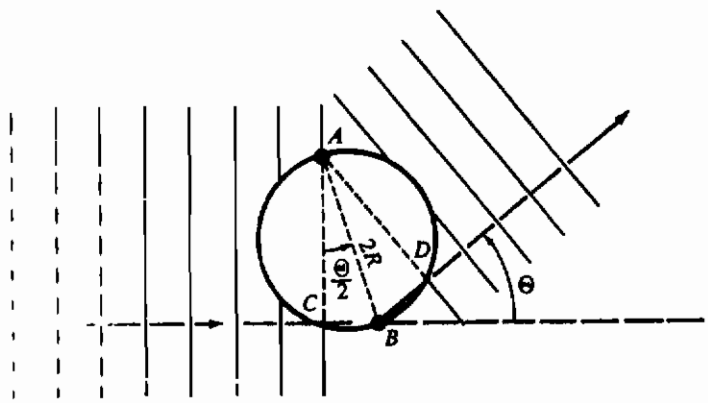
می‌توان نشان داد که این مدل برای پراکندگی کشسان منجر به‌آثار پراشی خواهد شد. نمایش ساده شدهٔ برهم‌کنش سطحی را در شکل (۵–۲۷) نشان داده‌ایم. اگر به‌فرض‌تنها نقاط A و B در هسته باعث پراکندگی دوباره موج فرودی شوند، تداخل سازنده در زاویه Θ (در c.m.) مستلزم آن است که

$$CB + BD = n\lambda \qquad (۸۸-۵)$$

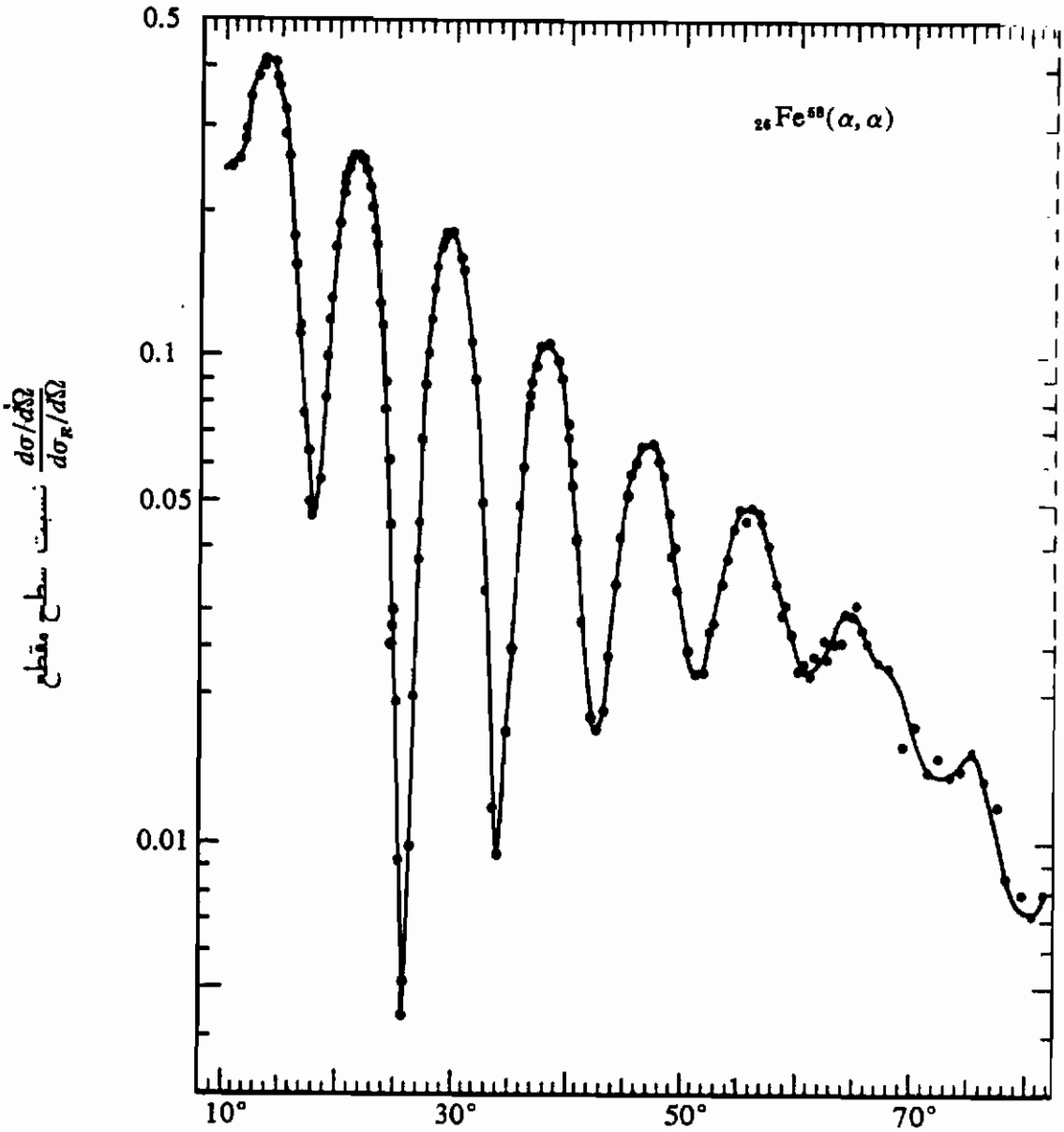
که درآن n یک‌عدد صحیح و λ طول‌موج تابشی فرودی‌است. درنتیجه قله‌های مقطع پراکندگی کشسان وقتی اتفاق می‌افتد که

$$2 \cdot 2R \sin \tfrac{1}{2}\Theta = n\lambda \qquad (۸۹-۵)$$

شکلهای (۵–۱۴) و (۵–۲۸) سطح مقطعهای دیفرانسیلی پراکندگی کشسان را برای‌پروتونها و ذرات آلفا که در آنها قله‌های پراشی تقریبا" از رابطهٔ (۵–۸۹) پیروی می‌کنند، نشان می‌دهند. ملاحظه می‌کنیم که از اینجا می‌توان شعاع هسته را به‌دست آورد. درواقع عبارت (۵–۱) از روی چنین آزمایشهایی به‌دست آمده است.



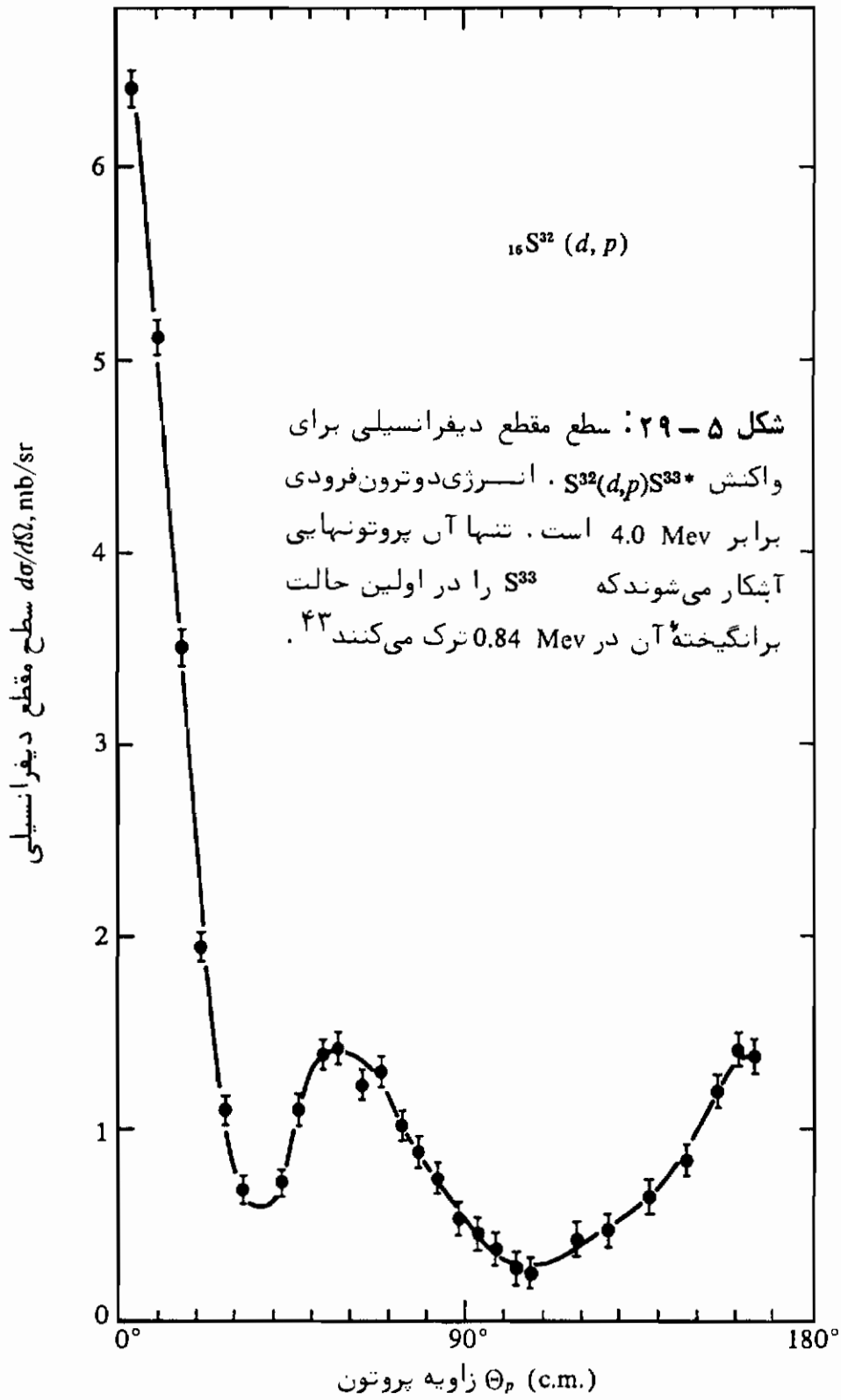
شکل۵ – ۲۷: نمایش ساده شدهٔ مدل برهم کنش سطحی. در شکل فرض شده است که تنها A و B از سطح هسته، ذرات فرودی را در زاویهٔ Θ پراکنده می‌کنند. فرض براین است که تمام ذرات دیگر کلا" جذب می‌شوند.



شکل ۵ ــ ۲۸ : سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان ذرات الفا از Fe^{58} که برسطح‌مقطع پراکندگی راترفورد تقسیم شده است ، بر حسب زاویه پراکندگی در c.m. انرژی فرودی (lab) برابر 64 Mev است[۴۲] .

---

۴۲ ــ F. K. McGowan, W. T. Milner, and H. J. Kim, "Nuclear Cross Sections for Charged-Particle Induced Reactions," vol. ORNL-CPX-1, Charged Particle Cross-Section Center, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, 1964.



شکل ۵ ــ ۲۹: سطح مقطع دیفرانسیلی برای واکنش $S^{32}(d,p)S^{33*}$. انـــرژی‌دوترون‌فرودی برابر 4.0 Mev است . تنها آن پروتونهایی آشکار می‌شوندکه S^{33} را در اولین حالت برانگیختهٔ آن در 0.84 Mev ترک می‌کنند[۴۳] .

۴۳ ــ I. B. Teplov and B. A. Iurev, *J. Exptl. Theoret., Phys.* (*U.S.S.R.*), **34:** 334 (1958); English Transl. *Soviet Phys. JETP*, **7:** 233, (1958).

۵ ـ ۶ ج) واکنشهای کندنی

اگر یک ذره فرودی مرکب، با یک هسته برخورد کند، ممکن است هنگام برخورد طوری بشکند که فقط یک‌قسمت ازآن قویا" با هسته برهم‌کنش کند و قسمت‌دیگر بدون اینکه عملا" برهم‌کنشی با هسته داشته باشد آنرا ترک کند. شواهد تجربی چنین فرایندهایی، به‌ویژه برای دوترونهای فرودی و سایر ساختارهای با پیوستگی نسبتا" ضعیف، پیدا شده‌اند. یکی از مشخصات این واکنشها اینست که بخش نا برهم‌کنشی ذرهٔ پرتابه بیشتر در امتداد جلو، یعنی در امتداد باریکهٔ فرودی، حرکت می‌کند. شکل (۵ـ۲۹) مثالی‌نوعی از این مورد را نشان می‌دهد.

۵ـ۷ شکافت :

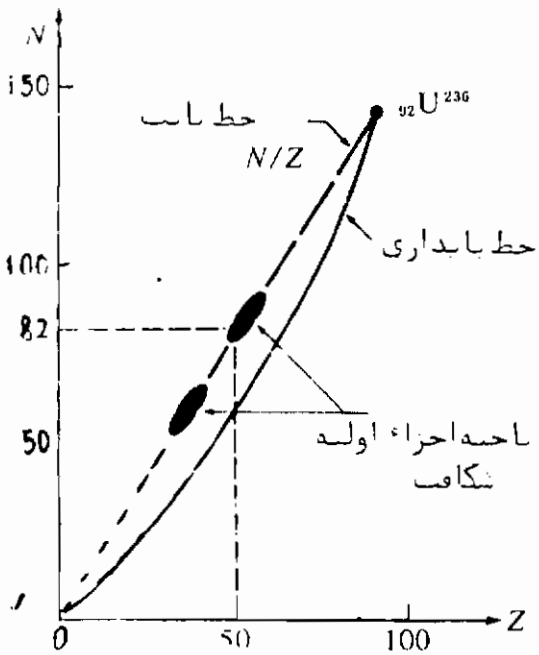
واکنش $X(a,b)Y$ را در صورتی واکنش شکافت می‌نامند که جرمهای Y و b حدود یکدیگر باشند، بعضی از هسته‌ها خود بخود شکافته می‌شوند. معمولا" شکافت فقط وقتی رخ می‌دهد که انرژی کافی توسط گیراندازی یک نوترون کند فرودی یا بمباران توسط n ، p ، d یا پرتوهای گاما به‌هستهٔ هدف داده شود. تا جائی که می‌دانیم، فرایند شکافت همیشه از طریق یک مرحلهٔ هسته مرکب انجام می‌شود. هستهٔ مرکب با گسیل چند نوترون آنی به‌دوبخش تقسیم می‌شود؛ دلیل آنرا هم‌اکنون بیان می‌کنیم.

فرایند شکافت را برای اولین دفعه "هان و اشتراسمن" توسط آزمایشهای پرتو ـ شیمیائی کشف کردند (۱۹۳۹). آنها نشان دادند که بمباران اورانیم توسط نوترون ایجاد عناصری می‌کند که در اواسط جدول تناوبی هستند نه عناصر سنگین‌تر از اورانیم که قبلا" پیش‌بینی می‌کردند.

دو مؤلفه هسته‌ای اصلی، موسوم **بهاجزاء شکافت**، به‌علت سینماتیک دارای جرمهای مساوی نیستند. احتمالا" اثرات لایه‌ای روی توزیع جرم موثرند. شکل (۵ـ۳۰) نشان می‌دهد که اجزاء آنی شکافت پایدار نیستند، زیرا در فرایند شکافت هردوجزء همان‌نسبت نوترون ـ پروتون هستهٔ مرکب اولیه را که نزد یک خط پایداری قرار دارد حفظ می‌کند. از اینرو اجزاء شکافت دارای نوترونهای اضافی هستند، و لذا، گسیل نوترون آنی ارجحیت دارد. واپاشی بتای منفی و گاما نهایتا" فراورده‌های شکافت را به‌طرف خط پایداری می‌برد. در بعضی موارد، حالتهای برانگیخته‌ای که بالاتر از انرژی جدایی نوترون یک‌هسته خاص قرار دارند، ایجاد

می‌شوند که با واپاشی بتا باعث گسیل "نوترون **تاخیری** می‌شوند[۴۴]

با تطبیق خط N/Z برای یک هستهٔ نوعی سکافکر، نظیر $_{92}U^{236}$ و منحنی $N-Z$ (شکل ۲–۱۰) ، ملاحظه می‌شود که این خط از نزدیک هستهٔ $Z = 50$ و $N = 82$ (با اعداد مرموز دوگانه) می‌گذرد . بنابراین می‌توان انتظار داشت که $A = 132$ یک عدد جرمی برجسته در منحنی جرم فراورده‌های نهایی باشد . این به‌خوبی با تجربه سازگار است (شکل ۵–۳۱)، ولی احتمالاً" تمامی توضیح لازم برای شکل منحنی جرم فراورده‌ها را به‌دست نمی‌دهد .



شکل ۵ – ۳۰ : موقعیت اجزاء شکافت نسبت به‌خط پایداری . مثال نشان داده شده برای شکافت هسته مرکب $_{92}U^{236}$ است .

۵ – ۷ الف) انرژی حاصل از شکافت

انرژیهای جنبشی اجزاء اولیه شکافت را می‌توان از فرمول نیمه تجربی جرم محاسبه کرد . مثلاً" فرایند شکافت زیر را در نظر می‌گیریم

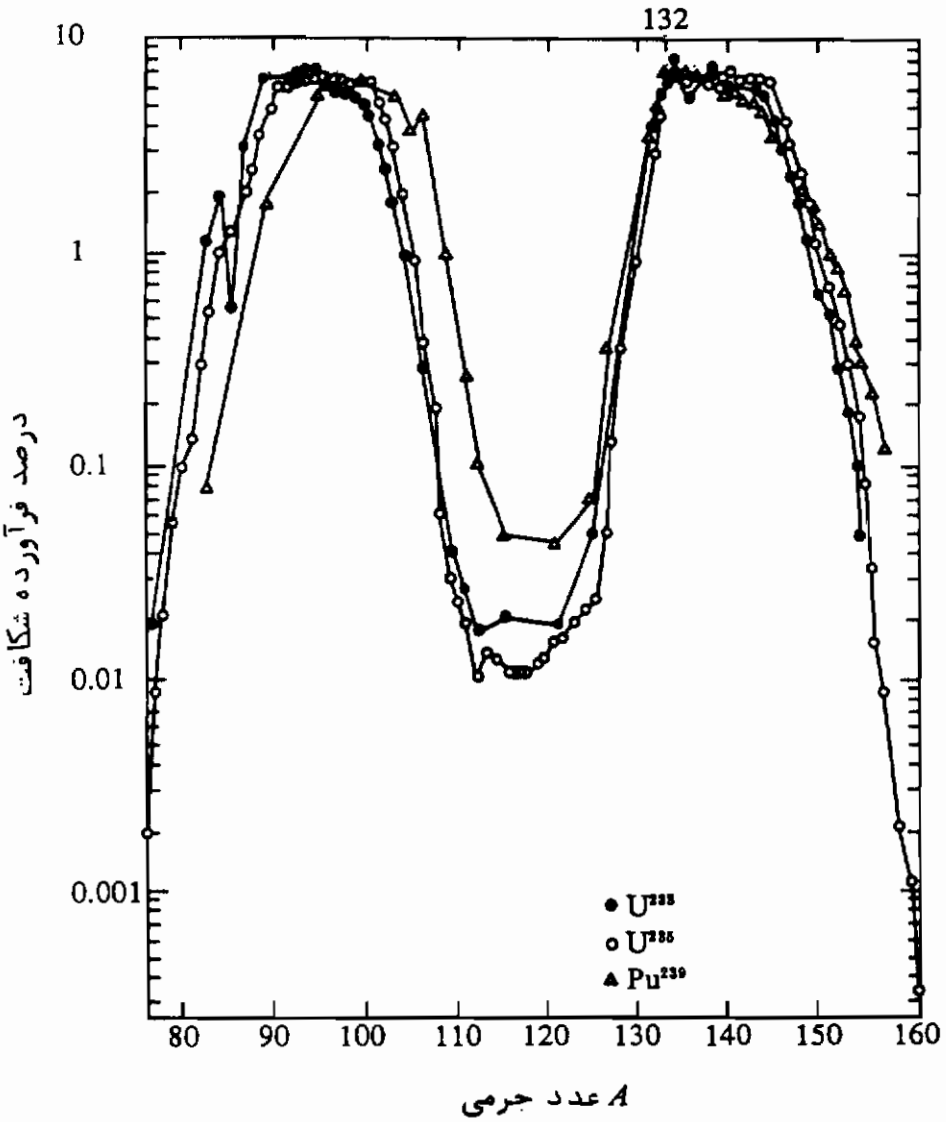
$$U^{235} + n\,(\text{حرارتی}) \rightarrow Y_1 + Y_2 \qquad (۹۰ - ۵)$$

که در آن Y_1 و Y_2 دارای نسبت N/Z مساوی با U^{236} هستند

$$\begin{aligned} Q(\text{آنی}) &= T_{Y_1} + T_{Y_2} \\ &= [M(U^{235}) + M_n - (M_{Y_1} + M_{Y_2})]c^2 \\ &= B_{tot}(Y_1) + B_{tot}(Y_2) - B_{tot}(U^{235}) \qquad (۹۱ - ۵) \end{aligned}$$

---

۴۴ – تأخیر نسبت به‌رویداد شکافت اولیه میباشد . واپاشی نوترون از هر تراز محاری در فاصله زمانی حدود $۱۰^{-۱۷}$ ثانیه اتفاق می‌افتد .



شکل۵ ــ ۳۱: منحنی توزیع جرم فراورده‌ها در شکافت U^{233}، U^{235} و Pu^{239} توسط نوترون حرارتی[۴۵].

انرژی‌های بستگی کل را می‌توان از فرمول (۲ــ۱۲۷) محاسبه کرد که نتیجه عبارتست از Q (آنی) $\approx$ 170 Mev.

انرژی کل آزادشده برای فراورده‌های نهایی شکافت، شامل انرژی آزادشده توسط پرتوهای بتا، پرتوهای گاما و پاد نوترینوها، و همچنین انرژی حمل شده توسط نوترونهاست. پس مقدار Q در این حال برابر است با

---

۴۵ ــ A. M. Weinberg and E. Wigner, "The Physical Theory of Neutron Chain Reactors," University of Chicago Press, Chicago, 1959.

$$Q \text{ (کلی)} = B_{tot}(Y_1') + B_{tot}(Y_2') - B_{tot}(U^{235}) \qquad (۹۲-۵)$$

که در آن Y_1' و Y_2' فراورده‌های نهایی شکافت هستند که نزدیک خط پایداری قرار دارند. اگر اعداد جرمی این فراورده‌ها، به‌ترتیب، ۱۰۰ و ۱۳۲، و با فرض اینکه ۴ نوترون آزاد شده باشد، شکل (۲-۸) مقدار تقریبی زیر را به‌دست می‌دهد.

$$Q \text{ (کلی)} \approx 132 \times 8.3 + 100 \times 8.5 - 235 \times 7.5 \text{ Mev}$$
$$\approx 210 \text{ Mev}$$

یک محاسبهٔ دقیقتر با استفاده از جرمهای واقعی، مقادیر مندرج در جدول (۵-۴) را می‌دهد. با توجه به‌اینکه پاد نوترینوها انرژی مفیدی ایجاد نمی‌کنند، ملاحظه می‌کنیم که تعداد $۳/۲\times۱۰^{۱۰}$ شکافت در ثانیه، یک وات قدرت تولید می‌کند.

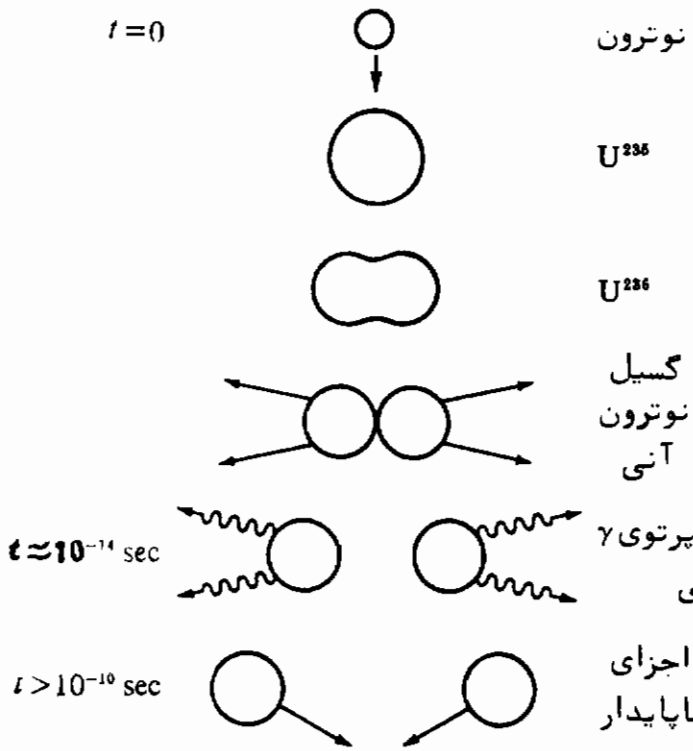
جدول ۵ - ۴: انرژی آزادشدهٔ متوسط در شکافت $U^{۲۳۵}$ †.

انرژی جنبشی اجزاء شکافت ($A = ۹۵$ و ۱۴۰)	165 ± 5 Mev
انرژی جنبشی نوترونهای آنی و تاخیری (۲ تا ۳ نوترون)	5
پرتوهای گامای آنی (تقریبا" ۵ پرتوگاما)	6 ± 1
پرتوهای بتا (تقریبا" ۷ پرتو بتا)	8 ± 1.5
پاد نوترینوها	12 ± 2.5
پرتوهای گامای پرتوزا	6 ± 1
انرژی کل آزاد شده (کل) Q	204 ± 7 Mev

† Segrè, 1964, chap. 11, sec. 11.

۵ - ۷ - ب) جزئیات فرایند شکافت

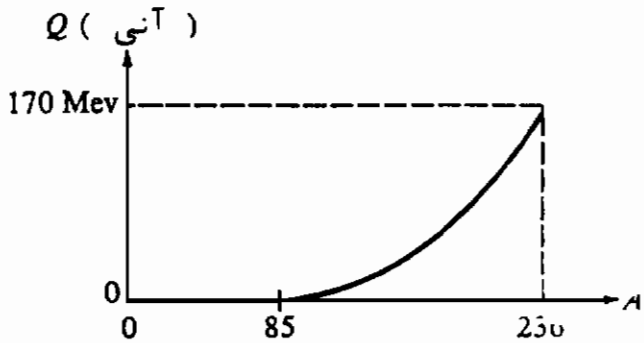
نظریهٔ اصلی فرایند شکافت توسط بوهر و ویلر (۱۹۳۹) بر پایه مدل قطره‌ای ارائه شد. وقوع این فرایند را اکنون مطابق شکل (۵-۳۲) تجسم می‌کنند. انرژی بستگی نوترون گیرافتاده، هسته مرکب را به‌ارتعاشهای شدیدی وا می‌دارد که باعث شکستن هسته می‌شود. نوترونهای آنی آزاد می‌شوند. بعضی از اجزاء شکافت در حالت برانگیخته تشکیل می‌شوند که با تابش گامای با طول عمرهای نوعی $۱۰^{-۱۵}$ تا $۱۰^{-۱۳}$ ثانیه، وا می‌پاشند، و پس از آن اغلب اجزاء شکافت با گسیل بتای منفی به‌طرف خط پایداری می‌روند.



شکل ۵ ــ ۳۲: روند طرحوار فرایند شکافت. مقیاس زمانی فقط مرتبه بزرگی را مشخص می‌کند[۴۶].

گسیل β و γ و نوترونهای تاخیری از اجزاء

اگر انرژی آزادشده (۵ــ۹۱) را هنگامی که یک هسته (A و Z) به‌دوهسته ($\frac{1}{2}A$ و $\frac{1}{2}Z$) تبدیل می‌شود، **شکافت متقارن**، محاسبه کنیم، از فرمول نیمه‌تجربی جرم ملاحظه می‌شود[۴۷] که (آنی) Q برای هسته‌های با $A > 85$ مثبت است (شکل۵ــ۳۳). اما چنین هسته‌های سبکی خود بخود شکافت پیدا نمی‌کنند، بنابراین، نتیجه می‌گیریم که یک "**سد شکافت**" وجود دارد.



شکل (۵ــ۳۳): انرژی آزادشدهٔ آنی (محاسبه‌شده) درشکافت متقارن [معادله (۵ــ۹۱)].

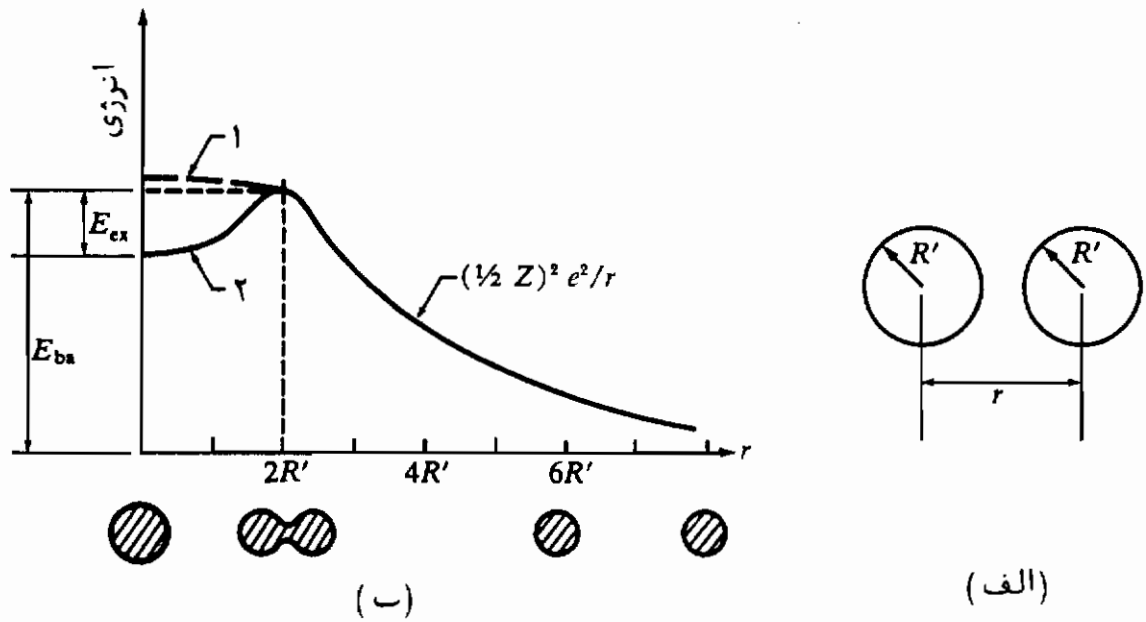
۴۶ — Burcham, 1963.

۴۷ — Evans, 1955, p. 386.

بهترین راه درک پدیدهٔ فوق این است که فرایند شکافت را معکوس کنیم. فرض کنید که دوهستهٔ کروی، هریک ($\frac{1}{2}A$ و $\frac{1}{2}Z$)، را مطابق شکل (۵–۳۴ الف) مجاور هم بیاوریم، انرژی پتانسیل بین کره‌ها برابر $(\frac{1}{2}Z)^2e^2/r$ است که در آن r طول خط‌المرکزین دوکره است. وقتی کره‌ها مماس با یکدیگرند (شکل۵–۳۴ ب)، نیروهای هسته‌ای وارد عمل شده و کره‌ها در یکدیگر فرو می‌رند. دو حالت ممکن است پیش آید:

۱ – وقتی سیستم به‌حداقل وا پیچش خود، یعنی یک شکل کروی، می‌رسد، انرژی پتانسیل هرگز کاهش پیدا نمی‌کند.

۲ – وقتی سیستم شکل کروی پیدا می‌کند انرژی پتانسیل کاهش می‌یابد.



شکل۵ – ۳۴: سد شکافت. (الف) اجزاء شکافت متقارن. (ب) نمودار انرژی پتانسیل مربوطه. شکل تقریبی سیستم در زیر محور طول نمایش داده شده است. درحالت (۱)، هسته آناً توسط شکافت خودبخود وا می‌پاشد. در حالت (۲)، مقدار معینی انرژی برانگیختگی E_{ex} برای ایجاد شکافت لازم است[۴۸].

بالعکس، با شروع از هستهٔ کروی، حالت (۱) به‌شکافت خودبخود منتهی می‌شود، و حالت (۲) فقط وقتی به‌شکافت منجر می‌شود که انرژی برانگیختگی لازم E_{ex} (شکل۵–۳۴ب)

۴۸ – Evans, 1955.

به‌آن داده شود.[۴۹] انرژی آزادشده (آی) Q تقریباً برابر ارتفاع سد E_{ba} است. طبق نظریه بوهروویلر شکل هسته شکافتگر ابتدا به‌صورت بیضوی در می‌آید. براین مبنا، می‌توان شکل منحنی پتانسیل را در شکل (۵–۳۴ ب) درنزدیکی $r = 0$ حساب‌کرد و نشان داد[۵۰] که‌حالت (۱) فقط به‌ازاء $Z > 115$ به‌دست می‌آید. بنابراین، هسته‌های شناخته‌شده دستخوش شکافت خودبخود، به‌عنوان مد اصلی واپاشی‌شان، نمی‌شوند.

در هسته‌ای مثل U^{235}، انرژی برانگیختگی E_{ex}(5-6 Mev) توسط انرژی‌بستگی نوترون گیرافتاده (≈7Mev) تأمین می‌شود. از اینرو شکافت با نوترون حرارتی رخ خواهد داد. در مورد U^{238}، وقتی یک نوترون حرارتی گیر می‌افتد فقط 5 Mev انرژی‌تولید می‌شود که کمتر از E_{ex} اورانیم ۲۳۸ است و بدینجهت برای شکافت آن نوترونهای سریع لازم‌است. اختلاف در انرژی بستگی نوترونها به‌علت‌وجود جملهٔ زوجیت δ در معادلهٔ (۲–۱۲۷) است. از اینرو اغلب هسته‌های شکافت‌پذیر زوج ـ زوج دارای، **آستانهٔ شکافت** هستند، در حالیکه اغلب هسته‌های با A ی فرد، با نوترونهای حرارتی شکافت پیدا می‌کنند.

۵ – ۷ ج) سطح مقطع شکافت

چون شکافت از طریق یک هستهٔ مرکب صورت می‌گیرد، انتظار می‌رود که سطح مقطع شکافت ازرابطهٔ (۵–۶۴) با $\Gamma_a = \Gamma_n$ و $\Gamma_b = \Gamma_f$ پیروی‌کند، که درآن Γ_f را **پهنای شکافت** می‌نامند. این کمیت متناسب با احتمال واپاشی یک تراز معین هسته مرکب، توسط شکافت است.

سطح مقطع شکافت U^{235} در شکل (۵–۳۵) نشان داده شده است. ناحیهٔ نوترون حرارتی این سطح مقطع از قانون $1/v$ (معادله۵–۷۴) پیروی می‌کند. در انرژی‌های بالاتر، تشدید هستهٔ مرکب رخ می‌دهد. سطح مقطع قابل توجه دیگری که در سطح مقطع کل نوترون U^{235} شرکت می‌کند، گیراندازی نوترون [U^{235} (n,γ) U^{236}] است. سطح مقطع پراکندگی کشسان در انرژیهای حدودev تقریباً 10 b است، که بسیار نزدیک به‌مقدار $4\pi R^2$ ی قابل انتظار از معادلهٔ (۵–۶۵) است. برای پائینترین تشدید، که در شکل (۵–۳۵) نشان داده

---

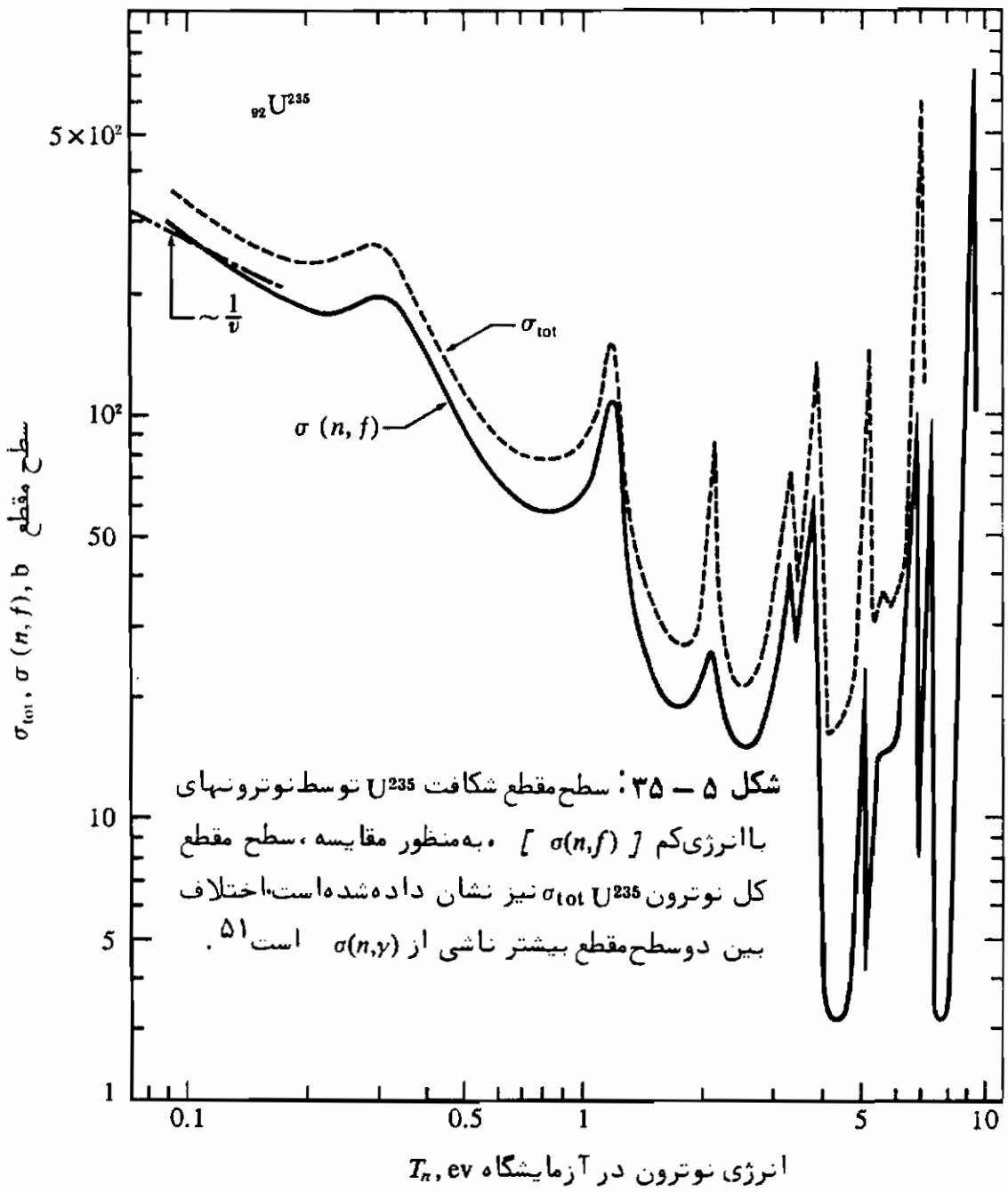
۴۹ ـ این بیان از جهتی بیش از حد ساده شده است زیرا در حالت ۲ امکان تونل‌زنی از از سد وجود دارد (بخش۲–۲)، یعنی، در این مورد نیز ممکن است شکافت‌خود به‌خود اتفاق بیفتد، اما احتمال آن خیلی کم است.

۵۰ — Evans, 1955, pp. 387ff.

شده است ، پارامترهای تجربی عبارتند از

$T_0^* = 0.29$ ev $\quad \Gamma_\gamma = 0.035$ ev

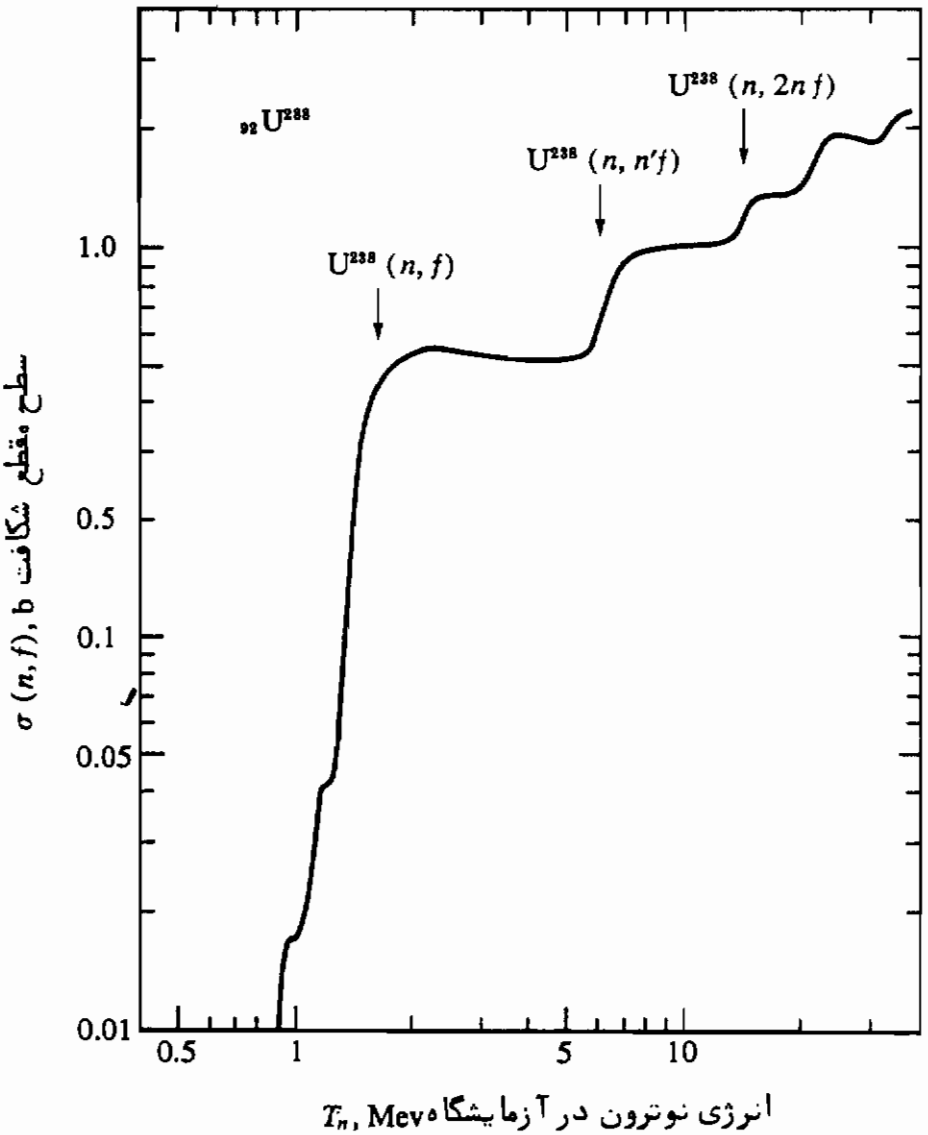
$J = 3^-$ or 4^- $\quad \Gamma_n \approx 3 \times 10^{-6}$ ev $\quad \Gamma_f = 0.10$ ev



شکل ۵ ــ ۳۵ : سطح‌مقطع شکافت U^{235} توسط نوترونهای باانرژی‌کم [$\sigma(n,f)$] ، به‌منظور مقایسه ، سطح مقطع کل نوترون $\sigma_{tot}\ U^{235}$ نیز نشان داده‌شده‌است. اختلاف بین دوسطح‌مقطع بیشتر ناشی از $\sigma(n,\gamma)$ است[۵۱].

۵۱ ــ D. J. Hughes and J. A. Harvey, "Neutron Cross Sections," 1st ed. and J. R. Stehn et al., "Neutron Cross Sections," 2d ed., suppl. no. 2, vol. 3, Sigma Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 1955 and 1965.

رفتار سطح مقطع شکافت U^{238} در آستانه (شکل۵ـ۳۶) اساسا" توسط ضریب نفوذ شکافت تعیین می‌شود ،که بسیار شبیه به‌معادلات (۶ـ۸۶) و (۶ـ۹۴) است . در انرژیهای بالاتر، مراحل جالب توسط فرایندهای ثانوی صورت می‌گیرد .



شکل۵ ــ ۳۶: سطح مقطع شکافت U^{238} توسط نوترونهای سریع . آستانه‌های فرایندهای مختلف ،نشان داده شده‌اند[۵۲].

---

۵۲ — J. R. Stehn et al.,"Neutron Cross Sections," 2d ed., suppl. no. 2, vol. 3, Sigma Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 1965.

پائین‌ترین آستانه، البته، ناشی از واکنش زیرا است

$$U^{238} + n \rightarrow U^{239*} \rightarrow \text{شکافت} \qquad (۹۳-۵)$$

فرایند بعدی وقتی شروع می‌شود که نوترونها انرژی کافی جهت تامین انرژی فعالیت شکافت U^{238} را توسط پراکندگی ناکشسان

$$U^{238}(n,n')U^{238*} \rightarrow \text{شکافت} \qquad (۹۴-۵)$$

داشته باشند. فرایند دیگر موقعی شروع می‌شود که U^{237}بتواند با انرژی برانگیختگی کافی جهت شکافت، به‌وجود آید.

$$U^{238}(n,2n)U^{237*} \rightarrow \text{شکافت} \qquad (۹۵-۵)$$

مطالعه عمیقتر پائینترین آستانه، مراحل دقیق‌تری را در سطح مقطع شکافت U^{238} ظاهر ساخته است (شکل۵ـ۳۶ دونمونه از آن را نشان می‌دهد). این مراحل، به توصیف کاملتری از فرایند شکافت ارائه شده در فوق، منجر می‌شود[۵۳].

۵۳ — Wheeler, 1963.

مسایل

۵ – ۱ با استفاده ازنمادگذاری بخش ۵–۲ ثابت کنید ، اگر Θ زاویه گسیل درهٔ b در c.m.، و θ زاویه در lab باشد ، که داریم

$$\cot\theta = \frac{(v_0/V_b) + \cos\Theta}{\sin\Theta}$$

$$\sin(\Theta - \theta) = \frac{v_0}{V_b}\sin\theta$$

۵ – ۲ ثابت کنید که معادلات (۵–۱۴) و (۵ – ۱۵) هم‌ارزند .

۵ – ۳ نشان دهید که در واکنش $X(a,b)Y$ ، انرژی درهٔ b در سیستم c.m. برابر است با

$$(M_Y/M)[Q + (1 - M_a/M)T_a]$$

که در آن $M = M_b + M_Y \approx M_a + M_X$

T_a = انرژی جنبشی درهٔ a در lab

Q = ارزش Q ی واکنش

۵ – ۴ (الف)انرژی آستانه را برای واکنش $C^{12} + \gamma \rightarrow 3\,He^4$ محاسبه کنید . برای این منظور از پیوست ح استفاده کنید .(ب)اگر در این واکنش، دو دره آلفا در یک جهت و با یک انرژی جنبشی خارج شوند ، چه کسری از انرژی قابل دسترس توسط ذرهٔ آلفای سوم برده می‌شود .

۵ – ۵ (الف) مطلوب است محاسبهٔ مقادیر Q در واکنش $H^2 + H^2 \rightarrow He^3 + n$ و واکنش $H^3 + H^2 \rightarrow He^4 + n$ (ب) فرض می‌کنیم یک شتابدهندهٔ الکترو استاتیکی به‌هر ذره‌ای به‌بار (e) انرژی 4 Mev بدهد . ماگزیمم انرژی نوترونی را که می‌توان با به‌کاربردن این شتابدهنده در هریک ازواکنشهای فوق ایجاد کرد، محاسبه کنید (جرم H^3 برابر u ۳/۰۱۶۰۵۰ و جرمهای دیگر در پیوست ج آمده است) .

۵ – ۶ (الف) می‌خواهیم با بمباران تریتیوم توسط پروتون نوترونهائی با انرژی حداکثر 2.0 Mev به‌دست آوریم . انرژی پروتونها چقدر باید باشد ؟ [انرژی آستانه برای واکنش $H^3(p,n)\,He^3$ برابر Mev ۱/۰۱۹ است .] (ب) برای شرایط قسمت (الف) ، می‌خواهیم انرژی نوترونهای گسیل‌شده چقدر است ؟ (ج) نسبت به‌باریکهٔ پروتون فرودی ، نوترونهای قسمت‌های (الف) و (ب) درچه جهتی گسیل می‌شوند ؟[اول به‌این سئوال در نزد خود ، قبل از شروع (الف) و (ب) جواب دهید] .

۵ – ۷ واکنش $H^3(p,n)He^3$ دارای انرژی آستانهٔ ۱/۰۱۹ Mev است .(الف)اگر H^3 را توسط پروتونهای با انرژی ۱/۱۰۰ Mev بمباران کنیم ، انرژی نوترونهای ایجاد شده 0° (جهت روبه‌جلو) چقدر است ؟ (ب) اگر H^3 را توسط پروتونهای با انرژی Mev ۱/۰۱۹ بمباران کنیم ، انرژی و جهت نوترونهای تولیدشده چیست ؟

۵ – ۸ واکنش $Li^7(p,n)Be^7$ ($Q = -1.64$ Mev) برای ایجاد نوترونهای تک ـ انرژی به‌کارمی‌رود . (الف)ماگزیمم انرژی نوترونهایی که توسط شتابدهنده‌های پروتونی با انرژی Mev ۳ حاصل می‌شوند چقدر است ؟ (ب) اگر پروتونهای با انرژی 3-Mev به‌کار روند ، زاویه نوترونهائی که با انرژی 1/0-Mev به‌دست می‌آیند ، نسبت به‌محور باریکهٔ پروتونی ، چقدر است ؟

۵ – ۹ واکنش مساله (۵–۸) دارای سطح مقطع دیفرانسیلی ۵۰ mb/sr در 0° و در انرژی بمباران Mev ۳/۰ است . اگر ضخامت یک هدف Li^7 در مقابل پروتونهای Mev ۳ مساوی kev ۵۰ باشد ، تعداد نوترونهائی که در هر ثانیه در واحد زاویه‌فضائی n /sec/sr به‌طرف جلو گسیل می‌شوند ، برای شدت جریان پرتو فرودی μA 1 چقدر است ؟ اتلاف انرژی Li برای پروتونهای Mev ۳ برابر 100 kev-cm²/mg است .

۵ – ۱۰ یک سلول فلزی مستطیل شکل به‌ابعاد $\frac{1}{2}$ cm × $\frac{1}{2}$ cm × 1 cm دارای پنجره‌ای است که از برگ بسیار نازکی به‌مساحت $\frac{1}{2}$-cm × $\frac{1}{2}$-cm پوشانیده شده است . سلول دارای تریتیوم خالص در شرایط NTP (نرمال) است . یک باریکهٔ 1-μA از پروتونهای Mev ۳/۰ از طریق پنجره به‌موازات بعد طویلترسلول ، وارد آن می‌شود . مطلوب است فراورده کل نوترون در ثانیه n /s . سطح مقطع واکنش $H^3(p,n)He^3$ برای پروتونهای Mev ۳/۰ مساوی ۰/۵۰ بارن است (از اتلاف‌انرژی‌باریکه‌پروتون در برگه و گاز صرف‌نظر کنید . فرض کنید تریتیوم یک گاز کامل است .) .

۵ – ۱۱ N^{14} دارای حالتهای برانگیخته‌ای در Mev ۲/۳۱ و Mev ۳/۹۵ است . اگر گاز N^{14} با نوترونهای Mev ۵/۰۰ بمباران کنیم ، انرژی نوترونهایی که تحت زاویهٔ 90° درجه نسبت به‌جهت فرودی صادر می‌شوند ، چیست ؟

۵ – ۱۲ (الف) واکنش $S^{32}(n,\alpha)Si^{29}$ دارای یک تشدید برتر برای نوترونهای با انرژی Mev ۲/۸۰ در آزمایشگاه است (شکل۵–۲۲ الف را ملاحظه کنید) . آیا این مطلب دلالت بر یک تراز مجازی در هسته مرکب می‌کند یا در هسته نهایی ؟ (ب) انرژی این تراز در حالت پایه چقدر است ؟ (پیوست ج را ملاحظه کنید) .

۵ – ۱۳ (الف)مطلوب است محاسبهٔ نزدیکترین فاصلهٔ کلاسیک برای یک برخورد شاخ‌به‌شاخ در فرایند پراکندگی مناسب با شکل (۵–۲۸) . (ب) آیا این فاصله بزرگتر ازشعاع

هسته Fe^{58} است یا کوچکتر از آن (ج) سطح مقطع پراکندگی رادرفورد را در زوایای ۱۰° و ۷۰° در c.m. محاسبه کنید.

۵ – ۱۴ واکنش $C^{13}(d,p)C^{14}$ ($Q = 5.95$ Mev) دارای یک تشدید برای دوترونهای با انرژی آزمایشگاهی ۲/۴۵ Mev است. آیا می‌توانید از این مطلب پیش‌بینی کنید که واکنش $B^{11}(\alpha,n)N^{14}$ ($Q = 0.15$ Mev) می‌تواند دارای یک تشدید باشد یا نه، و در چه انرژی آزمایشگاهی آلفا این اثر رخ می‌دهد؟ C^{14} به N^{14} وا می‌پاشد و در آن $Q_\beta = 0.16$ Mev است.

۵ – ۱۵ (الف) اثر یک واکنش (p و d) این است که یک نوترون به هستهٔ هدف اضافه می‌کند. نشان دهید که انرژی بستگی آخرین نوترون در هستهٔ فراورده برابر است با مجموع مقدار Q ی واکنش (p و d)، و انرژی بستگی دوترون. (ب) واکنشهای Pb^{208} (p و d) Pb^{207} و Pb^{209} (p و d) Pb^{208} به ترتیب دارای مقادیر Q ی Mev ۵/۱۴ و Mev ۰/۶۴ می‌باشند. انرژیهای بستگی آخرین نوترون در Pb^{208} و Pb^{209} چقدر است؟ (ج) آیا می‌توانید اختلاف بین این انرژیهای بستگی را از روی یک مدل هسته‌ای توضیح دهید؟

۵ – ۱۶ یک حالت در C^{12} با انرژی برانگیختگی ۱۷/۲ Mev می‌تواند با گسیل پروتون یا ذرهٔ آلفا وا بپاشد. پهنای کل تراز برابر ۱/۱۶ Mev است. واکنش $B^{11}(p,\alpha)Be^8$ دارای یک قلهٔ سطح مقطع ۰/۱۶ b در مقابل پروتونهای با انرژی ۱/۴ Mev ی آزمایشگاهی است، که متناظر با حالت برانگیختهٔ C^{12} در ۱۷/۲ Mev است. با صرفنظر از تمام صرایب مربوط به اسپین و با در نظرگرفتن داده‌های فوق، در مورد پهناهای جزیی Γ_α و Γ_p چه می‌توانید بگوئید؟

۵ – ۱۷ واکنش $U^{235}(n,\gamma)U^{236}$ دارای یک تشدید در انرژی $T_0^* = 0.29$ ev است (شکل ۵–۳۵ را ملاحظه کنید). داده‌های مناسب در بخش ۵–۷ ج مندرج است. (الف) نسبت $\sigma(n,n)/\sigma(n,\gamma)$ را در حالت تشدید حساب کنید. (ب) بزرگی $\sigma(n,\gamma)$ را در حالت تشدید حساب کنید (ج) پهنای کاهش یافتهٔ نوترونی تشدید را بیابید (د) طول عمر این حالت را محاسبه کنید.

۵ – ۱۸ نشان دهید که شکل سطح مقطع $Co^{59}(p,n)$ در نزدیک آستانه تقریباً از معادلهٔ (۵–۷۶) پیروی می‌کند. سطح مقطع را در شکل (۵–۲۳) نشان داده‌ایم. انرژی آستانه واکنش Mev ۱/۸۹ است.

۵ – ۱۹ (الف) به فرض آنکه تمام پهناها ثابت باشند، عبارت $\int_0^\infty \sigma(a,b)\,dT_0$ برای معادلهٔ

(۵ ـ ۶۴) محاسبه کنید. این عبارت موسوم به **انتگرال تشدید** است و دارای کاربردهایی در نظریهٔ راکتور هسته‌ای است. (ب) انتگرال تشدید را برای تشدید (n,γ) در U^{235}، که در بخش (۵ ـ ۷ ج) توضیح داده شده است، محاسبه کنید. برای سهولت پهناها را ثابت بگیرید، هرچند که در اینجا یک فرض خوبی نیست.

۵ ـ ۲۰ شکل (۵ ـ ۲۸) را بر مبنای معادلهٔ (۵ ـ ۸۹) تحلیل کنید. (الف) آیا رابطهٔ بین Θ و n برقرار است؟ (ب) چه مقداری برای λ به‌دست می‌آورید، و آیا این مقدار منطقی است؟ [چون معادله (۵ـ۸۹) بیش از حد ساده شده است، نباید بیش از یک توافق کیفی انتظاری داشته باشند].

۵ ـ ۲۱ اگر دو جزء شکافت $(U^{235} + n)$ دارای اعداد جرمی و انرژی جنبشی داده شده در جدول (۵ـ۴) باشند، انرژیهای جنبشی هریک از آنها چقدر است؟ آیا جواب شما صحیح است، و اگر نیست چرا؟

۵ ـ ۲۲ از روی فرمول نیمه تجربی جرم مقدار A را طوری محاسبه کنید که برای آن (آنی) Q برای شکافت متقارن صفر باشد.

۵ ـ ۲۳ فرض کنید که U^{235} به‌دوجزء با $A=۹۱$ و $A=۱۳۹$ و چندین نوترون شکافته شود. (الف) انرژی پتانسیل بین دوجزء شکافت در آستانه جدایی چقدر است؟ (ب) (ب) اگر این اجزاء فقط با گسیل بتا و گاما وا بپاشند، فراورده‌های نهایی پایدار در این زنجیرهای شکافت چه می‌توانند باشند؟

۵ ـ ۲۴ باریکه‌ای از نوترونهای $۰/۱ ev$، یک سانتیمتر مکعب از اورانیوم فلزی طبیعی را بمباران می‌کند. اگر شار باریکه $۱۰^{۱۲}$ نوترون بر ثانیه بر cm^2 باشد، آهنگ تولید گرمای ایجادشده در نمونهٔ موردنظر بر اثر شکافت U^{235} توسط نوترونهای حرارتی (فراوانی طبیعی ۰/۷۲ درصد) چقدر است؟ از اطلاعات شکل (۵ ـ ۳۵) و جدول (۵ ـ ۴) استفاده کنید. ضرائب تبدیل در پیوست (د) داده شده‌اند.

فصل ۶

نیروی هسته‌ای

۶ـ۱ مقدمه:

همان‌طورکه درمقدمهٔکتاب ذکر شد ، دومساله اساسی در فیزیک هسته‌ای عبارت است از ،اولا" درک طبیعت نیروی عمل‌کننده بین نوکلئونها و ، ثانیا" ، توضیح خواص یک هستهٔ مرکب (سیستم چندنوکلئونی) برحسب نیروی هسته‌ای . این مسائل ، اگرچه مسلما" به‌هم مربوطند ولی در اصل متفاوتند ، زیرا حتی اگر نیروی هسته‌ای را کاملا" می‌شناختیم ، باز مساله سروکارداشتن با یک سیستم چندنوکلئونی باقی می‌ماند .

در فصلهای ۲ و ۵ دیدیم که چطور از روی مدلهای هسته‌ای می‌توان به‌خواص یک هستهٔ مرکب پی برد . این مدلها ایجاب می‌کنند که ، لااقل در یک هسته مرکب ، نیروی هسته‌ای دارای خواص زیر باشد :

۱ ــ یک قسمت کوتاه ــ برد برتر وجود دارد که مرکزی است و پتانسیل کلی مدل لایه‌ای را تولید می‌کند .

۲ ــ قسمتی وجود دارد که برد آن خیلی کوچکتر از شعاع هسته است ، و سعی می‌کند به‌هسته شکل کروی بدهد و نوکلئونها را به‌صورت زوج ــ زوج در آورد .

۳ ــ قسمتی وجود دارد که برد آن حدود شعاع هسته‌ایست و باعث واپیچش هسته می‌شود .

۴ ــ یک برهم کنش اسپین ــ مدار وجود دارد .

۵ ــ یک برهم کنش اسپین ــ اسپین وجود دارد .

۶ ــ نیرو مستقل از بار است .

۷ ــ نیرو اشباع می‌شود .

اطلاعات بیشتر در مورد نیروی بین دونوکلئون را می‌توان از ساده‌ترین سیستم دونوکلئونی، یعنی دوترون، و از پراکندگی پروتون ـ پروتون یا نوترون ـ پروتون به‌دست آورد. از طرف دیگر، انجام پراکندگی نوترون ـ نوترون با شارهای نوترونی موجود میسر نیست[1]. تفسیر آزمایشهایی، نظیر آنچه که در پیوست الف آمده است، کوتاهی برد (خاصیت ۱) قسمت اصلی نیروی هسته‌ای را تایید می‌کند. این برد حدود F ۲ است و اگر نیرو را توسط یک برهم‌کنش پتانسیلی نمایش بدهیم، یک پتانسیل جاذبه در حدود ۳۰Mev پیدا می‌شود. خواص ۴، ۵، و ۶ فوق‌الذکر نیز تائید می‌شوند، هرچندکه به‌نظر می‌رسد استقلال از بار نیروی هسته‌ای کامل نباشد.

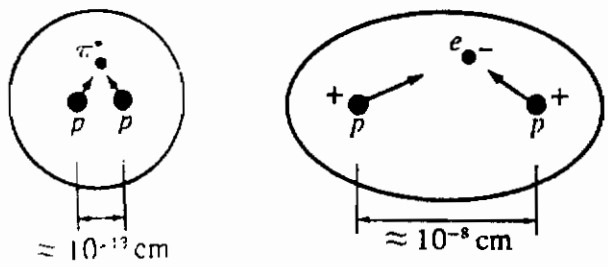
دوخاصیت دیگر، که در توجیه اشباع موثرند (خاصیت ۷، بخش ۲ـ۳ب را ملاحظه کنید)، را می‌توان از پراکندگی نوکلئون ـ نوکلئون در انرژیهای زیاد نتیجه گرفت. در فاصله‌ای حدود $\frac{1}{2}$ F، نیروی نوکلئون ـ نوکلئون به‌شدت دافعه می‌شود؛ برای اینکه تصوری از آن داشته باشیم آنرا به‌یک "قلب سخت" تشبیه می‌کنیم. همچنین، نیروئی وجود دارد که می‌تواند در خلال یک برخورد نوترون را به‌پروتون تبدیل کند. این نیرو را **نیروی تبادل** می‌نامند و در زیر به‌توضیح بیشتر آن خواهیم پرداخت. این نیرو چندین مرتبه بزرگی از برهم‌کنش واپاشی بتا، که نیز می‌تواند یک نوترون را به‌پروتون، و بالعکس، تبدیل کند، قویتر است.

۶ـ۲ نظریهٔ مزونی نیروهای هسته‌ای:

در نظریه‌های فیزیکی جدید، هرنیروی جاذبه بین دوذره را به‌صورت تبادل یک خاصیت جاذبه تلقی می‌کنند. با مثالی این مطلب را روشن می‌سازیم: دوپروتون را به‌فاصلهٔ حدود 10^{-8} cm از یکدیگر در نظر بگیرید. این دو یکدیگر را با نیروی کولنی دفع می‌کنند. اگر الکترونی را در نزدیکی آنها قرار بدهیم (شکل ۶ـ۱ الف) هردو پروتون به‌طرف الکترون کشیده خواهند شد. در حقیقت، نیروی جاذبه آنقدر قوی است که بر نیروی دافعهٔ اولی غالب می‌آید، و یک مولوکول پایدار $(H_2)^+$ می‌تواند تشکیل شود. در این مثال، خاصیت جاذبهٔ مبادله شدهٔ بین دوذره، یک الکترون است.

---

۱ ـ در این زمینه متذکر می‌شویم که نیروی بین دونوکلئون آزاد ممکن است از هر حیث با نیروی بین دونوکلئون داخل یک هسته مرکب یکسان نباشد. معذالک، تا کنون شواهدی دال بر متفاوت‌بودن نیروها دیده نشده است.



(ب) (الف)

شکل ۶ـ۱ : نمایش یک نیروی مبادله‌ای بین دوپروتون . (الف) در یک مولوکول $(H_2)^+$. (ب) در یک هسته .

اگر پروتون سومی در مجاورت یک مولکول $(H_2)^+$ قرار بگیرد ، بنا به اصل طرد پاولی سیستم پایدار نخواهد بود . در پائینترین حالت انرژی ، یعنی حالت $1s$ باید دو پروتون اولیه دارای اسپینهای ذاتی پاد موازی باشند . پروتون سومی در همان حالت ، اصل پاولی را نقض خواهد کرد . اگر این پروتون در تراز انرژی بالاتری قرار گیرد، فاصلهٔ متوسط جدایی افزایش (با شکل ۲ـ۲۴ مقایسه کنید) ، و نیروی تبادل به‌شدت کاهش می‌یابد . بنابراین نیروی تبادل می‌تواند اشباع شود . در واقع ، توضیح اولیه اشباع نیروهای هسته‌ای (بخش ۲ـ۳ ب) بر حسب نیروهای تبادل صورت گرفت (هایزنبرگ ۱۹۳۲/۱۳۱۱) ، هرچند که امروزه وجود **مغزی سخت** در نیروی هسته‌ای نیز به‌عنوان یکی از عوامل مهم اشباع تلقی می‌شود .

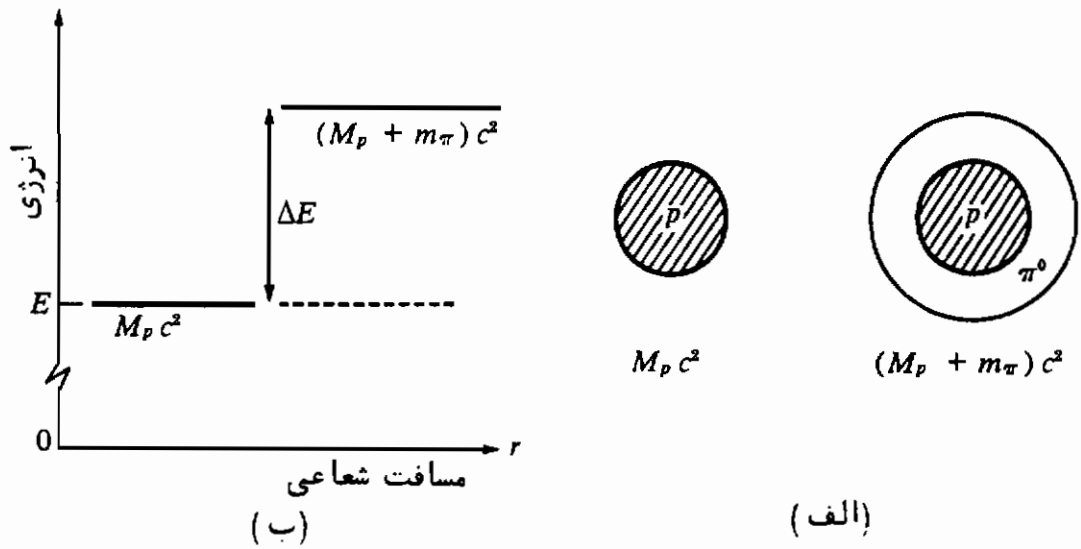
یوکاوا (۱۹۳۵) برای اولین‌بار پیشنهاد کرد که یک ذرهٔ سنگین ، که بعداً معلوم شد مزون π یا **پیون** است ، باید بین دونوکلئون در یک هسته مبادله شود (شکل ۶ـ۱ ب) تا یک بستگی یا برد کم ایجاد کند . اگرچه وی در ابتدا فرض کرد که فقط مزونهای باردار بین نوکلئونها مبادله می‌شوند ، ولی بعداً مزونهای خنثی به‌این نظریه اضافه شدند ، و درواقع وجود مزونهای π^0 ، π^+ و π^- به ثبوت رسیده است .

برای اینکه رابطهٔ بین برد نیرو و جرم ذره مبادله شده را نشان بدهیم ، مدل زیر را برای سازوکار تبادل بین دوپروتون در نظر می‌گیریم (شکل ۶ـ۱ ب) . فرض کنید که به‌طور **معمول مزون π^0 به‌صورت مجازی در یکی از پروتونها وجود داشته باشد ، جرم این شیئی برابر M_p ، یعنی جرم پروتون است ، حال فرض کنید که هر از چندگاهی پروتون فوق به‌یک مزون حقیقی π^0 و** یک پروتون تجزیه شود . جرم چنین سیستمی برابر $M_p + m_\pi$ خواهد بود که در آن m_π جرم یک مزون π^0 است (شکل ۶ـ۲ الف) . بر طبق عبارت اصل عدم قطعیت (۴ـ۳۲) ، یک تجزیه موقتی مجاز خواهد بود درصورتی که از زمان t بیشتر طول نکشد ، که در آن

$$t \approx \frac{\hbar}{\Delta E} \qquad (۶-۱)$$

و از شکل (۶ – ۲ ب)

$$\Delta E = (M_p + m_\pi)c^2 - M_p c^2$$
$$= m_\pi c^2 \qquad (۶-۲)$$



شکل۶–۲ : تجزیهٔ یک‌پروتون به‌یک پروتون و یک مزون π^0 . (الف) نمودار تصویری (ب) نمودار انرژی .

بیشترین فاصله‌ای که‌مزون می‌تواند در این زمان طی کند برابر است با

$$r(\max) \approx ct \qquad (۶-۳)$$

که در آن c سرعت نور است ، از اینرو

$$r(\max) \approx \frac{\hbar}{m_\pi c} \qquad (۶-۴)$$

این ، تخمینی از برد نیروی تبادل پیونی را به‌دست می‌دهد .

همین عبارت را می‌توان این‌طور به‌دست آورد که فرض کنیم تابع موج مزون π^0 ، در ناحیه‌ای که کاملا" از پروتون دور است ، توسط معادلهٔ شرودینگر (۲–۴۷) بازاء $l = 0$ داده شود .

$$-\frac{\hbar^2}{2m_\pi}\frac{d^2u}{dr^2} = (E - V)u$$
$$= -\Delta E u \qquad (۶-۵)$$

حل معادله فوق به‌شکل زیر است

$$u \to ae^{\kappa r} + be^{-\kappa r} \qquad (۶-۶)$$

که در آن

$$\kappa = \frac{(2m_\pi \Delta E)^{\frac{1}{2}}}{\hbar} \qquad (۶-۷)$$

که شباهت کامل به‌معادلات یک بعدی (۲–۹۹) و (۲–۱۰۰) دارد. چون سیستم مقید است $u(r \to \infty) = 0$ و $a = 0$ [(معادلهٔ (۲–۴۲) را ملاحظه کنید)] بنابراین، در فواصل دور از پروتون، تابع موج π^0 عبارت است از [معادلهٔ (۲–۴۸)]

$$\psi \approx \frac{b}{r} e^{-\kappa r} \qquad (۶-۸)$$

که در آن

$$\kappa = \frac{m_\pi c}{\hbar} \qquad (۶-۹)$$

ضریب $\sqrt{2}$ در معادله (۶–۹)، در توافق با نتیجه به‌دست آمده برای ψ با استفاده از یک معادلهٔ موج نسبیتی[۲]، به‌جای معادلهٔ (۶–۵)، حذف شده‌است. اگر پروتون دیگری را به مجاورت پروتون اولی بیاوریم، اثر "ابر" مزون π^0 (۶–۸) را احساس خواهد کرد و تحت فرضهای منطقی[۳]، قدرت برهم‌کنش بین دوپروتون متناسب با عبارت (۶–۸) می‌باشد. این عبارت‌را **پتانسیل یوکاوا** می‌نامند. "برد" آن‌توسط $1/\kappa$ داده می‌شود، که با معادلهٔ (۶–۴) یکسان است. با جایگزاری جرم شناخته شدهٔ مزون π' ($\approx 270 m_e$)، داریم

$$\frac{1}{\kappa} \approx 1.4 \text{ F} \qquad (۶-۱۰)$$

که مرتبهٔ صحیحی از برد نیروی هسته‌ای است.

تحلیل‌های مفصل پراکندگی نوکلئون ــ نوکلئون در انرژیهای بالا نشان داده‌است که در فواصل زیاد ($r > 2$ F) وابستگی شعاعی برهم‌کنش هسته‌ای به‌طور صحیحی با عبارت (۶–۸) داده می‌شود. استقلال از بار را می‌توان بااین فرض توضیح داد که مزونهای π^+, π^0 و π^- بین نوکلئونها مبادله می‌شوند، یعنی، در داخل هرنوکلئون هراز چندگاهی تجزیه زیر

---

۲ — Brink, 1965, chap. 6.

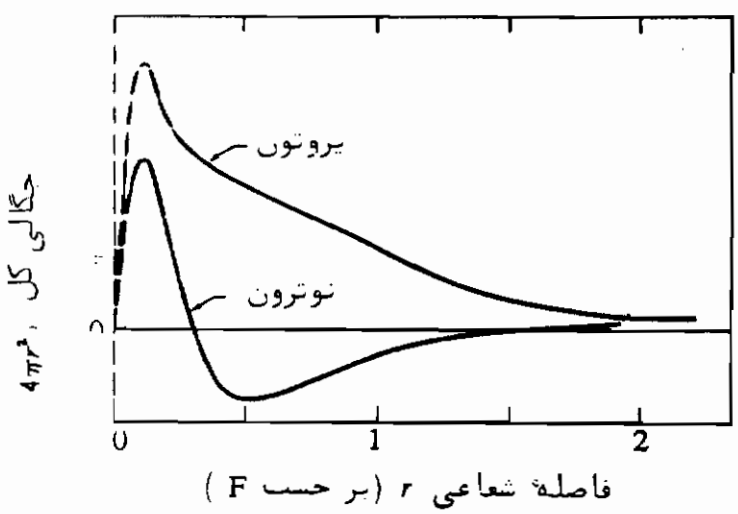
۳ — Hofstadter et al., 1960; Littauer et al., 1961

صورت می‌گیرد (با شکل۶ـ۲ الف مقایسه کنید) .

$$p \to p + \pi^0 \qquad p \to n + \pi^+$$
$$n \to n + \pi^0 \qquad n \to p + \pi^- \qquad (۶-۱۱)$$

این تجزیه همچنین فرایند تبادل ـ بار بین یک نوترون و یک پروتون را در یک برخورد هسته‌ای با انرژیهای بالا توصیح می‌دهد: یک مزون باردار π از یکی به دیگری انتقال می‌یابد. این بار حول نوکلئونها را می‌توان توسط پراکندگی الکترون در انرژیهای بالا* بررسی کرد. آنچه که از فرایندهای (۶ ـ ۱۱) استنباط می‌شود به‌نظر صحیح می‌رسد: بار نیروی پروتون مثبت، و از آن نوترون عالباً" منفی است (شکل۶ ـ ۳).

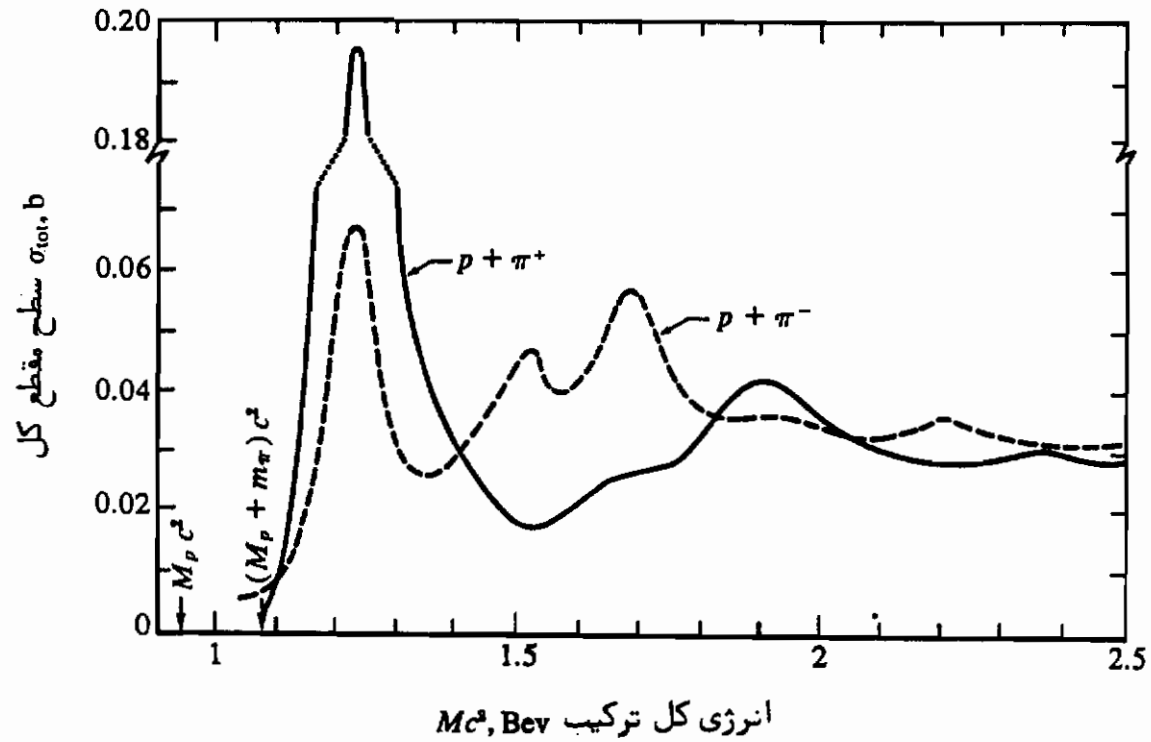
به‌دلایلی که ذکر آنها دورار بحث ماست، قسمت اساسی ـ مدار نیروی هسته‌ای[۵] نمی‌تواند ناشی از فرایندهای (۶ـ۱۱) باشد. همچنین، **خواص کوتاه ـبردتر** ($r < 2$ F) نیروی هسته‌ای باید به‌شدت تحت تاثیر تبادل مزونهای دیگر، با مبادله چندتایی پیونها، باشد. استدلالی مشابه با آنچه که منتهی به‌معادله (۶ـ۴) می‌شود نشان می‌دهد که اگر n پیون بین نوکلئونها مبادله شود، برد تقریبا" به‌نسبت $1/n$ کاهش می‌یابد. در حقیقت، ذراتی پیدا شده‌اند که اغلب به دوپیون یا بیشتر وا می‌پاشند و ممکن است در تعیین نیروی هسته‌ای در فواصل کمتر از 2 F نقشی بازی کنند.



شکل۶ـ۳: توزیع بار شعاعی پروتون و نوترون برحسب فاصله شعاعی از مرکز چگالی بار توسط ρ نشان می‌شود و $4\pi r^2\rho\, dr$ بار کل بین r و $r + dr$ است.

* ـ Hofstader et al;1960;Littauer et al:1961.

۵ ـ Brink,1965,chap.6.



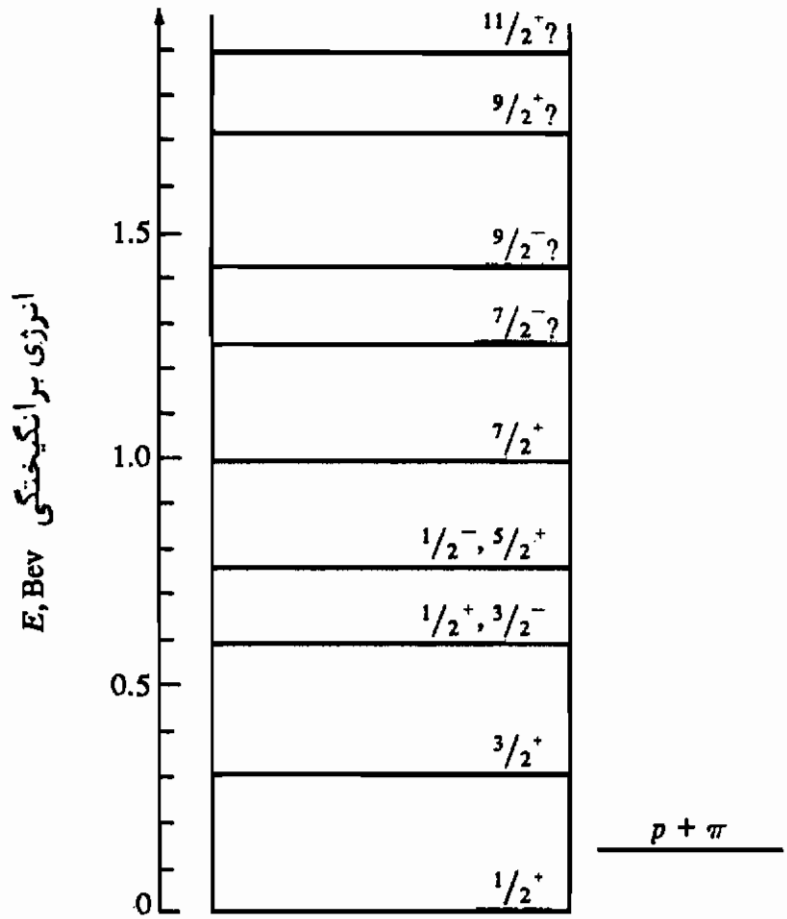
شکل ۶ــ۴ : سطح مقطع کل پروتون ــ پیون برحسب انرژی کل سیستم مرکب[۵].

اگر واقعاً "نوترون و پروتون دارای ساختار پیچیده‌ای ،آن‌گونه‌که فرایندهای (۶ــ۱۱) پیش‌بینی می‌کنند ،باشند ،می‌توانیم انتظار یافتن حالتهای برانگیخته سیستم نوکلئون ــ پیون را داشته باشیم . شکل (۶ــ۴) نشان می‌دهد که سطح مقطعهای کل پیون ــ پروتون در واقع دارای تشدیدهایی است . از بحث فصل ۵ باید روشن باشد که این تشدیدها منعکس‌کنندهٔ حالتهای برانگیختهٔ سیستم مرکب می‌باشند . بنابراین نوکلئون دارای حالتهای برانگیخته است . در شکل (۶ــ۵) اسپینها و پاریته‌های آزمایشی نیز مشخص شده‌اند .

ادامهٔ این موضوع جالب از بحث فعلی ما خارج است . معذالک این فکر برای ما به‌وجود می‌آیدکه آیا تمام سیستمهای فیزیکی ، مرکب هستند یا نه؟ با پیشرفت زمان‌وتکمیل و دقیقترشدن وسائل آزمایش، جستجو برای سیستمهای بنیادی‌تر ممکن است به‌سیستمهای با پیچیدگی بیشتر منجر شود . ابتدا ، بشر با پیچیدگی سیستم خورشیدی روبرو بود که آنرا توسط دسته‌بندی‌کردن حرکت سیارات به‌نظم در آورد .سپس، جدول مندلیف ترتیبی برای پیچیدگی شیمیائی تدوین کرد که بعدها توسط ساختار الکترونی اتمها روشنتر شد .در مورد هسته ، ساختار پروتون ــ نوترون به‌یک رشته پیچیدگی دیگر دلالت می‌کند . در حال حاضر،

۵ — Segrè, 1964.

معلوم شده است که خود نوکلئونها دارای ساختار پیچیده‌ای هستند و تقریباً" ۱۰۰ ذرهٔ ناپایدار دیگر شناخته شده است. امروزه‌به‌خوبی ادامهٔ افزایش پیچیدگیهای بیشتر قابل پیش‌بینی است. بالاخره آیا ذراتی را پیدا خواهیم کرد که یکدیگر را توسط برهم‌کنشهای متقابل خود، بیافرینند و ماده اولیه‌ای را تشکیل دهند که تمام ذرات دیگر از آنها ساخته شوند[۶]؟



شکل ۶ـ۵: حالتهای برانگیخته یک نوکلئون، منتج ازشکل (۶ـ۴) و تجربیات دیگر[۷].

۶ ـ برای توصیف بهتر وضع فعلی دانش بشر و پیش‌بینی‌های موجود، ر.ک Foldy، ۱۹۶۵.

۷ ـ A. H. Rosenfeld et al., *Rev. Mod. Phys.* 37: 633 (1965).

مسایل

حل این مسائل، مستلزم مطالعهٔ پیوست الف است.

۶–۱ فرض کنید برهم‌کنش پروتون– پیون‌را بایک‌چاه پتانسیل مربعی به‌شعاع 1 F نمایش دهیم. عمق پتانسیل چقدر است؟ (به‌شکل۶–۲ مراجعه کنید).

۶ – ۲ مقدار دقیق ریشهٔ میانگین مربعی شعاع دوترون [معادله (الف–۱۳)] را بااستفاده از توابع موج صحیح **داخلی و خارجی**، محاسبه کنید.

۶ – ۳ نوترونهای با انرژی ۱۰Mev توسط He^4 پراکنده می‌شوند. بالاترین پارهٔ موج، یعنی موج با بیشترین تکانهٔ زاویه‌ای، که انتظار می‌رود تحت تاثیر برهم‌کنش هسته‌ای بین نوترون و هسته He^4 قرار گیردچیست؟

۶ – ۴ معادلهٔ الف –۳۱ را با شروع از معادله الف– ۲۹ ثابت کنید.

۶ – ۵ الف – نشان دهید که برای چاه مربعی به‌عمق V_0وگسترهٔ r_0 ،طول پراکندگی برای نوترون **بدون اسپین** توسط رابطهٔ زیر داده می‌شود (M_0 = جرم کاهش یافته نوترون).

$$K_0 \cot K_0 r_0 = \frac{1}{r_0 - a} \qquad \text{where } K_0 = (2M_0V_0)^{\frac{1}{2}}/\hbar$$

ب – مطلوبست محاسبهٔ a برای $V_0 = 36$ Mev و $r_0 = 2.0$ F ، و پراکندگی n-p.

۶ – ۶ معادلهٔ (الف – ۵۷) را ثابت کنید.

پیوست الف

اطلاعات نیروی هسته
با استفاده از سیستم دو نوکلئونی

روشهای کسب اطلاعات پیرامون نیروی هسته‌ای با استفاده از خواص سیستمهای دونوکلئونی، نسبتاً" پیچیده هستند[1]. معذالک، تفهیم این روشها، تا آنجا که صرفاً" آن حدی از پیچیدگی مکانیک کوانتومی را در بر داشته باشد که با بقیه مطالب کتاب بخواند، امکان‌پذیر است.

با استفاده از سیستم دونوکلئونی می‌توان ایده‌های داده‌شده در فصلهای ۲ و ۵ را بر ساده‌ترین هستهٔ مرکب، یعنی H^2، اعمال کرد. از یکطرف می‌توان ساختار ترازی H^2 را مطالعه کرد و از طرف دیگر یک واکنش هسته‌ای (پراکندگی نوترون ـ پروتون) شامل همان سیستم هستهٔ مرکب را بررسی نمود. مساله به‌تفصیل قابل‌حل است، زیرا تنها با برهم‌کنش دونوکلئون، پتانسیل بین نوکلئونها، که ساختار ترازی را می‌دهد، به‌طریق ساده‌ای واکنش هسته‌ای را نیز توصیف می‌کند (ویگنر ۱۹۳۳). از مقایسهٔ سیستم n-p با سیستمهای p-p و n-n (که فقط به‌طور غیرمستقیم امکان دارد)، می‌توان استقلال از بار نیروی هسته‌ای را نیز بررسی کرد (بخش ۲ـ۷).

الف‌ـ۱ ساختار دوترون

انرژی بستگی دوترون Mev ۲/۲۳ است، که با اندازه‌گیری انرژی پرتوهای گامای گسیل‌شده از گیراندازی نوترون حرارتی توسط پروتون تعیین شده است.

$$n + H^1 = H^2 + \gamma$$

---

۱ — Brink, 1965.

واکنش معکوس، با استفاده از الکترونهای با انرژی معلوم برای ایجاد تابش ترمزی خارجی در فروپاشی فوتونی دوترون، نیز به‌کار رفته‌است. هیچ حالت برانگیخته پایداری برای دوترون پیدا نشده‌است. واکنشهای مختلف، از جمله پراکندگی n-p، منتهی به‌کشف یک‌حالت مجازی (شکل ۲-۲۹ را ملاحظه کنید)، در تقریباً" انرژی 70-kev در بالای حالت پایه، شده است.

به‌منظور یافتن دید عمیقتری پیرامون کسب اطلاعات در باره نیروی هسته‌ای از روی ساختار تراز دوترون، ساده‌ترین فرض ممکن را در باره نیرو اتخاذ می‌کنیم. فرض می‌کنیم که نیرو مرکزی است و از پتانسیلی به‌شکل

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \longrightarrow \quad r < r_0 \\ 0 & \longrightarrow \quad r > r_0 \end{cases} \qquad \text{(الف ـ ۱)}$$

ناشی می‌شود، که در آن r فاصلهٔ بین نوکلئونی است. این پتانسیل را **پتانسیل چاه مربعی** می‌نامند. این چاه در یک حجم کروی به‌شعاع r_0 دارای مقدار ثابتی است. اگر چه این‌شکل پتانسیل در مقایسه با طبیعت حقیقی نیروی هسته‌ای (بخش ۶-۱۲) بیش ازحد ساده‌شده‌است معذالک ساختار ترازی سیستمی را که توسط این پتانسیل توصیف می‌شود بررسی می‌کنیم. برای این منظور معادله شعاعی شرودینگر (۲-۴۷) را با جایگذاری

$$m_0 = \tfrac{1}{2}M \qquad \text{(الف ـ ۲)}$$

برای جرم کاهش یافته [معادله (۲-۶۲)]، به‌کار می‌بریم. در توافق با تقریبهایی که اعمال خواهیم کرد، جرم پروتون را برابر جرم نوترون قرار داده و هردو را با M نمایش می‌دهیم.

شواهد خوبی وجود دارد مبنی براینکه حالت پایه دوترون یک $1s$ است، یعنی، $l = 0$: اولاً" پائینترین حالت انرژی برای هرحالت پتانسیل عملاً" یک حالت s است[1]، ثانیاً"، گشتاور مغناطیسی دوترون تقریباً" برابر مجموع جبری گشتاورهای نوترون و پروتون می‌باشد، که حاکی از این است‌که اسپینهای ذاتی این ذرات در یک جهت بوده و پروتون نسبت به‌نوترون حرکت مداری ندارد[2]. این با گشتاور زاویه‌ای کل $I = 1$ حالت پایه دوترون سازگار

۲ ـ علت این‌امر این‌است‌که تابع موج $1s$ کوچکترین انحناء را دارد و لذا، دارای‌کوچکترین مقدار $-d^2u/dr^2$ است، که وابسته به‌انرژی جنبشی میانگین در مکانیک کوانتومی است (ر.ک معادلات ۲-۴۷ و ۲-۵۱). انرژی پتانسیل متوسط، وابستگی کمتری به شکل تابع موج دارد و لذا اغلب انرژی جنبشی، تعیین کننده انرژی کل است.

۳ ـ اگر حرکت مداری پروتون وجود می‌داشت باعث یک اثر مغناطیسی شبیه به‌اثر یک حلقه حامل جریان می‌شد و به‌این ترتیب یک گشتاور مغناطیسی اضافی ایجاد می‌کرد.

است .

برای $l = 0$ ، معادلهٔ موج s شرودینگر (۲–۵۳) را می‌توان برای تابع موج شعاعی $R(r) = u(r)/r$ به‌کار برد . با جایگزاری معادلهٔ (الف– ۲) داریم

$$-\frac{\hbar^2}{M}\frac{d^2u}{dr^2} + V(r)u = Eu \qquad \text{(الف – ۳)}$$

همانطور که در بخش (۲–۲ د) متذکر شدیم ، این معادله از لحاظ ریاضی هم‌ارز با معادلهٔ یک بعدی (۲–۲۲) است ، با این تفاوت که شرط $u(0) = 0$ [معادله (۲–۵۴)] اضافه شده‌است. فضای شعاعی را به‌نواحی $r \leq r_0$ که در آن $V = -V_0$ و $r > r_0$ که در آن $V = 0$ است تقسیم می‌کنیم . برای حالت پایهٔ دوترون ، می‌توان $E = -B$ قرار داد ، که در آن B انرژی بستگی دوترون است . برای $r \leq r_0$ داریم

$$u = ae^{iKr} + be^{-iKr} \longrightarrow K = [M(V_0 - B)]^{\frac{1}{2}}/\hbar \qquad \text{(الف – ۴)}$$

و برای $r > r_0$ داریم

$$u = a'e^{\kappa r} + b'e^{-\kappa r} \longrightarrow \kappa = (MB)^{\frac{1}{2}}/\hbar \qquad \text{(الف – ۵)}$$

مراجعه به‌بخش (۲–۲ ز) صحت ریاضی این جوابهای عمومی را بیان می‌دهد . از لحاظ فیزیکی ، شرایط مرزی زیر را باید اعمال کرد :

۱ – $u(0) = 0$ ، برای اینکه $R(0)$ متناهی بماند .

۲ – $u(r \to \infty) = 0$ ، زیرا با یک حالت مقید [معادله (۲–۴۲)] سروکار داریم .

۳ – در $r = r_0$ ، مقادیر توابع (الف – ۴) و (الف–۵) و مشتقات آنها باید باهم بخوانند .

از شرط ۱ نتیجه می‌شود $a = -b$ ، به‌طوری که برای $r \leq r_0$ می‌توان نوشت

$$u = c \sin Kr \qquad \text{(الف – ۶)}$$

که در آن c یک ثابت جدید است . از شرط ۲ نتیجه می‌گیریم $a' = 0$ ، به‌طوری که برای $r > r_0$ داریم

$$u = b'e^{-\kappa r} \qquad \text{(الف – ۷)}$$

از شرط ۳ ، بعد از حذف c و b' ، داریم[۴]

$$K \cot Kr_0 = -\kappa \qquad \text{(الف ــ ۸)}$$

با به‌کمک معادلات (الف ــ ۵) داریم

$$\tan Kr_0 = -\frac{K}{\kappa} = -\left(\frac{V_0 - B}{B}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{(الف ــ ۹)}$$

بعداً" خواهیم دید که $V_0 \approx 36$ Mev ، به‌طوری که[۵] به‌ازاء $B = 2.23$ Mev

$$Kr_0 \approx \tfrac{1}{2}\pi \qquad \text{(الف ــ ۱۰)}$$

با به‌کاربردن مجدد معادلهٔ (الف ــ ۴) ، داریم

$$V_0 r_0^2 \approx \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{\hbar^2}{M} \approx 1.0 \text{ Mev-barn} \qquad \text{(الف ــ ۱۱)}$$

به‌بیان دیگر ، تنها از روی انرژی بستگی دوترون ، نمی‌توانیم r_0 و V_0 را تعیین کنیم ، بلکه فقط می‌توانیم حاصلضرب فوق را به‌دست آوریم . یک بررسی در سطح مقطع پراکندگی n-p (بخش الف ــ۳) ، مقدار $r_0 \approx 2$ F را می‌دهد ، که با استفاده از معادلهٔ (الف ــ۹) ، مقدار $V_0 \approx 36$ MeV به‌دست می‌آید .

تابع موج $u(r)$ در شکل " (الف ــ۱) نشان داده شده است . در داخل پتانسیل هسته‌ای، تابع موج تقریبا" یک چهارم یک موج سینوسی است . چون برای $r > r_0$ باید Kr_0 با یک تابع نمایی نزولی تطبیق کند ، پس باید اندکی بیش از $90°$ باشد . (پانوشت قبل از معادلهٔ ، (الف ــ۱۰) را ملاحظه کنید) . نزول نسبتا" کند تابع موج ، که توسط فاصله‌ای که دامنه را به $1/e$ دام مقدار اولیه‌اش کاهش می‌دهد [معادله (الف ــ ۷)] ، یعنی

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{\hbar}{(MB)^{\frac{1}{2}}} = 4.3 \text{ F} \qquad \text{(الف ــ ۱۲)}$$

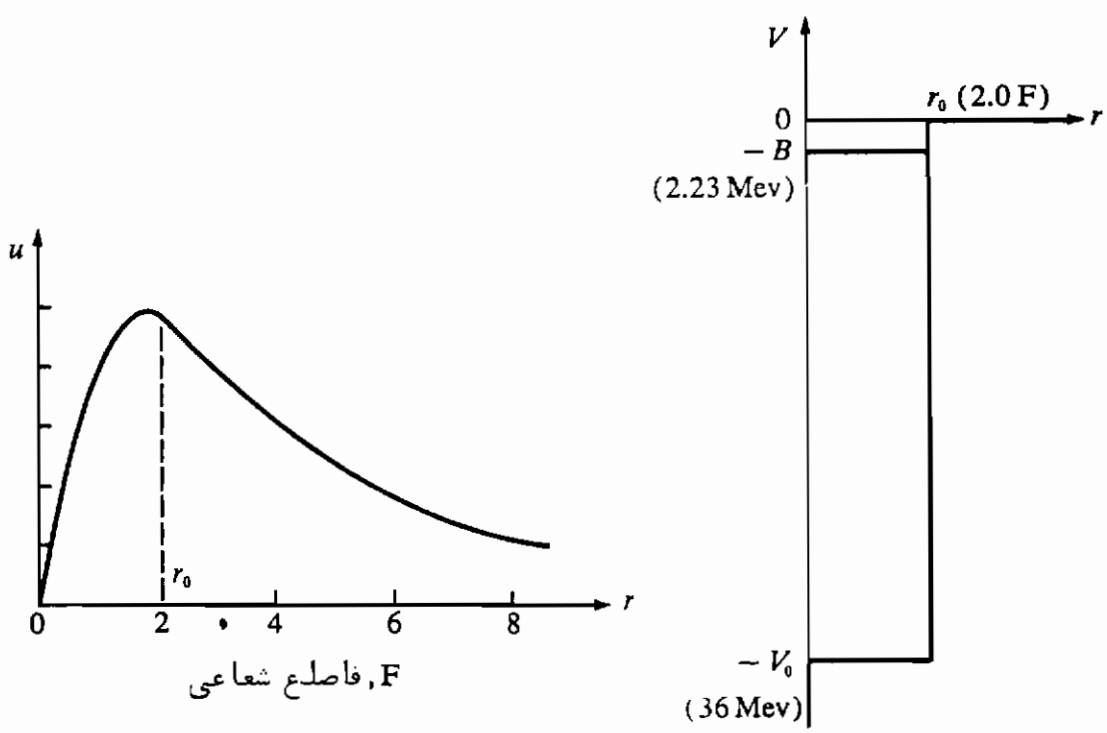
---

۴ ــ همین رابطه را می‌توان با تطبیق کمیت $(1/u)(du/dr)$ ، موسوم به **مشتق لگاریتمی** در $r = r_0$ به‌جای تطبیق حداگانه u و du/dr ، به‌دست آورد . مشتق لگاریتمی یک کمیت مفید است زیرا در نظریه واکنش نیز به‌کار می‌آید .

۵ ــ مقدار صحیحتر Kr_0 از معادلهٔ (الف ــ۹) ، به‌جای $90°$ ، مساوی $104°$ است .

مشخص می‌شود ، می‌رساند که دوتوکلئون موجود در دوترون قسمت زیادی از وقتشان را در فواصل $r > r_0$ می‌گذرانند . این ناحیهٔ **انرژی جنبشی منفی** است که از لحاظ کلاسیک ممنوع است ، و ما در (بخش ۲ــ۲ ز) با آن برخورد کردیم . اگر شعاع میانگین مربعی هسته‌ای R_{rms} را برای دوترون به‌صورت

$$R_{\text{rms}}^2 = \frac{\int_0^\infty r^2 R^2(r) r^2\, dr}{\int_0^\infty R^2(r) r^2\, dr} \qquad \text{(الف ــ ۱۳)}$$



(الف) (ب)

شکل الف ــ۱ : (الف) پتانسیل چاه مربعی برای حالت مقید دوترون . (ب) تابع موج شعاعی مربوطه $u(r) = rR(r)$

تعریف کنیم ، از جایگزاری تابع موج (الف ــ۷) برای تمام نواحی ، به‌مقدار تقریبی زیر می‌رسیم

$$R_{\text{rms}} = \frac{\hbar}{(2MB)^{\frac{1}{2}}} = 3.0\ \text{F} \qquad \text{(الف ــ ۱۴)}$$

این مقدار را می‌توان با مقدار 2.0 F به‌دست آمده از پراکندگی الکترون [بخش ۱ ـ ۲ ب] مقایسه کرد.

برای حالت مجازی دوترون، گشتاور راویه‌ای کل صفر است، و به‌منظور کسب اطلاعات بیشتر از این حالت، باید به‌مساله پراکندگی (n-p) مراجعه کنیم. چون، به‌طور نسبی، حالت مجازی نزدیک حالت پایه قرار دارد، می‌توان انتظار داشت که تابع موج آن در داخل یک پتانسیل هسته‌ای مناسب نیز تقریباً برابر یک چهارم تابع موج سینوسی باشد[۶]. موقتاً، این سئوال که آیا گستره یا قدرت، یا هردو، پتانسیل لازم برای توصیف حالت مجازی، با پتانسیل حالت پایه **متفاوتند**، به‌صورت یک سئوال بار باقی می‌گذاریم.

الف-۲ نظریه پراکندگی

برای مطالعهٔ اثرات پتانسیل بر پراکندگی n-p، باید بخشهایی از نظریهٔ پراکندگی کوانتومی[۷] را در نظر گرفت. در اصل، مساله را در سه بند و به‌همان طریق مسالهٔ یک بعدی (بخش ۲-۲ ر)، که در آن انعکاس (یعنی **پراکندگی**) و انتقال باریکه‌ای از ذرات را توسط یک سد پتانسیل در نظر گرفتیم، بررسی می‌کنیم.

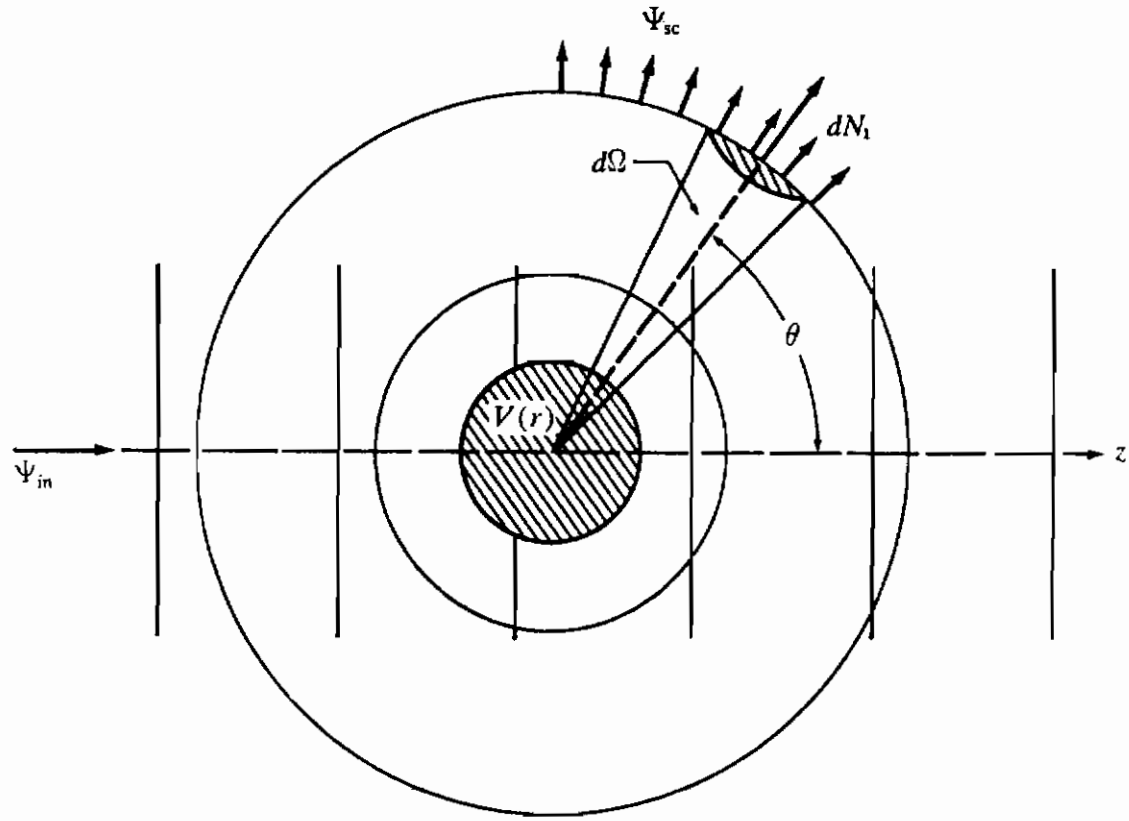
یک هستهٔ منفرد پراکنده، که در شکل (الف ـ ۲) توسط پتانسیل V نمایش داده شده است، را در نظر می‌گیریم. برای سهولت فرض می‌کنیم که V دارای تقارن کروی باشد به‌طوری که فقط بستگی به‌فاصله شعاعی (r) ذره پراکنده از مرکز پراکننده داشته باشد. هدف ما محاسبه سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی $d\sigma/d\Omega$ با استفاده از معادلهٔ (۵ ـ ۳۵) است. برای این منظور، باید تعداد ذرات dN_1 پراکنده شده در واحد زمان توسط یک هستهٔ هدف به‌داخل یک زاویه فضایی $d\Omega$ (شکل ۵-۹) را پیدا نموده، و سار F_{in} فرودی را محاسبه کنیم (معادله ۵-۲۶). در این صورت

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN_1/d\Omega}{F_{\text{in}}} \qquad \text{(الف ـ ۱۵)}$$

---

۶ ـ حالت مجازی نمی‌تواند حالت $2s$ در پتانسیل V_0 ـ باشد. برای چنین حالتی، تابع موج می‌بایستی تقریباً سه‌چهارم موج سینوسی در فاصله $r < r_0$ باشد. این مطلب مقدار K را سه‌برابر کرده (ر.ک معادله الف ـ ۱۰) و انرژی برانگیختگی را به نه برابر مقدار $(V_0 - B)$ یعنی، به‌حدود ۳۰۰ Mev در بالای کف پتانسیل می‌رساند.

۷ — Schiff, 1955, sec. 18.



شکل‌الف‌ـ۲ : مسالهٔ پراکندگی در مکانیک کوانتومی . تابع موج کل در فاصلهٔ دور از پتانسیل پراکننده $V(r)$ مشتمل بر یک موج تحت فرودی Ψ_{in} و یک موج کروی پراکندهٔ Ψ_{sc} می‌باشد . تعداد ذرات پراکنده شده در واحد زمان درداخل زاویه فضائی $d\Omega$ ی واقع در زاویه پراکندگی θ ، توسط dN_1 نمایش‌داده‌شده‌است.

در فواصل دور از پراکننده ، تابع موج مشتمل بر یک قسمت فرودی Ψ_{in}، که معرف باریکهٔ ذرات ورودی است ،و یک‌قسمت پراکنده Ψ_{sc} ،که معرف‌ذرات پراکنده است ،می‌باشد . مطابق معادلات (۲ـ۳۲) یا (۲ـ۹۶)

$$\Psi_{in} = ae^{i(kz-\omega t)} \qquad \text{(الف ـ ۱۶)}$$

که در آن

$k = (2m_0T_0)^{\frac{1}{2}}/\hbar$ عدد موجی ذرات فرودی در جهت z .

m_0 جرم کاهش یافتهٔ ذرهٔ ورودی .

T_0 انرژی جنبشی ذره ورودی (در c.m.) .

فرکانس زاویه‌ای ω توسط معادلهٔ (۲ـ۲۹) داده می‌شود ، ولی‌ما آنرا در مساله به‌کار نخواهیم برد زیرا فرایند پراکندگی به‌صورت یک حالت پا برجا موردنظر است . فرض می‌کنیم یک

جریان پیوسته از ذرات ورودی (پایه بیان بهتر، موج ورودی) و یک جریان پیوسته از ذرات پراکنده‌که از مرکز پراکننده دور می‌شود. وجود داشته باشد. ذراتی‌که تحت تاثیر پراکننده قرار نمی‌گیرند در امتداد باریکه به‌بینهایت می‌روند. برطبق معادلهٔ (۵–۲۶) شمار ذرات ورودی برابر است با

$$F_{\text{in}} = \Psi_{\text{in}}^{*}\Psi_{\text{in}} v = |a|^2 v \qquad \text{(الف ــ ۱۷)}$$

که در آن v تندی یک ذره ورودی نسبت به‌پراکننده است.

در فواصل دور از پراکننده، ذرات پراکنده در جهت شعاعی حرکت می‌کنند. از اینرو آنها را توسط یک موج شعاعی منحرک دور شونده $e^{i(kr-\omega t)}$ نمایش می‌دهیم. اما تعداد کل ذرات عبوری از یک سطح کروی محیط بر پراکننده باید مستقل از شعاع (r) سطح باشد، بنابراین، می‌نویسیم

$$\Psi_{\text{sc}} = af(\theta)\frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r} \qquad \text{(الف ــ ۱۸)}$$

که در آن ضریب a را برای سهولت وارد کرده‌ایم و $f(\theta)$ یک ضریب دامنه، مستقل از r، است‌که بایدآنرا از معادلهٔ کامل شرودینگر محاسبه‌کنیم. دامنهٔ $f(\theta)$ را **دامنهٔ پراکندگی** می‌نامیم. تعداد ذرات dN_1 پراکنده شده در واحد زمان به‌داخل زاویهٔ فضایی $d\Omega$ (شکل الف ۲) برابر است با شار ذرات پراکنده شده $\Psi_{\text{sc}}^{*}\Psi_{\text{sc}} v$ ضرب در $r^2\,d\Omega$ ی قطع شده توسط $d\Omega$ بر روی یک سطح کروی به‌شعاع r.

$$dN_1 = \Psi_{\text{sc}}^{*}\Psi_{\text{sc}}\, vr^2\, d\Omega = |a|^2\,|f(\theta)|^2\, v\, d\Omega \qquad \text{(الف ــ ۱۹)}$$

توجه کنیدکه چون Ψ_{sc} را به‌شکل (الف ــ۱۸) نوشتیم dN_1 مستقل از r است. در یک حرکت شعاعی، تعداد ذراتی که در داخل مخروط تعریف شده‌توسط $d\Omega$ حرکت می‌کنند بایدمستقل از r باشد.

با جایگزاری معادلات (الف ــ۱۷) و (الف ــ۱۹) در معادلهٔ (الف ــ ۱۵)، برای سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی داریم

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \qquad \text{(الف ــ ۲۰)}$$

و برای سطح مقطع پراکندگی انتگرال گرفته شده [معادلهٔ (۵–۳۶)]

$$\sigma = \int |f(\theta)|^2 \, d\Omega \qquad \text{(الف – ۲۱)}$$

اکنون مساله به‌طریق زیرساده شده‌است : اگر بتوانیم ، در فواصل دوراز پراکنده ، یک جواب برای معادلهٔ (مستقل از زمان) شرودینگر (۲–۱۹)

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2\psi + V\psi = E\psi \qquad \text{(الف – ۲۲)}$$

پیدا کنیم و آنرا به‌صورت زیر بنویسیم

$$\psi = a[e^{ikz} + f(\theta)\, r^{-1}\, e^{ikr}] \qquad \text{(الف – ۲۳)}$$

در این‌صورت ضریب $f(\theta)$ را می‌توان "لافاصله" به‌عنوان دامنهٔ پراکندگی تلقی کرد و آنرا برای محاسبهٔ سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی به‌کار برد [معادله (الف – ۲۰)] .

تحلیل پارموجی [۸]

اگر بتوان جواب (الف –۲۳) راکاملا" در مختصات‌کروی r و θ ،که در بحث (۲–۲ د) معرفی کردیم ، نوشت ، کار ما ساده‌تر خواهد شد (برای یک پتانسیل با تقارن کروی ، جواب به‌زاویه φ بستگی ندارد) . بدین منظور ، هردوجملهٔ داخل کروشه سمت راست معادلهٔ (الف ۲۳) را **به‌پارموجهایی** تجزیه می‌کنیم که هرکدام به‌یک تکانهٔ زاویه‌ای مداری l (به‌واحد $\hbar$) مربوط است .

از نقطه نظر نیمه کلاسیک ، ذرات ورودی را توسط پارامترهای برخوردشان (y) ، که در شکل ۵–۲۱ نشان داده شده است ، مشخص می‌کنیم که می‌تواند از صفر تا بینهایت گسترش یابد . هر پارامتر برخورد توسط رابطهٔ زیر به l وابسته است

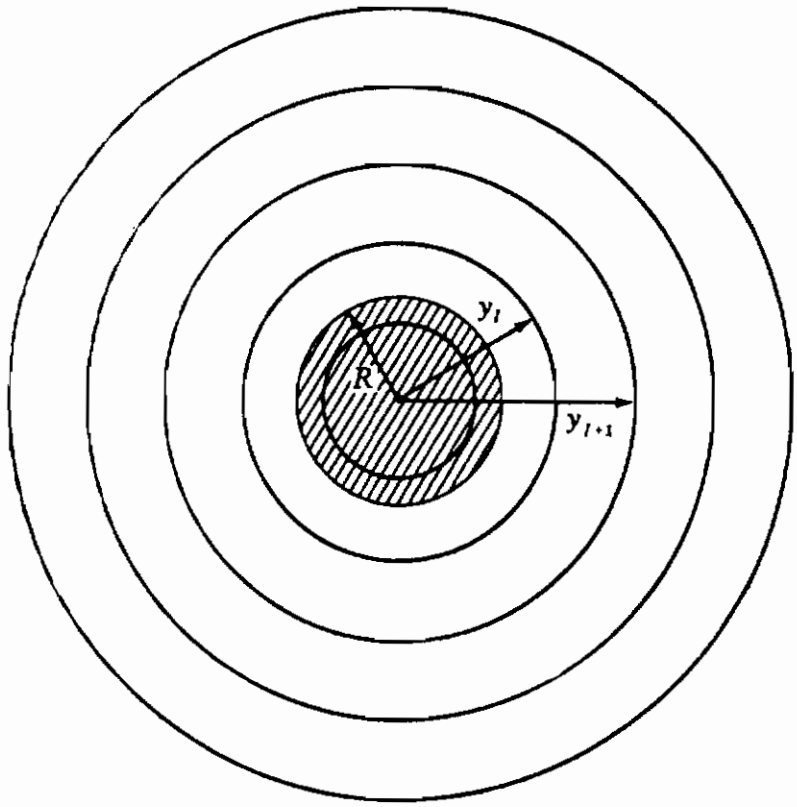
$$y \approx l\lambda \qquad \text{(الف ۲۴)}$$

که در آن $\lambda = 1/k$ طول موج کاهش یافتهٔ دوبروی ذرات فرودی است . از نقطه نظرکلاسیک

---

۸ — Schiff, 1955, sec. 19.

y می‌تواند به‌طور پیوسته توزیع شود. ولی در واقع، l کوانتیده است و فقط اعداد صحیح را می‌پذیرد، از اینرو باید باریکهٔ فرودی را به‌مماطفی، که به‌طور طرحوار در شکل (الف ـ۳) نشان داده شده است. تجزیه کرد. هرمنطقه توسط یک l مفروض مشخص می‌شود.



شکل الف ـ۳: تحلیل پاره‌موجی از دیدگاه سمه‌کلاسیک. باریکهٔ فرودی، که مقطع آن درشکل دیده می‌شود، شامل ذراتی با پارامترهای برخورد مختلف y_l است که‌توسط معادلهٔ (الف ـ۲۴) به‌تکانهٔ زاویه‌ای l مربوط است. یک‌برهم‌کنش هسته‌ای باگسترش شعاعی R فقط بر ذراتی‌اثر می‌کند که پارامترهای برخوردآنها تقریباً" در فاصلهٔ R قرار می‌گیرند. این شکل را باید با شکل (۵ـ۱۶) که نمای‌ازپهلوی حرکت یک ذره از باریکه را نشان می‌دهد مقایسه‌کرد.

در اینجا باید یادآوری کنیم که این روش را در نظریهٔ واکنش هسته‌ای می‌توان برای یک محاسبهٔ تقریبی از سطح مقطع واکنش کل، یعنی، سطح مقطع ناشی از تمام فرایندها، به‌جز پراکندگی کشسان شکلی، به‌کار برد.

مساحت هریک‌از منطقه‌های شکل (الف ـ۳) تقریباً" عبارت است از

$$\pi(y_{l+1}^2 - y_l^2) = \pi\lambda^2[(l+1)^2 - l^2)] = (2l+1)\pi\lambda^2 \qquad \text{(الف ـ ۲۵)}$$

اگر تمام ذرات با مقادیری تا l_{max} با هستهٔ هدف واکنش کنند و ذرات دیگر اصلا" واکنشی نکنند ، داریم

$$\sigma_{react} \approx \pi\lambda\!\!\!^{-2} \sum_{0}^{l_{max}} (2l+1) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}[(l_{max}+1)^2] \qquad (الف - ۲۶)$$

اگر l_{max} توسط معادلهٔ (۵ - ۵۱) داده شود خواهیم داشت

$$\sigma_{react} \approx \pi(R+\lambda\!\!\!^{-})^2 \qquad (الف - ۲۷)$$

این فرمول را می‌توان فقط برای نخمین‌های خیلی تقریبی وابستگی این سطح مقطع به انرژی به‌کار برد .

وقتی جوابهای مجزای (۲-۴۳) معادله شرودینگر را در مختصات کروی مورد بحث قرار می‌دادیم ، متذکر شدیم که این جواب به‌شکل زیر بود

$$R(r)\, P_l^{(m)}(\cos\theta)\, e^{im\varphi} \qquad (الف - ۲۸)$$

که در آن l تکانهٔ زاویه‌ای مداری موج بود . بنابراین ، منطقی به‌نظر می‌رسد که اگر یک‌جواب عمومی معادلهٔ شرودینگر $F(r,\theta)$ را داشته‌باشیم (که بستگی‌به‌زاویهٔ φ ندارد)و آنرا به صورت رشته‌ای بسط دهیم[۹]

$$F(r,\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} F_l(r) P_l(\cos\theta) \qquad (الف - ۲۹)$$

هر ضریب $F_l(r)$ به‌یک تکانهٔ زاویه‌ای مداری معین l وابسته است . برای تابع موج فرودی $e^{ikz}(= e^{ikr\cos\theta})$ ، می‌توان در فواصل دور از مبداء $(r \gg 1/k)$ نشان داد که

$$F_l(r) = i^l(2l+1)\frac{\sin(kr - \frac{1}{2}l\pi)}{kr} \qquad (الف - ۳۰)$$

---

۹ - $P_l(\cos\theta)$ چند جمله‌ای لژاندر می‌گویند و با چند جمله‌ای‌های وابستهٔ لژاندر $P_l^{(0)}(\cos\theta)$ یکسان است تعدادی از نخستین چند جمله‌ای‌ها عبارتند از $P_0=1,\ P_1=\cos\theta,\ P_2=\frac{1}{2}(3\cos^2\theta-1)$ این چند جمله‌ایها از رابطهٔ تعامد زیر پیروی می‌کنند .

$$\int P_l P_{l'}\, d(\cos\theta) = 0 \quad \text{اگر} \quad l \neq l' \qquad \text{و} \qquad \int P_l^2\, d(\cos\theta) = 2/(2l+1)$$

از این رابطه می‌توان در محاسبهٔ ضرائب $F_l(r)$ در مواردخاص با ضرب دوطرف معادلهٔ (الف ۲۹) در $P_{l'}$ و انتگرال‌گیری برروی $d(\cos\theta)$ ، استفاده کرد .

و بخصوص برای مولفهٔ موج s از e^{ikz} داریم

$$F_0(r) = \frac{\sin kr}{kr} \qquad \text{(الف ــ ۳۱)}$$

برای دامنهٔ پراکندگی $f(\theta)$، دامنه‌های (ثابت) پراکندگی پاره موج را توسط رابطه زیر تعریف می‌کنیم

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l P_l(\cos\theta) \qquad \text{(الف ــ ۳۲)}$$

اکنون راه ساده‌تری را که پیداکرده‌ایم بیان می‌کنیم: فرض‌کنیدکه معادلهٔ شرودینگر (الف‌ــ۲۲) را برای **یک** l **معین** حل کرده باشیم و جواب آن، در فواصل دور از پراکننده، (به‌ازاء $m = 0$ زاویه φ حذف می‌شود، چون‌فقط پتانسیل با تقارن‌کروی موردنظراست) باشد

$$R(r)P_l(\cos\theta)$$

حال‌این عبارت را می‌توان با مولفهٔ l ام عبارت (الف‌ــ۲۳) مقایسه‌کرد. بخصوص، اگرمطالعهٔ خود را به‌امواج s محدود کنیم، به‌کمک معادلات (الف‌ــ ۳۱) و (الف ــ۳۲) داریم

$$R(r) = a\left(\frac{\sin kr}{kr} + f_0\frac{e^{ikr}}{r}\right)$$

$$= \frac{a}{2ikr}\left[(1 + 2ikf_0)e^{ikr} - e^{-ikr}\right] \qquad \text{یا}$$

$$u(r) \sim (1 + 2ikf_0)e^{ikr} - e^{-ikr} \qquad \text{(الف ــ ۳۳)}$$

که در آن ما فقط به‌وابستگی شعاعی تابع موج تاکید کرده‌ایم. با در آوردن تابع موج شعاعی به‌این‌شکل، با اندکی‌تامل می‌توان دامنهٔ پراکندگی f_0 را شناخت سپس، ازمعادلهٔ (الف‌ــ۲۰) می‌توان سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی موج s را محاسبه کرد

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_0|^2 \qquad \text{(الف ــ ۳۴)}$$

که مستقل از زاویه θ است[۱۰]. همچنین، از معادلهٔ (الف‌ــ۲۱) داریم

---

۱۰ ــ از این واقعیت، در بخش ۳ــ۳ ب استفاده کردیم.

$$\sigma = 4\pi|f_0|^2 \qquad \text{(الف ــ ۳۵)}$$

در زیر نشان خواهیم داد که، در فواصل دور از پراکننده، تابع موج[۱۰] s را می‌توان همیشه به‌شکل (الف ــ ۳۳) نوشت.

انتقال فاز موج

در بخش (۵ــ۴ د) استدلال کردیم که تنها آن دسته از ذرات فرودی با یک l معین (اکنون بگوئید: پاره موجهای با یک l معین) تحت تاثیر برهم‌کنش هسته‌ای واقع می‌شوند، که‌برای آنها $l \lesssim R/\lambda$ باشد. درمورد پراکندگی n-p، مقدار R را باید مساوی با برد r_0 ($\approx$2 F) برهم‌کنش گرفت، و نه شعاع دوترون. با ملاحظهٔ جدول (۵ــ۲)، می‌بینیم که‌برای انرژیهای c.m. باید زیرتقریباً 5 Mev (انرژیهای lab. زیر 10 Mev) برهم‌کنش n-p باید فقط با $l = 0$ انجام شود. لذا از این به‌بعد مطالعهٔ خود را به‌امواج s محدود می‌کنیم.

در این مورد، معادلهٔ شرودینگری که باید حل کنیم همان معادلهٔ (الف ــ ۳) است. اما در مسالهٔ پراکندگی، انرژی E مثبت و برابر انرژی جنبشی T_0 ذرهٔ فرودی (در c.m.) است. همانطور که در بخش قبل نشان دادیم، باید جواب را در فواصل دورازپراکننده پیدا کنیم و آنرا جهت محاسبهٔ $d\sigma/d\Omega$ به‌شکل (الف ــ ۳۳) در آوریم. "دوراز پراکننده" به‌معنای این‌است‌که $V(r)$ باید در آنجا صفر باشد. برای چاه مربعی (الف ــ ۱) این امر در $r > r_0$ رخ می‌دهد. از اینرو، ما باید فقط معادلهٔ

$$-\frac{\hbar^2}{M}\frac{d^2u}{dr^2} = T_0 u \qquad \text{(الف ــ ۳۶)}$$

را حل کنیم. عمومی‌ترین جواب عبارت است از

$$u = A \sin(kr + \delta_0) \qquad \text{(الف ــ ۳۷)}$$

که درآن $k = (MT_0)^{\frac{1}{2}}/\hbar$، و A و δ_0 ثابتهایی هستندکه باید توسط جواب معادلهٔ (الف ــ ۳) در ناحیه‌ای که $V(r)$ متناهی است، تعیین شوند. کمیت δ_0 را "**انتقال فاز موج** s" می‌نامیم. این‌کمیت‌را اغلب به‌جای f_0 برای پارامتری‌کردن سطح مقطع دیفرانسیلی (الف ــ ۳۴) به‌کار

---

۱۱ ــ این را نیز می‌توان به‌مقادیر دیگر l تعمیم داد.

می‌بریم . حال معادلهٔ (الف ـ۳۷) را به‌شکل (الف ـ۳۳) می‌نویسیم

$$u = \frac{Ae^{-i\delta_0}}{2i}(e^{2i\delta_0}e^{ikr} - e^{-ikr}) \qquad \text{(الف ـ ۳۸)}$$

اولا" ، ملاحظه می‌کنیم که این کار امکان‌پذیر است ، ثانیا" ، مشاهده می‌کنیم که

$$1 + 2ikf_0 = e^{2i\delta_0}$$

$$f_0 = \frac{e^{2i\delta_0} - 1}{2ik} = \frac{e^{i\delta_0}\sin\delta_0}{k} \qquad \text{(الف ـ ۳۹)}$$

از اینرو

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sin^2\delta_0}{k^2} = \lambda^2\sin^2\delta_0 \qquad \text{(الف ـ ۴۰)}$$

و

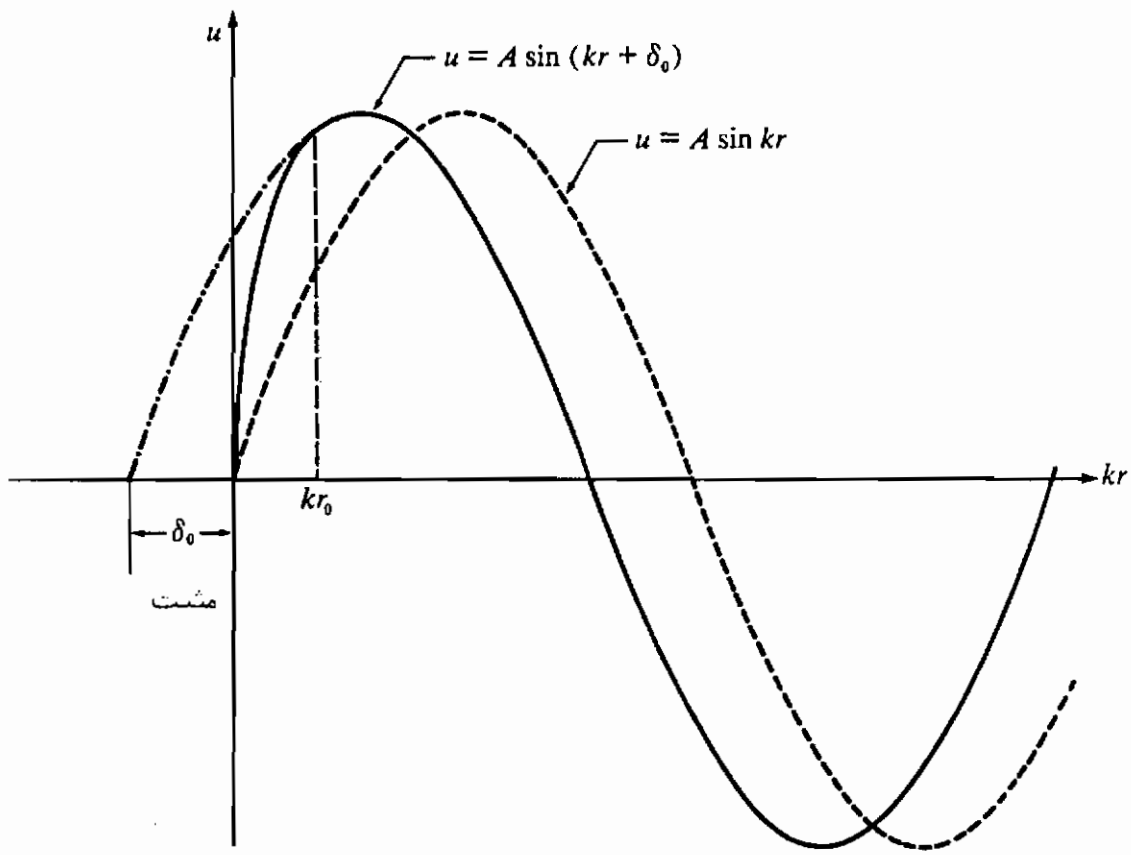
$$\sigma = 4\pi\lambda^2\sin^2\delta_0 \qquad \text{(الف ـ ۴۱)}$$

اهمیت تغییر فاز را می‌توان از بحث زیر دریافت : اگر هیچ پتانسیلی وجودنداشته باشد ، معادله (الف ـ۳۶) عبارت از معادلهٔ صحیح شرودینگر در همه‌جا ، حتی در $r = 0$ است ، و معادله (الف ـ۳۷) جواب صحیح آن است . اما چون $u(0) = 0$ [معادلهٔ (۲ ـ ۵۴) ملاحظه کنید] ، در این مورد باید قرار دهیم $\delta_0 = 0$ به‌طوری که

$$u = A\sin kr \qquad \text{(الف ـ ۴۲)}$$

جواب واقعی است . همچنین $\sigma = 0$ ، واضح است ، چه بدون پراکنده هیچ پراکندگی نمی‌تواند وجود داشته باشد . بنابراین ، انتقال فاز δ_0 عبارت است از انتقال در فاز تابع موج وقتی که پتانسیل را "روشن" کنیم . می‌توان نشان داد که اگر یک پتانسیل جاذبه را به‌آهستگی روشن کنیم ، همواره δ_0، در ابتداء مثبت است ، و اگر یک پتانسیل دافعه به‌آهستگی روشن شود همیشه δ_0، در ابتداء منفی است . یک δ_0 مثبت به‌معنای آن است که تابع موج مطابق شکل (الف ـ۴)[۱۲] به‌طرف داخل کشیده می‌شود .

۱۲ـ منظور این است که اگر پتانسیل را به‌صورت $\alpha V(r)$ بنویسیم ، α به‌آهستگی از ۰ تا ۱ تغییر کند .



شکل‌الف ــ ۴: تعریف انتقال فاز. بدون یک پتانسیل پراکندگی، تابع موج به‌شکل $u = A \sin kr$ است. حضور یک پتانسیل $V(r)$ تابع موج را در فواصل دور از پراکننده، که در آن $V(r) = 0$، $u = A \sin(kr + \delta_0)$ تغییر می‌دهد. برای یک پتانسیل جاذبه، تابع موج به‌طرف داخل کشیده می‌شود و δ_0 مثبت است.

طول پراکندگی[۱۳]

یک پارامتر مفید دیگر، خصوصاً در کار با نوترونهای خیلی کند، موسوم به‌طول پراکندگی است. این پارامتر را به‌صورت منفی مقدار f_0 [معادلهٔ (الف‌ــ۳۹)] درحدانرژی فرودی صفر یا $k \to 0$، تعریف می‌کنیم

$$a = \lim_{k \to 0} -f_0 \qquad \text{(الف ــ ۴۳)}$$

---

۱۳ ــ این پارامتر را در بخش ۵ــ۵ ب معرفی کردیم.

چون وقتی $k \to 0$ مقدار f_0 نمی‌تواند نامتناهی بشود (چه در غیر این‌صورت σ نامتناهی خواهد شد) معادلهٔ (الف ـ ۳۹) نشان می‌دهد که δ_0 نیز باید به‌صفر میل کند و همچنین[۱۴]

$$a = \lim_{k\to 0} -\frac{e^{i\delta_0}\sin\delta_0}{k} = -\frac{\delta_0}{k} \qquad \text{(الف ـ ۴۴)}$$

بنابراین، سطح مقطع (الف ـ ۴۱) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت.

$$\sigma(k \to 0) = 4\pi a^2 \qquad \text{(الف ـ ۴۵)}$$

اهمیت فیزیکی زیر را می‌توان به a نسبت داد: در انرژیهای خیلی کم تابع موج (الف ـ ۳۷) را در خارج از برد پتانسیل می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$\begin{aligned} u &= A\sin k(r-a) \\ &\approx Ak(r-a) \end{aligned} \qquad \text{(الف ـ ۴۶)}$$

از اینرو طول پراکندگی، مطابق شکل (الف ـ ۵)، عبارت است از محل تقاطع برون یابی شدهٔ تابع موج با محور r. همینطور می‌توان ملاحظه کرد که اگر تابع موج داخلی دارای یک شیب منفی در $r = r_0$ باشد، a مثبت است. چون شیب منفی موید حالت مقید ممکن است (شکل الف ـ ۱ را ملاحظه کنید) پراکندگی از پتانسیلی که منجر به‌یک حالت مقید می‌شود، یک a ی مثبت ایجاد می‌کند. همین‌طور، اگر پتانسیل فقط یک حالت مجازی بدهد، شیب تابع موج داخلی در $r = r_0$ مثبت بوده و a منفی است. این موارد را به‌ترتیب در شکلهای (الف ـ ۵، الف و ب) نشان داده‌ایم.

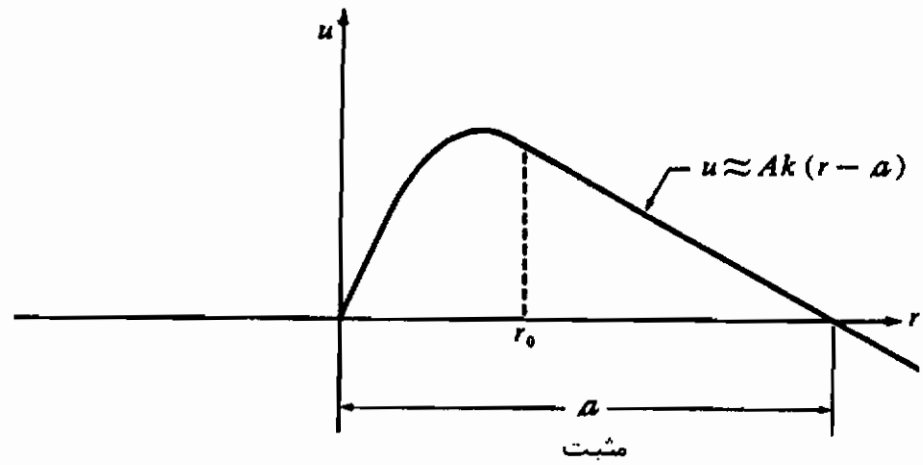
الف ـ ۳ پراکندگی نوترون ـ پروتون

پارامتری کردن سطح مقطع پراکندگی موج s توسط دامنهٔ پراکندگی f_0 یا انتقال فاز δ_0 (یا توسط طول پراکندگی a) برای سهولت بحث است، چه هنوز مجبوریم مساله‌را

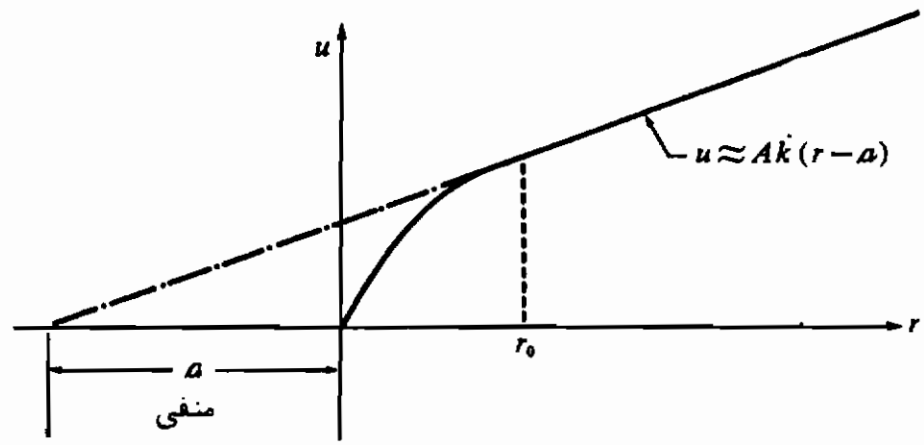
---

۱۴ ـ تعریف (الف ـ ۴۳) بیان نمی‌کند که آیا a صفر خواهد بود یا متناهی، هرچندکه از نظر فیزیکی، حتی در انرژیهای خیلی کم، ما انتظاز یک سطح مقطع متناهی‌را داریم.

۱۵ ـ چون A می‌تواند مثبت یا منفی باشد دقیقا" می‌توان گفت که مشتق لگاریتمی‌در r_0 علامت a را تعیین می‌کند. اما $(1/u)(du/dr)$ مستقل از A است.



(الف)



(ب)

شکل‌الف ــ ۵: تعریف طول پراکندگی. در انرژیهای خیلی کم، تابع موج نوترون را درفواصل‌دوراز پراکننده می‌توان به‌صورت $u \approx AK(r-a)$ نوشت. اگر پتانسیل یک حالت مقید ایجاد کند، a، مطابق شکل‌الف، مثبت‌است. اگر پتانسیل به‌یک تراز نامقید (مجازی) منتهی شود، a مطابق شکل (ب) منفی است.

برحسب برهم‌کنشهای هسته‌ای واقعی حل کنیم، ولی کار ما با پارامتری کردن ساده می‌شود.

در مسالهٔ پراکندگی n-p، دوباره برای پتانسیل هسته‌ای فرض ساده چاه مربعی (معادلهٔ الف ــ ۱) را در نظر می‌گیریم و معادلهٔ (الف ــ۳) را در ناحیه $r < r_0$ حل‌می‌کنیم. جواب، شکل ریاضی (الف ــ۶) را دارد

$$u = C \sin K'r \longrightarrow K' = [M(V_0 + T_0)]^{\frac{1}{2}}/\hbar \qquad (\text{الف} - ۴۷)$$

یادآوری می‌کنیم که T_0 انرژی جنبشی ذرات فرودی در دستگاه مرکزجرم است. تابع (الف ـ۴۷) و مشتق آن باید در $r = r_0$ با تابع موج خارجی (الف ـ ۳۷) تطبیق کند. با حذف ثابتهای A و C خواهیم داشت

$$K' \cot K' r_0 = k \cot (k r_0 + \delta_0) \qquad \text{(الف ـ ۴۸)}$$

برای حل سریع این معادله برحسب δ_0 موقتاً" مفروضات سادهٔ زیر را در نظر می‌گیریم:

۱ـ فرض می‌کنیم که طول پراکندگی a (معادلهٔ الف ـ ۴۴) خیلی بزرگتر از برد r_0 پتانسیل باشد، به‌طوری‌که، اقلاً" در انرژیهای خیلی کم نوترون بتوان از kr_0 در مقابل δ_0 صرفنظر کرد.

۲ـ برای انرژیهای فرودی کم ($T_0 \ll V_0$) فرض می‌کنیم

$$K' \approx K \qquad \text{(الف ـ ۴۹)}$$

که در آن K توسط معادلهٔ (الف ـ ۴) داده می‌شود. مفهوم ضمنی این مطلب این است که تا وقتی $|E| \ll V_0$ باشد، شکل تابع موج داخلی عملاً" مستقل از انرژی E در معادلهٔ (الف ـ۳) است.

اکنون از مقایسه معادله (الف ـ۴۸) با معادلهٔ (الف ـ۸) خواهیم داشت

$$k \cot \delta_0 \approx -\kappa \qquad \text{(الف ـ ۵۰)}$$

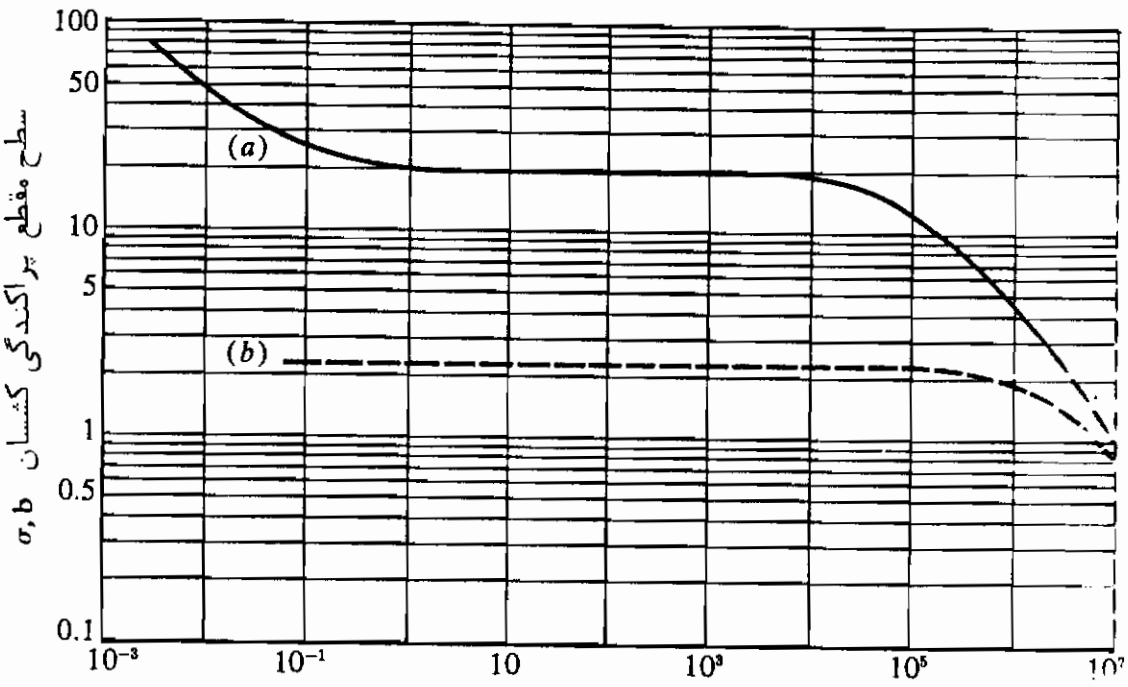
که در آن κ توسط معادلهٔ (الف ـ ۵۰) داده می‌شود. با جایگزاری در معادلهٔ (الف ـ ۴۰) و توجه به‌اینکه $\sin^2 \alpha = 1/(1 + \cot^2 \alpha)$، بالاخره نتیجه می‌گیریم

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{1}{k^2 + \kappa^2} = \frac{\hbar^2}{M} \frac{1}{T_0 + B} \qquad \text{(الف ـ ۵۱)}$$

$$\sigma \approx \frac{4\pi\hbar^2}{M} \frac{1}{T_0 + B} = \frac{5.2}{(T_0 + B) \text{ in Mev}} \text{ barn} \qquad \text{(الف ـ ۵۲)}$$

برای $T_0 \ll B\,(= 2.23 \text{ Mev})$، این معادله مقدار $\sigma \approx 2.3 \text{ b}$ را به‌دست می‌دهد که‌کاملاً" با مقدارتجربی 20.4 b، که در شکل (الف ـ۶) نشان داده شده‌است، مغایرت دارد. (توجه‌کنیدکه در شکل الف ـ ۶ انرژی جنبشی آزمایشگاهی $T_n = 2T_0$ را درامتدادمحورطولها برده‌ایم.) در انرژیهای بالاتر، معادلهٔ (الف ـ ۵۲) به‌سطح مقطع تجربی نزدیک می‌شود.

ویگنر[۱۶] (۱۹۳۳) راهی را برای رفع این ناسازگاری پیشنهاد کرد. وی عنوان کرد که در پراکندگی n-p، ذرات می‌توانند یا با اسپین کل 1 (به‌نام حالت سه‌تایی) یا با اسپین کل ۰ (به‌نام حالت یکتایی) برخوردکنند. اگر برهم‌کنش هسته‌ای دارای قدرت یا برد (یاهردو) متفاوتی باشد، باید معادلهٔ[۶] (الف ــ ۴۰)، و در نتیجه معادلهٔ[۶] (الف ــ ۵۲) را اصلاح کرد.



شکل الف ــ ۶: سطح مقطع انتگرال گرفته شده پراکندگی نوترون ــ پروتون بر هر پروتون گاز هیدرژن. (الف) منحنی تجربی. در انرژی‌های کم یک افزایش در سطح مقطع که ناشی از اثرات پیوستگی مولکولی و جنبش حرارتی است، قابل مشاهده است. (ب) سطح مقطع محاسبه شده توسط معادلهٔ[۶] (الف ۵۱)، منحنی تجربی را به‌خوبی دنبال می‌کند[۱۷].

احتمال برخورد در حالت سه‌تایی سه‌برابر احتمال برخورد در حالت یکتایی‌است، زیرا بردار اسپین کل $\mathbf{S}$ می‌تواند $2S+1$ سمتگیری در فضا داشته باشد. هر سمتگیری توسط عدد کوانتومی اسپین مغناطیسی m_S مشخص می‌شود [شبیه به m در معادلهٔ[۶] (۲ــ۴۴)] که

۱۶ــ مقاله منتشرنشده. کتاب Bethe و Bacher. ۱۹۳۷ را ملاحظه کنید.

۱۷ – D. J. Hughes and R. B. Schwartz, "Neutron Cross Sections," Brookhaven National Lab. BNL 325, 2d ed., U.S. Government Printing Office, Washington, 1958.

می‌تواند مقادیر از $S-$ تا S را با گامهای صحیح اختیار کند. اگر $S=0$ باشد، فقط $m_S=0$ می‌تواند رخ دهد، اما اگر $S=1$ باشد $m_S=-1,\ 0,1$ امکان‌پذیرند. بنابراین:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{3}{4}\frac{\sin^2\delta_{0t}}{k^2}+\frac{1}{4}\frac{\sin^2\delta_{0s}}{k^2} \qquad \text{(الف ــ ۵۳)}$$

که در آن شاخصهای پایین t و s به‌ترتیب دلالت بر حالت‌های سه‌تایی و یکتایی می‌کنند.

از بحث بخش الف ــ ۱، می‌دانیم که برهم‌کنش سه‌تایی منجر به‌حالت‌پایهٔ دوترون در انرژی $E=-B$ می‌شود. اگر برهم‌کنش یکتایی، یک حالت با انرژی $E=E^*$ ایجادکند (که E^* می‌تواند مثبت یا منفی باشد)، سطح مقطع انتگرال گرفته شده عبارت است از:

$$\sigma\approx\frac{\pi\hbar^2}{M}\left(\frac{3}{T_0+B}+\frac{1}{T_0+|E^*|}\right) \qquad \text{(الف ــ ۵۵)}$$

مقایسه با سطح مقطع n-p در انرژیهای کم، منجر به $|E^*|\approx 70$ kev و توافق نسبتاً خوبی با تمامی سطح مقطع تجربی (شکل الف ــ ۶) می‌شود.

چون انرژی E^* در مقایسه با V_0 خیلی کوچک است تابع موج یکتایی داخل پتانسیل هسته نیز تقریباً یک موج ربع سینوسی است [مانند مورد سه‌تایی شکل (الف ــ۱)]. بنابر این در بارهٔ قدرت V_{0s} و برد r_{0s} برهم کنش یکتایی اطلاعاتی بیش از آنچه که از معادلهٔ (الف ــ ۱۱) برای برهم‌کنش سه‌تایی به‌دست می‌آید، کسب‌می‌کنیم. به‌عبارت دیگر، تا اینجا فقط می‌دانیم که

$$V_{0t}r_{0t}^2\approx V_{0s}r_{0s}^2\approx 1.0\ \text{Mev-barn} \qquad \text{(الف ــ ۵۶)}$$

تقریب برد صفر $kr_0\ll\delta_0$ که ما به‌کار برده‌ایم [معادلهٔ (الف ــ ۵۰)] حاوی تمام اطلاعات پیرامون برد برهم‌کنش هسته‌ای‌است. اگر دوفرض سادهٔ مقدم بر معادلهٔ (الف ــ ۵۰) را اتخاذ نکرده بودیم، همان عبارات سطح مقطع (الف ــ ۵۱) و (الف ــ ۵۲) را به‌دست می‌آوردیم که در ضریب[۱۸] زیر ضرب شده بودند.

$$(1+\kappa r_0+k^2\gamma_0^2\text{ از جملات مرتبهٔ بالاتر}) \qquad \text{(الف ــ ۵۷)}$$

سطح مقطع یکتایی نیز باید تصحیح شود. با استفاده از اطلاعات به‌دست آمده‌ازپراکندگی

---

۱۸ — Evans, 1955, chap. 10, sec. 3.

نوترونها از پاراهیدرژن، که در بخش الف ــ ۴ مورد بحث قرار می‌گیرد، و از پراکندگی پروتون ــ پروتون، می‌توان پارامترهای مختلف قدرت و برد را به‌دست آورد. این پارامترها را در بخش الف ــ ۵ خلاصه کرده‌ایم و به‌وضوح نشان می‌دهند که نیروهای هسته‌ای به‌اسپین بستگی دارند، یعنی، برهم‌کنش در حالت‌های یکتایی و و سه‌تایی کاملا" متفاوت است.

اگرچه ما فقط پتانسیل چاه مربعی را در نظر گرفتیم، معذالک یک روش عمومی برای استخراج اطلاعات پیرامون برد و قدرت از داده‌های هسته‌ای وجود دارد، که بر پتانسیلهای با شکل شعاعی دلخواه قابل اعمال است. این روش را **تقریب برد موثر**[۱۹] می‌نامند.

الف ــ ۶ حالت مجازی دوترون.

پراکندگی نوترون توسط پاراهیدروژن

شوینگر و تلر (۱۹۳۷) روش مستقیمی ارائه دادند که نشان می‌دهد برهم‌کنش n-p حقیقتا" به‌اسپین بستگی دارد. آنها همچنین توانستند براساس پیشنهاد خود، علامت انرژی برانگیختگی E^* در معادلهٔ (الف ــ ۵۵) را نیز تعیین کنند.

ابعاد مولکولهای معمولی از مرتبه 10^{-8} سانتیمتر یا 10^{-5} فرمی است. اگر نوترونها توسط مولکولها پراکنده شوند، تا وقتیکه طول موج دوبروی (کاهش یافته) نوترون خیلی کمتر از فاصلهٔ بین هسته‌ها باشد، پراکندگی مستقل از هسته مختلف در هر مولکول رخ خواهد داد. این، در مورد نوترونهای با انرژی بیش از 1 ev صادق است (جدول ۵ــ۲) را ملاحظه کنید). اما برای انرژیهای نوترونی کمتر از 10^{-3} ev، پراکندگی نوترون از تمامی مولکول رخ خواهد داد. در این مورد اصطلاحا" می‌گوییم که پراکندگی از هسته‌های داخل مولکول، **همدوس** است.

از دیدگاه نظریه پراکندگی، پتانسیل V ی مولکول در معادلهٔ (الف ــ۲۲)، متشکل از تک تک پتانسیلهای پراکندگی منفرد هسته‌هاست: $V_1 + V_2 + \cdots$. مادامی که طول موج نوترون خیلی بزرگتر از فاصلهٔ بین هسته‌ای است، موج پراکنده در فواصل دور از مولکول در یک امتداد شعاعی نسبت به‌مرکز مولکول حرکت خواهد کرد. موضع دقیق تک تک هسته‌ها، نقشی در این تقریب بازی نمی‌کند. از اینرو، تابع موج کل مساله پراکندگی، در مانستگی با معادلهٔ (الف ــ۲۳)، عبارت است از

$$\psi = a\{e^{ikz} + [f_1(\theta) + f_2(\theta) + \cdots]r^{-1}\, e^{ikr}\} \qquad \text{(الف ــ ۵۸)}$$

---

۱۹ — Evans, 1955, chap. 10, sec. 3.

که در آن هر دامنهٔ پراکندگی، مربوط به‌یک هستهٔ بخصوص است. بنابراین مطابق آنچه که درست پیش از معادلهٔ (الف ــ ۲۰) دیدیم

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_1(\theta) + f_2(\theta) + \cdots|^2 \qquad \text{(الف ــ ۵۹)}$$

درمورد پراکندگی موج s، سطح مقطع پراکندگی انتگرال‌گرفته شد. هر مولکول (الف ــ ۳۵)، مطابق نمادگذاری متداول، خواهد شد.

$$\sigma = 4\pi\,|f_{01} + f_{02} + \cdots|^2 \qquad \text{(الف ــ ۶۰)}$$

که، در انرژیهای نوترونی خیلی کم، که در اینجا موردنظر ماست، می‌توان آنرا برحسب طولهای پراکندگی منفرد (الف ــ ۴۳) نیز نوشت.

$$\sigma = 4\pi(a_1 + a_2 + \cdots)^2 \qquad \text{(الف ــ ۶۱)}$$

اکنون این فرمول را در مورد پراکندگی نوترون توسط مولکولهای هیدروژن به‌کار می‌بریم. در یک مولکول هیدرژن، اسپینهای دوپروتون می‌توانند یا موازی (اورتوهیدرژن) یا پادموازی (پاراهیدرژن) باشند. در دمای اطاق، یک مخلوط آماری از این دونوع مولکول وجود دارد (به‌نسبت ۱ : ۳) ولی در دماهای خیلی پائین (کمتراز 90°K)، گاز هیدرژن فقط متشکل از مولکولهای پاراهیدروژن است، زیرا انرژی مولکولی داخلی آنها کمتر از انرژی اورتوهیدروژن است.

نوترونی که توسط یک مولکول پاراهیدروژن پراکنده می‌شود، نسبت به‌یک پروتون در حالت سه‌تایی، و نسبت به‌پروتون دیگر در حالت یکتایی خواهد بود. بنابراین، در سطح مقطع پراکندگی (الف ــ ۶۱)، طولهای پراکندگی سه‌تایی و یکتایی، به‌نسبت ۱ : ۳ خواهد بود. با در نظرگرفتن ضرایب، دیگر مربوط به‌اسپین، شوینگر و تلر نشان دادند که[۲۰]

$$\sigma_{\text{para}} = 6.69\,(3a_t + a_s)^2$$

از نقطه نظر تجربی، $\sigma_{\text{para}} \approx 5\ \text{b}$، که نتیجه می‌دهد

$$|3a_t + a_s| \approx 8.7\ \text{F} \qquad \text{(الف ــ ۶۲)}$$

---

۲۰ — Blatt and Weisskopf, 1952, chap. 2, secs. 3.C and D.

با نوشتن سطح مقطع n-p در انرژی‌های کم ($T_n > 1$ ev) و در دمای اطاق برحسب طولهای پراکندگی، از معادلات (الف ــ۵۳) و (الف ــ۴۴) خواهیم داشت

$$\sigma = \pi(3a_t^2 + a_s^2) \qquad \text{(الف ــ ۶۳)}$$

که در آن، از مقایسه باعبارت (الف ــ۵۱) یا (الف ــ۵۵)

$$a_t \approx \kappa^{-1} = 4.3 \text{ F} \qquad \text{(الف ــ ۶۴)}$$

به‌طوری که از مقدار تجربی $\sigma = 20.4$ b (شکل الف ــ ۶) داریم

$$a_s \approx \pm 24 \text{ F} \qquad \text{(الف ــ ۶۵)}$$

برای برقراری معادلهٔ (الف ــ ۶۲)، باید برای a_s علامت منفی در نظر بگیریم. بنابراین از توضیحاتی که در انتهای بخش (الف ــ۲) دادیم و از شکل (الف ــ۵)، ملاحظه می‌کنیم که برهم‌کنش یکتایی باید منجر به‌یک حالت مجازی شود.

از به‌کاربردن معادلهٔ (الف ــ۴۸) در انرژیهای بسیار کم، می‌توانیم معادلاتی را به‌دست آوریم که برای برهم‌کنشهای سه‌تایی و یکتایی، پارامترهای چاه (V_0 و r_0) را به طولهای پراکندگی مربوط می‌سازند[۲۱]. از اینجا می‌توان پارامترهای جداگانه را به‌دست‌آورد.

الف ــ ۵ پارامترهای نیروی دو ــ نوکلئونی

تحلیل پراکندگی پروتون ــ پروتون نیز بسیار مفید است، زیرا پراکندگی p-p در انرژی کم فقط در حالت یکتایی s امکان‌پذیر است. حالت سه‌تایی s برای دوپروتون، ناقض اصل طرد پاولی[۲۲] است. البته پراکندگی کولنی را باید در نظر گرفت، ولی مقدار آن با آنچه در معادلهٔ (۵ــ۴۵) دیدیم یکی نیست، زیرا دو ذره یکسان هستند. (بعد از پراکندگی، تمیز ذره فرودی از هسته هدف غیرممکن است). مات (۱۹۳۰) برای اولین بار این اثر مکانیک کوانتومی را محاسبه کرد. پراکندگی کولنی و هسته‌ای به‌طور همدوس تداخل می‌کنند ازاینرو باید عبارتی نظیر (الف ــ ۵۹) برای سطح مقطع به‌کار برد. نتیجهٔ حاصل به‌صورت زیر است

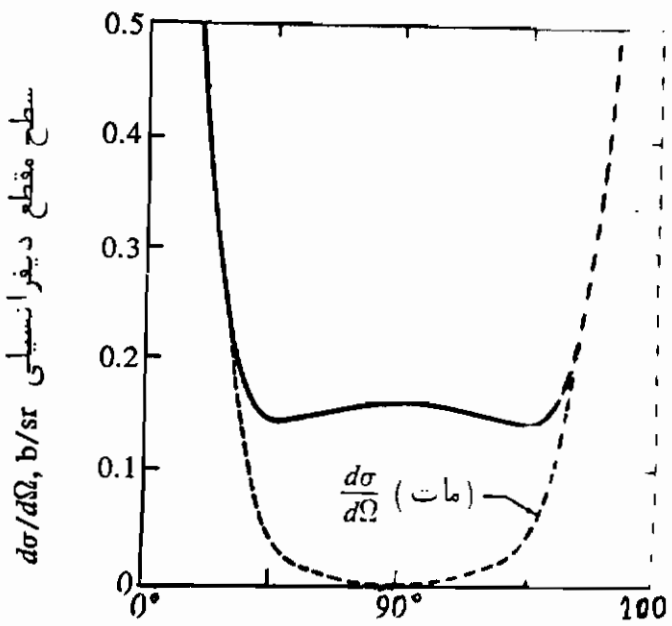
---

۲۱ ــ ر. ک مساله ۶ ــ ۵

۲۲ ــ پائینترین حالت سه‌تایی s برای دوالکترون اتم هلیوم نیز وجود ندارد.

$$\frac{d\sigma(p,p)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{Mott}}}{d\Omega} + A(\theta, \delta_{0s}) + \frac{\sin^2 \delta_{0s}}{k^2} \qquad \text{(الف ــ ۶۶)}$$

که درآن $A(\theta, \delta_{0s})$ یک جملهٔ مربوط به‌تداخل است . یک سطح مقطع نوعی را درشکل(الف ــ ۷) نشان داده‌ایم . از تحلیل داده‌ها ، پس از اعمال تصحیح اثرکولنی ، پراکندگی یکتایی مساوی 17 F ــ و پارامتر برد یکتایی $r_{0s} = 2.7$ F به‌دست آمده است .



شکل الف ــ ۷ : سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان پروتون ــ پروتون توسط پروتونهای با انرژی ۲/۴ Mev نزدیک زاویه 90° در c.m. (زاویهٔ ۴۵° در lab).پراکندگی اساسا" توسط برهم‌کنش هسته‌ای رخ می‌دهد . در زوایای جلو و عقب ، برهم‌کنش کولنی برتری دارد[۲۳] .

جدول (الف ــ ۱)اطلاعات موردبحث را خلاصه می‌کند . اختلاف بین برهم‌ــ کنشهای یکتایی و سه‌تایی کاملا" مشهوداست و وابستگی نیروی هسته‌ای‌را به‌اسپین‌درهسته‌های مرکب‌تائید می‌کنند . اختلاف اساسی بین طولهای پراکندگی یکتایی را برای پراکندگی *n-p* و برای *p-p* می‌توان ناشی از اختلاف بین گشتاورهای مغناطیسی نوترون و پروتون‌دانست .

۲۳ ــ J. D. Jackson and J. M. Blatt, *Rev. Mod. Phys.* **22**:77 (1950)

یک اختلاف کوچک باقیمانده به‌این عقیده منجر شده است که نیروی هسته‌ای ممکن است کاملا" مستقل از بارباشد . برهم‌کنش n-n (که نیز فقط در حالت یکتایی s ، در انرژیهای‌کم ، امکان دارد)رامی‌توان‌به‌طور غیرمستقیم از واکنشهایی نظیر $H^2 + \pi^- \rightarrow 2n + \gamma$ یا $H^2 + n \rightarrow 2n + p$ درک کرد . مقدار 17 F− با داده‌ها سازگار است و مبین تقارن باری نیروی هسته‌ای است .

تابلو الف ــ ۱ : پارامترهای چاه مربعی برای برهم‌کنش دونوکلئونی[۲۴] .

برهم‌کنش	طول پراکندگی a F	برد r_0 F	قدرت V_0 Mev
سه‌تایی	۵/۴	۲/۰	۳۶
یکتائی	−۲۳/۷‡, ۱۷§	۲/۵	۱۸

‡ برای برهم‌کنش (n-p)

§ برای برهم کنش (p-p)

۲۴ — From M. A. Preston, *Physics of the Nucleus*, Addison-Wesley Publishing Co., Inc., Reading, 1962, by permission.

پیوست ب

خواص فیزیکی عناصر

عدد اتمی Z	عنصر	وزن اتمی یا ملکولی $\mathcal{M}$	چگالی g/cm^3 ρ	cm^3/هسته $(\times 10^{22})$ n
1	H_2	2.016	8.99×10^{-5}	**
2	He	4.003	17.85×10^{-5}	*
3	Li	6.940	0.534	4.64
4	Be	9.013	1.85	12.37
5	B	10.82	2.34[a]	13.03
6	C	12.01	2.25[b]	11.29
7	N_2	28.02	1.25×10^{-3}	**
8	O_2	32.000	1.43×10^{-3}	**
9	F_2	38.00	1.69×10^{-3}	**
10	Ne	20.18	9.00×10^{-4}	*
11	Na	22.99	0.97	2.54
12	Mg	24.32	1.74	4.31
13	Al	26.98	2.702	6.03
14	Si	28.09	2.329	5.00
15	P	30.98	1.82[c]	3.54

a بی‌شکل b گرافیت c فسفر زرد، P_4 ؛ وزن مولی = ۱۲۳/۹۲ d لوزی‌شکل، S_8 ؛ وزن مولی= ۲۵۶/۵۳ ، e جامد ، ۲۹/۶ °C ؛نقطهٔ ذوب = ۲۹/۸°C f ، بلور سیاه، As_4 ؛ وزن مولی= ۲۹۹/۶۴ g ، بی‌شکل Se_8 وزن مولی= ۶۳۱/۶۸ ،شش‌وجهی i At ، ۲۲/۵ °C هشت‌وجهی (معمولی؛ β) k تانتالوم فلزی

* گاز تک اتمی؛ cm^3/هسته $۲/۶۹\times۱۰^{۱۹}$ در NTP

** گاز دواتمی؛ cm^3/هسته $۵/۳۸\times۱۰^{۱۹}$ در NTP

† From J. B. Marion, 1960 Nuclear Data Tables, Part III, Nuclear Data Project, *Natl. Acad. Scl.—Natl. Res. Council, Nucl. Sci. Ser.*, Washington, 1960. Available from U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.

عدد اتمی Z	عنصر	وزن اتمی یا ملکولی $\mathscr{M}$	چگالی g/cm^3 ρ	هسته cm^3 $(\times 10^{22})$ n
16	S	32.066	2.07[d]	3.89
17	Cl_2	70.91	3.214×10^{-3}	**
18	A	39.944	1.784×10^{-3}	*
19	K	39.10	0.86	1.33
20	Ca	40.08	1.55	2.33
21	Sc	44.96	2.5	3.35
22	Ti	47.90	4.5	5.66
23	V	50.95	5.96	7.05
24	Cr	52.01	7.20	8.34
25	Mn	54.94	7.20	7.90
26	Fe	55.85	7.86	8.48
27	Co	58.94	8.9	9.10
28	Ni	58.71	8.90	9.13
29	Cu	63.54	8.92	8.46
30	Zn	65.38	7.14	6.58
31	Ga	69.72	5.904[e]	5.10
32	Ge	72.60	5.35	4.44
33	As	74.91	5.727[f]	4.61
34	Se	78.96	4.82[g]	3.68
35	Br_2	159.83	2.928	2.07
36	Kr	83.80	3.71×10^{-3}	*
37	Rb	85.48	1.532	1.08
38	Sr	87.63	2.6	1.79
39	Y	88.92	5.51	3.73
40	Zr	91.22	6.4	4.23
41	Nb	92.91	8.55	5.54
42	Mo	95.95	10.2	6.40
43	Tc	98	—	—
44	Ru	101.1	12.06[h]	7.19
45	Rh	102.91	12.4	7.26
46	Pd	106.70	11.40[i]	6.44
47	Ag	107.88	10.5	5.86
48	Cd	112.41	8.642	4.63
49	In	114.82	7.30	3.83
50	Sn	118.70	7.28[j]	3.70
51	Sb	121.76	6.684	3.07
52	Te_2	255.22	6.25	2.95
53	I_2	253.81	4.93	2.34
54	Xe	131.3	5.85×10^{-3}	*
55	Cs	132.91	1.873	0.85
56	Ba	137.36	3.5	1.54
57	La	138.92	6.15	2.67

عدد اتمی Z	عنصر	وزن اتمی یا ملکولی $\mathscr{A}$	چگالی g/cm^3 ρ	هسته $/cm^3$ $(\times 10^{22})$ n
58	Ce	140.13	6.7[h]	2.88
59	Pr	140.92	6.5	2.78
60	Nd	144.27	6.9	2.88
61	Pm	145 .	—	—
62	Sm	150.35	7.7	3.09
63	Eu	152.00	5.22	2.07
64	Gd	157.26	7.95	3.05
65	Td	158.93	8.33	3.16
66	Dy	162.51	8.56	3.17
67	Ho	164.94	8.76	3.20
68	Er	167.20	9.16	3.30
69	Tm	168.94	9.35	3.33
70	Yb	173.04	7.01	2.44
71	Lu	174.99	9.74	3.35
72	Hf	178.60	13.3	4.49
73	Ta	180.95	16.6[k]	5.53
74	W	183.86	19.3	6.32
75	Re	186.22	20.53	6.64
76	Os	190.20	22.48	7.12
77	Ir	192.2	22.42	7.03
78	Pt	195.09	21.45	6.62
79	Au	197.0	19.3	5.90
80	Hg	200.61	13.55	4.07
81	Tl	204.39	11.85	3.49
82	Pb	207.21	11.34	3.30
83	Bi	209.00	9.80	2.83
84	Po	210	9.24	2.65
85	At	211	—	—
86	Rn	222.00	9.73×10^{-3}	*
87	Fr	223	—	—
88	Ra	226.05	5	1.3
89	Ac	227	—	—
90	Th	232.05	11.2	2.94
91	Pa	231	15.4	4.02
92	U	238.07	18.7	4.73
93	Np	237	—	—
94	Pu	239	19.74	4.98

پیوست ج

خواص ویژهٔ هسته‌های پایدار

(۱) عدد اتمی؛ (۲) نماد شیمیایی؛ (۳) نام؛ (۴) عدد جرمی؛ (۵) عدد نوترونی؛ (۶) فزونی‌جرم برحسب یکاهای هزارمی جرم مبتنی بر $C^{12} = 12000...$؛ (۷) اسپین حالت پایه؛ (۸) پاریتهٔ حالت پایه؛ (۹) فراوانی نسبی ایزوتوپ در عنصر، به درصد؛ (۱۰) ملاحظات. عدم قطعیت‌ها در یک یا دو رقم با معنی آخر در پرانتزها درج شده‌اند.

Z (۱)	S (۲)	نام (۳)	A (۴)	N (۵)	$10^3(M-A)$ (۶)	I (۷)	π (۸)	فراوانی نسبی (۹)	ملاحظات (۱۰)
0	n	نوترون	1*	1	8.66544(43)	$\frac{1}{2}$	+	.....	β^-; $t_{\frac{1}{2}} = 12.8$ دقیقه
1	H	هیدروژن	1	0	7.82522(8)	$\frac{1}{2}$	+	99.985	
			2	1	14.10219(11)	1	+	0.015	
2	He	هلیوم	3	1	16.02994(23)	$\frac{1}{2}$	(+)	$\approx 10^{-4}$	
			4	2	2.60361(37)	0	+	≈100	
3	Li	لیتیوم	6	3	15.1263(10)	1	+	7.35	
			7	4	16.0053(11)	$\frac{3}{2}$	(−)	92.65	
4	Be	برلیوم	9	5	12.1858(9)	$\frac{3}{2}$	−	100	
5	B	بورون	10	5	12.9389(7)	3	+	19.20	
			11	6	9.30509(43)	$\frac{3}{2}$	(−)	80.80	
6	C	کربن	12	6	0.0000(21)	0	(+)	98.893(5)	
			13	7	3.3543(7)	$\frac{1}{2}$	−	1.107(5)	
7	N	نیتروژن	14	7	3.07438(17)	1	+	99.273(2)	
			15	8	0.1081(9)	$\frac{1}{2}$	−	0.727(2)	
8	O	اکسیژن	16	8	−5.08506(28)	0	+	99.5186(7)	
			17	9	−0.8666(9)	$\frac{5}{2}$	+	0.0745(5)	
			18	10	−0.84017(34)	0	+	0.4068(5)	
9	F	فلواورین	19	10	−1.5954(7)	$\frac{1}{2}$	+	100	
10	Ne	نئون	20	10	−7.5596(5)	(0)	(+)	90.920(36)	
			21	11	−6.1508(17)	$\frac{3}{2}$	+	0.258(1)	
			22	12	−8.6155(6)	(0)	(+)	8.822(18)	
11	Na	سدیم	23	12	−10.2274(16)	$\frac{3}{2}$	+	100	
12	Mg	منیزیوم	24	12	−14.9554(19)	(0)	(+)	78.6(2)	
			25	13	−14.1603(20)	$\frac{5}{2}$	(+)	10.12(2)	
			26	14	−17.4091(24)	(0)	(+)	11.20(4)	
13	Al	آلومینیم	27	14	−18.4651(21)	$\frac{5}{2}$	(+)	100	
14	Si	سیلیکون	28	14	−23.0729(31)	(0)	(+)	92.17(1)	
			29	15	−23.5092(36)	$\frac{1}{2}$	(+)	4.71(2)	
			30	16	−26.2393(43)	(0)	(+)	3.12(2)	

* معرف هستهٔ پرتوزاست. این جدول شامل نوترون و برخی هسته‌های پرتوزاست که از نظر زمین‌شناسی حائز اهمیت‌اند.

† From G. L. Trigg, Systematics of Stable Nuclei, in D. W. Gray (ed.), "American Institute of Physic Handbook," 2d ed., McGraw-Hill Book Company, New York, 1963, by permission.

Z (1)	S (2)	نام (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	فراوانی نسبی (9)	ملاحظات (10)
15	P	فسفر	31	16	−26.2366(15)	$\frac{1}{2}$	(+)	100	
16	S	گوگرد	32	16	−27.9262(11)	0	+	95.02(30)	
			33	17	−28.5395(30)	$\frac{3}{2}$	+	0.750(15)	
			34	18	−32.1355(31)	0	+	4.215(84)	
			36	20	−32.9095(35)	(0)	(+)	0.017(2)	
17	Cl	کلر	35	18	−31.1455(28)	$\frac{3}{2}$	+	75.529(24)	
			37	20	−34.1041(22)	$\frac{3}{2}$	+	24.471(24)	
18	Ar (A)	آرگون	36	18	−32.4519(34)	(0)	(+)	0.337(1)	
			38	20	−37.2755(24)	(0)	(+)	0.063(1)	
			40	22	−37.6162(8)	(0)	(+)	99.600(1)	
19	K	پتاسیوم	39	20	−36.2860(30)	$\frac{3}{2}$	(+)	93.126(5)	
			40*	21	−35.9921(36)	4	(−)	0.0112(5)	EC(12.4%), β^-(87.6%); $t_{\frac{1}{2}} = 1.28 \times 10^9$ سال
			41	22	−38.1649(46)	$\frac{3}{2}$	+	6.862(5)	
20	Ca	کلسیوم	40	20	−37.4108(37)	(0)	(+)	96.92(3)	
			42	22	−41.3723(44)	(0)	(+)	0.64(1)	
			43	23	−41.2200(48)	$\frac{7}{2}$	(−)	0.132(4)	
			44	24	−44.5103(48)	(0)	(+)	2.13(4)	
			46	26	−46.3112(41)	(0)	(+)	0.0032	
			48	28	−47.481(15)	(0)	(+)	0.0179(7)	
21	Sc	اسکاندیوم	45	24	−44.0811(42)	$\frac{7}{2}$	(−)	100	
22	Ti	تیتانیوم	46	24	−47.3666(37)	(0)	(+)	7.99(2)	
			47	25	−48.242(8)	$\frac{5}{2}$	(−)	7.32(2)	
			48	26	−52.0522(36)	(0)	(+)	73.99(7)	
			49	27	−52.1334(35)	$\frac{7}{2}$	(−)	5.46(2)	
			50	28	−55.2109(48)	(0)	(+)	5.25(5)	
23	V	وانادیوم	50*	27	−52.8354(40)	6	(+)	0.24(1)	EC; $t_{\frac{1}{2}} = 4 \times 10^{16}$ سال
			51	28	−56.0221(42)	$\frac{7}{2}$	(−)	99.76(1)	
24	Cr	کروم	50	26	−53.9493(45)	(0)	(+)	4.31(4)	
			52	28	−59.4863(36)	(0)	(+)	83.76(14)	
			53	29	−59.3489(37)	$\frac{3}{2}$	(−)	9.55(9)	
			54	30	−61.1206(48)	(0)	(+)	2.38(2)	
25	Mn	منگنز	55	30	−61.9464(41)	$\frac{5}{2}$	(−)	100	
26	Fe	آهن	54	28	−60.379(6)	(0)	(+)	5.81(1)	
			56	30	−65.068(6)	(0)	(+)	91.64(2)	
			57	31	−64.606(6)	$\frac{1}{2}$	(−)	2.21(1)	
			58	32	−66.728(7)	(0)	(+)	0.34(1)	
27	Co	کبالت	59	32	−66.8109(46)	$\frac{7}{2}$	(−)	100	
28	Ni	نیکل	58	30	−64.658(6)	(0)	(+)	67.76(22)	
			60	32	−69.217(6)	(0)	(+)	26.16(66)	
			61	33	−68.951(9)	$(\frac{3}{2})$	(−)	1.25(3)	
			62	34	−71.655(7)	(0)	(+)	3.66(1)	
			64	36	−72.041(6)	(0)	(+)	1.16(20)	
29	Cu	مس	63	34	−70.406(6)	$\frac{3}{2}$	—	69.12(5)	
			65	36	−72.214(6)	$\frac{3}{2}$	—	30.88(5)	
30	Zn	روی	64	34	−70.855(5)	(0)	(+)	48.89	
			66	36	−73.952(10)	(0)	(+)	27.81	
			67	37	−72.851(11)	$\frac{5}{2}$	—	4.11	
			68	38	−75.135(9)	(0)	(+)	18.56	
			70	40	−74.652(16)	(0)	(+)	0.62	
31	Ga	گالیوم	69	38	−74.318(28)	$\frac{3}{2}$	—	60.22(16)	
			71	40	−75.16(5)	$\frac{3}{2}$	—	39.78(16)	
32	Ge	ژرانیوم	70	38	−75.723(20)	(0)	(+)	20.52(17)	
			72	40	−78.26(5)	(0)	(+)	27.43(21)	
			73	41	−76.64(7)	$\frac{9}{2}$	+	7.76(8)	
			74	42	−78.85(6)	(0)	(+)	36.54(23)	
			76	44	−78.64(9)	(0)	(+)	7.76(8)	
33	As	ارسنیک	75	42	−78.42(5)	$\frac{3}{2}$	—	100	

Z (1)	S (2)	نام (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	فراوانی نسبی (9)	ملاحظات (10)
34	Se	سلنیوم	74	40	−77.55(6)	0	(+)	0.87(1)	
			76	42	−80.771(48)	(0)	(+)	9.02(7)	
			77	43	−80.066(48)	½	−	7.58(7)	
			78	44	−82.652(48)	0	(+)	23.52(2)	
			80	46	−83.488(17)	0	(+)	49.82(20)	
			82	48	−83.34(7)	(0)	(+)	9.19(20)	
35	Br	بروم	79	44	−81.652(19)	½	−	50.537(10)	
			81	46	−83.656(37)	½	−	49.463(10)	
36	Kr	کریپتون	78	42	−79.632(5)	(0)	(+)	0.354(2)	
			80	44	−83.612(13)	(0)	(+)	2.27(1)	
			82	46	−86.517(8)	(0)	(+)	11.56(2)	
			83	47	−85.869(8)	½	+	11.55(2)	
			84	48	−88.496(5)	(0)	(+)	56.90(12)	
			86	50	−89.383(8)	(0)	(+)	17.37(3)	
37	Rb	روبیدیوم	85	48	−88.29(6)	½	−	72.15(5)	
			87*	50	−90.82(8)	½	−	27.85(5)	سال $\beta^-; t_{\frac{1}{2}} = 5.0 \times 10^{10}$
38	Sr	استرونتیوم	84	46	−86.624(11)	(0)	(+)	0.55(1)	
			86	48	−90.74(8)	(0)	(+)	9.75(4)	
			87	49	−91.11(8)	½	+	6.96(1)	
			88	50	−94.39(9)	(0)	(+)	82.74(6)	
39	Y	ایتریوم	89	50	−94.57(9)	½	−	100	
40	Zr	زیرکونیوم	90	50	−95.68(9)	(0)	(+)	51.46	
			91	51	−94.75(10)	½	+	11.23	
			92	52	−95.41(11)	(0)	(+)	17.11	
			94	54	−93.86(36)	(0)	(+)	17.40	
			96	56	−91.8(8)	(0)	(+)	2.80	
41	Nb	نیوبیوم	93	52	−93.98(11)	½	+	100	قبلا به‌عنوان کولونبیوم با علامت شیمیایی Cb مشهور بوده‌است.
42	Mo	مولیبدنوم	92	50	−93.71(13)	(0)	(+)	15.86(16)	
			94	52	−95.26(13)	(0)	(+)	9.12(9)	
			95	53	−94.28(36)	½	...	15.70(16)	
			96	54	−95.45(36)	(0)	(+)	16.50(17)	
			97	55	−94.25(40)	½	...	9.45(10)	
			98	56	−94.49(41)	(0)	(+)	23.75(8)	
			100	58	−92.43(49)	(0)	(+)	9.62(10)	
44	Ru	روتنیوم	96	52	−92.4(7)	(0)	(+)	5.57(8)	
			98	54	−94.5(8)	(0)	(+)	1.86(4)	
			99	55	−93.92(49)	½	(+)	12.7(1)	
			100	56	−95.282(5)	(0)	(+)	12.6(1)	‡
			101	57	−94.423(3)	½	(+)	17.1(1)	‡
			102	58	−96.28(20)	(0)	(+)	31.6(2)	
			104	60	−94.47(40)	(0)	(+)	18.5(1)	
45	Rh	رودیوم	103	58	−95.20(20)	½	−	100	
46	Pd	پالادیوم	102	56	−95.06(19)	(0)	(+)	0.80(1)	
			104	58	−96.44(20)	(0)	(+)	9.3(1)	
			105	59	−95.36(27)	½	+	22.6(2)	
			106	60	−96.80(12)	(0)	(+)	27.2(3)	
			108	62	−96.08(12)	(0)	(+)	26.8(3)	
			110	64	−95.50(32)	(0)	(+)	13.5(1)	
47	Ag	نقره	107	60	−95.03(11)	½	−	51.35(7)	
			109	62	−95.30(11)	½	−	48.65(7)	

مرجع:

‡ From J. H. E. Mattauch, W. Thiele, and A. H. Wapstra, 1964, Atomic Mass Table, *Nuclear Phys.*, 67:1 (1965).

Z (1)	S (2)	نام (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	فراوانی نسبی (9)	ملاحظات (10)
48	Cd	کادمیوم	106	58	−94.05(37)	(0)	(+)	1.215	
			108	60	−96.00(12)	(0)	(+)	0.875	
			110	62	−97.03(11)	(0)	(+)	12.39	
			111	63	−95.85(19)	$\frac{1}{2}$	+	12.75	
			112	64	−97.16(11)	(0)	(+)	24.07	
			113	65	−95.39(10)	$\frac{1}{2}$	+	12.26	
			114	66	−96.43(10)	(0)	(+)	28.86	پایداری در مقابل EC
			116	68	−94.99(32)	(0)	(+)	7.58	قطعی نیست به
49	In	ایندیوم	113	64	−95.72(10)	$\frac{9}{2}$	+	4.26(5)	سال $t_{\frac{1}{2}} \geq 10^{14}$
			115*	66	−95.93(10)	$\frac{9}{2}$	+	95.74(5)	سال $\beta^-; t_{\frac{1}{2}} = 6 \times 10^{14}$
50	Sn	قلع	112	62	−95.06(11)	(0)	(+)	0.90(1)	
			114	64	−97.04(10)	(0)	(+)	0.61(1)	
			115	65	−96.47(11)	$\frac{1}{2}$	+	0.35(1)	
			116	66	−97.89(19)	(0)	(+)	14.07(8)	
			117	67	−96.94(19)	$\frac{1}{2}$	+	7.54(3)	
			118	68	−98.21(19)	(0)	(+)	23.98(3)	
			119	69	−96.61(20)	$\frac{1}{2}$	+	8.62(1)	
			120	70	−97.87(14)	(0)	(+)	33.03(12)	
			122	72	−96.59(14)	(0)	(+)	4.78(1)	
			124	74	−94.76(13)	(0)	(+)	6.11(1)	
51	Sb	آنتیموان	121	70	−96.25(14)	$\frac{5}{2}$	+	57.25(3)	
			123	72	−95.85(14)	$\frac{7}{2}$	+	42.75(3)	
52	Te	تلور	120	68	−95.49(40)	(0)	(+)	0.091(1)	EC توسط جرم نشانداده
			122	70	−97.00(13)	(0)	(+)	2.49(2)	شده‌است، اما قطعی نیست
			123	71	−95.82(13)	$\frac{1}{2}$	+	0.89(2)	سال $t_{\frac{1}{2}} \geq 10^{13}$
			124	72	−97.24(13)	(0)	(+)	4.63(5)	
			125	73	−95.58(13)	$\frac{1}{2}$	+	7.01(1)	
			126	74	−96.758(37)	(0)	(+)	18.72(4)	
			128	76	−95.29(14)	(0)	(+)	31.72(1)	
			130	78	−93.30(14)	(0)	(+)	34.46(9)	
53	I	ید	127	74	−95.648(23)	$\frac{5}{2}$	+	100	
54	Xe	زنون	124	70	−93.88(16)	(0)	(+)	0.09614(36)	
			126	72	−95.831(32)	(0)	(+)	0.08956(36)	
			128	74	−96.462(10)	(0)	(+)	1.919(4)	
			129	75	−95.216(10)	$\frac{1}{2}$	+	26.44(7)	
			130	76	−96.490(9)	(0)	(+)	4.074(10)	
			131	77	−94.913(7)	$\frac{3}{2}$	+	21.18(5)	
			132	78	−95.838(8)	(0)	(+)	26.89(6)	
			134	80	−94.602(8)	(0)	(+)	10.44(2)	
			136	82	−92.779(10)	(0)	(+)	8.869(9)	
55	Cs	سزیوم	133	78	−94.91(15)	$\frac{7}{2}$	+	100	
56	Ba	باریوم	130	74	−93.753(24)	(0)	(+)	0.13(2)	
			132	76	−94.88(32)	(0)	(+)	0.19(2)	
			134	78	−95.69(15)	(0)	(+)	2.66(5)	
			135	79	−94.43(26)	$\frac{3}{2}$	(+)	6.73(12)	
			136	80	−95.64(14)	(0)	(+)	8.07(10)	
			137	81	−94.44(13)	$\frac{3}{2}$	+	11.87(25)	
			138	82	−94.99(8)	(0)	(+)	70.41(35)	
57	La	لانتانوم	138*	81	−93.19(8)	5	−	0.089(1.5)	EC 70%, β^- 30%;
			139	82	−93.94(8)	$\frac{7}{2}$	(+)	99.911(1.5)	سال $t_{\frac{1}{2}} = 1.0 \times 10^{11}$
58	Ce	سریوم	136	78	−92.9(5)	(0)	(+)	0.193(5)	
			138	80	−94.28(8)	(0)	(+)	0.250(5)	
			140	82	−94.72(5)	(0)	(+)	88.48(10)	
			142	84	−90.96(8)	(0)	(+)	11.07(10)	
59	Pr	پرازئودیمیوم	141	82	−92.610(46)	$\frac{5}{2}$	+	100	

Z (1)	S (2)	نام (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	فراوانی نسبی (9)	ملاحظات (10)
60	Nd	نئودیمیوم	142	82	−92.522(47)	(0)	(+)	27.09(3)	
			143	83	−90.38(5)	$\frac{7}{2}$	(−)	12.14(2)	
			144*	84	−90.10(5)	(0)	(+)	23.83(3)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 5 \times 10^{15}$ سال
			145	85	−87.84(15)	$\frac{7}{2}$	(−)	8.29(1)	
			146	86	−87.31(15)	(0)	(+)	17.26(2)	
			148	88	−83.52(16)	(0)	(+)	5.74(2)	
			150	90	−79.29(15)	(0)	(+)	5.63(2)	
62	Sm	ساماریوم	144	82	−88.35(24)	(0)	(+)	3.02(2)	
			147*	85	−85.38(5)	$\frac{7}{2}$	(−)	14.87(4)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 1.3 \times 10^{11}$ سال
			148	86	−85.44(13)	(0)	(+)	11.22(3)	
			149	87	−83.07(13)	$\frac{7}{2}$	(−)	13.82(4)	
			150	88	−82.99(13)	(0)	(+)	7.40(2)	
			152	90	−80.65(33)	(0)	(+)	26.80(5)	
			154	92	−78.33(30)	(0)	(+)	22.88(6)	
63	Eu	یوروپیوم	151	88	−80.37(18)	$\frac{5}{2}$	(+)	47.86(8)	
			153	90	−79.28(35)	$\frac{5}{2}$	+	52.14(8)	
64	Gd	گادولی‌نیوم	152	88	−80.60(33)	(0)	(+)	0.205(1)	
			154	90	−79.77(28)	(0)	(+)	2.23(3)	
			155	91	−77.99(26)	$\frac{3}{2}$	(−)	15.1(1.5)	
			156	92	−77.76(26)	(0)	(+)	20.6(2)	
			157	93	−75.96(27)	$\frac{3}{2}$	(−)	15.7(1.6)	
			158	94	−75.81(27)	(0)	(+)	24.5(2.5)	
			160	96	−72.7(5)	(0)	(+)	21.6(2)	
65	Tb	تربیوم T	159	94	−75.7(11)	$\frac{3}{2}$	(+)	100	
66	Dy	دیسپروسیوم	156	90	−76.07(18)	(0)	(+)	0.0524(5)	‡
			158	92	−75.55(3)	(0)	(+)	0.0902(9)	‡
			160	94	−76.0(10)	(0)	(+)	2.294(11)	
			161	95	−74.2(10)	$\frac{5}{2}$	(+)	18.88(9)	
			162	96	−74.3(10)	(0)	(+)	25.53(13)	
			163	97	−72.4(10)	$\frac{5}{2}$	(−)	24.97(12)	
			164	98	−71.9(10)	(0)	(+)	28.18(12)	
67	Ho	هولمیوم	165	98	−70.4(7)	$\frac{7}{2}$	(−)	100	
68	Er	اربیوم	162	94	−71.26(9)	(0)	(+)	0.136(3)	‡
			164	96	−71.4(7)	(0)	(+)	1.56(3)	
			166	98	−68.6(6)	(0)	(+)	33.41(3)	
			167	99	−67.9(6)	$\frac{7}{2}$	(+)	22.94(2)	
			168	100	−68.6(6)	(0)	(+)	27.07(3)	
			170	102	−64.9(21)	(0)	(+)	14.88(2)	
69	Tm	تولیوم	169	100	−65.755(34)	$\frac{1}{2}$	(+)	100	‡
70	Yb	ایتربیوم	168	98	−65.84(16)	(0)	(+)	0.135(2)	‡
			170	100	−64.98(6)	(0)	(+)	3.14(4)	‡
			171	101	−63.57(7)	$\frac{1}{2}$	(−)	14.4(1.5)	‡
			172	102	−63.64(7)	(0)	(+)	21.9(2.5)	‡
			173	103	−61.94(7)	$\frac{5}{2}$	(−)	16.2(2)	‡
			174	104	−61.26(6)	(0)	(+)	31.6(4)	‡
			176	106	−57.32(7)	(0)	(+)	12.6(1.5)	‡
71	Lu	لوتسیوم	175	104	−59.36(6)	$\frac{7}{2}$	(+)	97.412(13)	‡
			176*	105	−58.56(46)	...	...	2.588(13)	β^-; EC احتمالاً" سال $t_{\frac{1}{2}} = 2.4 \times 10^{10}$
72	Hf	هافنیوم	174	102	−59.64(7)	(0)	(+)	0.163(2)	‡
			176	104	−59.66(46)	(0)	(+)	5.21(2)	
			177	105	−58.08(46)	$\frac{7}{2}$	(−)	18.56(6)	
			178	106	−57.51(44)	(0)	(+)	27.10(10)	
			179	107	−55.58(44)	$\frac{9}{2}$	(+)	13.75(5)	
			180	108	−54.88(43)	(0)	(+)	35.22(10)	
73	Ta	تانتالوم	180	107	−54.28(38)	...	...	0.0123(3)	مد واپاشی معلوم نیست؛ $t_{\frac{1}{2}} \geq 1.7(3) \times 10^{16}$ سال
			181	108	−53.82(38)	$\frac{7}{2}$	+	99.9877(3)	

Z (1)	S (2)	نام (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	فراوانی نسبی (9)	ملاحظات (10)
74	W	تنگستن	180	106	−55.03(38)	(0)	(+)	0.126(6)	نام "ولفرام" به‌تدریج جا می‌افتد.
			182	108	−53.53(38)	(0)	(+)	26.31(3)	
			183	109	−51.51(38)	½	(−)	14.28(1)	
			184	110	−50.85(39)	(0)	(+)	30.64(3)	
			186	112	−48.6(16)	(0)	(+)	28.64(1)	
75	Re	رنیوم	185	110	−49.9(16)	⅝	+	37.07(6)	$t_{\frac{1}{2}}$ طبق گزارشهای گونه‌گون کوچکتر از 10^{11} و بزرگتر از 10^{16} سال
			187*	112	−45.02(34)	⅝	+	62.93(6)	
76	Os	اُسمیوم	184	108	−47.25(7)	(0)	(+)	0.018(2)	
			186	110	−47.06(35)	(0)	(+)	1.59(5)	
			187	111	−45.03(34)	½	(−)	1.64(5)	
			188	112	−45.02(30)	(0)	(+)	13.3(2)	
			189	113	−42.78(33)	3/2	(−)	16.1(2)	
			190	114	−42.58(36)	(0)	(+)	26.4(3)	
			192	116	−39.49(34)	(0)	(+)	41.0(2)	
77	Ir	ایریدیوم	191	114	−40.10(29)	⅜	+	38.5	
			193	116	−37.66(29)	⅜	+	61.5	
78	Pt	پلاتین	190*	112	−40.83(41)	(0)	(+)	0.0127(5)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 5.9 \times 10^{11}$ سال
			192*	114	−39.53(29)	(0)	(+)	0.78(1)	α; $t_{\frac{1}{2}} \approx 10^{15}$ years.
			194	116	−37.57(24)	(0)	(+)	32.9(1)	
			195	117	−35.54(24)	½	−	33.8(1)	
			196	118	−35.38(24)	(0)	(+)	25.2(1)	
			198	120	−32.47(31)	(0)	(+)	7.19(4)	
79	Au	طلا	197	118	−33.448(16)	½	+	100	
80	Hg	جیوه	196	116	−34.181(18)	0	(+)	0.146(5)	
			198	118	−33.231(15)	(0)	(+)	10.02(1)	
			199	119	−31.744(20)	½	−	16.84(4)	
			200	120	−31.656(14)	(0)	(+)	23.13(8)	
			201	121	−29.685(18)	3/2	(−)	13.22(5)	
			202	122	−29.370(23)	(0)	(+)	29.80(3)	
			204	124	−26.518(19)	(0)	(+)	6.85(1)	
81	Tl	تالیوم	203	122	−27.669(40)	½	+	29.50	
			205	124	−25.538(27)	½	(+)	70.50	
82	Pb	سرب	204	122	−26.931(24)	(0)	(+)	1.4	
			206	124	−25.541(12)	(0)	(+)	25	
			207	125	−24.102(12)	½	−	22	
			208	126	−23.356(12)	(0)	(+)	52	
83	Bi	بیسموت	209*	126	−19.583(27)	9/2	(−)	100	فعالیت نامعین
									α; $t_{\frac{1}{2}} = 2 \times 10^{17}$ years.
90	Th	توریوم	232*	142	38.211(42)	(0)	(+)	100	α; $t_{\frac{1}{2}} = 1.39 \times 10^{10}$ years.
92	U	اورانیوم	234*	142	40.90(6)	(0)	(+)	0.0057(2)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 2.48 \times 10^{5}$ years.
			235*	143	43.933(43)	7/2	(−)	0.7204(7)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 7.1 \times 10^{8}$ years.
			238*	146	50.76(8)	(0)	(+)	99.2739(7)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 4.51 \times 10^{9}$ years.

پیوست د

مقادیر ثابتهای فیزیکی و تبدیل آنها

ثابتهای فیزیکی عمومی

این مقادیر مبتنی بر استفاده از روش حداقلهای مربعی‌اند (۱۹۶۳) . ارقام داخل پرانتز که به‌دنبال هریک از مقادیر درج شده است معرف خطای انحراف معیار در ارقام نهایی است که بر طبق ملاک سازگاری داخلی محاسبه شده است . در همه‌جا ، مقیاس متحد اوزان اتمی ($^{12}C = 12$) به‌کار برده شده است .

C = کولون ، J = ژول ، N = نیوتون ، u = واحد جرم

ثابت	مقدار	واحد	
		mks	*cgs*
تندی نور در خلاء c	2.997925(1)	$\times 10^{8}$ m s^{-1}	$\times 10^{10}$ cm s^{-1}
بار بنیادی e	1.60210(2)	10^{-19} C	10^{-20} emu
	4.80298(7)		10^{-10} esu
عدد آووگادرو $\mathcal{N}$	6.02252(9)	10^{26} kmole^{-1}	10^{23} mole^{-1}
واحد جرم	1.66043(2)	10^{-27} kg	10^{-24} g
جرم سکون الکترون m_0	9.10908(13)	10^{-31} kg	10^{-28} g
	5.48597(3)	10^{-4} u	10^{-4} u
جرم سکون پروتون M_p	1.67252(3)	10^{-27} kg	10^{-24} g
	1.00727663(8)	u	u
جرم سکون نوترون M_n	1.67482(3)	10^{-27} kg	10^{-24} g
	1.0086654(4)	u	u
ثابت فاراده $\mathcal{N}e$	9.64870(5)	10^{4} C mole^{-1}	10^{8} emu
	2.89261(2)		10^{14} esu
ثابت پلانک h	6.62559(16)	10^{-34} J s	10^{-27} erg s
$\hbar = h/2\pi$	1.054494(25)	10^{-34} J s	10^{-27} erg s
نسبت بار به‌جرم الکترون e/m_0	1.758796(6)	10^{11} C kg^{-1}	10^{7} emu
	5.27274(2)		10^{17} esu
ثابت ریدبرگ $2\pi^2 m_0 e^4/h^3 c$	1.0973731(1)	10^{7} m^{-1}	10^{5} cm^{-1}
شعاع بوهر $\hbar^2/m_0 e^2$	5.29167(2)	10^{-11} m	10^{-9} cm
طول موج کامپتون الکترون $h/m_0 c$	2.42621(2)	10^{-12} m	10^{-10} cm
$\hbar/m_0 c$	3.86144(3)	10^{-13} m	10^{-11} cm
طول موج کامپتون پروتون $h/M_p c$	1.321398(13)	10^{-15} m	10^{-13} cm
$\hbar/M_p c$	2.10307(2)	10^{-16} m	10^{-14} cm

† From E. R. Cohen and J. W. M. DuMond, *Rev. Mod. Phys.*, 37: 537 (1965), by permission.

عامل تبدیل	مقدار
۱ الکترون ولت	1.60210(2) × 10^{-12} J 1.60210(2) × 10^{-12} erg 8065.73(8) cm^{-1} 2.41804(2) × 10^{14} s^{-1}
E, λ_r	12398.10(13) × 10^{-8} ev cm
1 u	931.478(5) Mev
جرم پروتون $M_p c^2$	938.256(5) Mev
جرم نوترون $M_n c^2$	939.550(5) Mev
جرم الکترون $m_0 c^2$	511006(2) ev
ریدبرگ $2\pi^2 m_0 e^4/h^2$	2.17971(5) × 10^{-11} erg 13.60535(13) ev
ثابت گازها	8.31434 × 10^7 erg $mole^{-1}$ deg^{-1} 0.082053 liter atm $mole^{-1}$ deg^{-1} 82.055 cm^3 atm $mole^{-1}$ deg^{-1} 1.9872 cal_{th} $mole^{-1}$ deg^{-1}
حجم متعارف گاز ایده‌آل در NTP	22413.6 cm^3 $mole^{-1}$
جرم در مقیاس متحد $(O^{16} = 16)$	1.000317917(17)
جرم در مقیاس مشخص $(C^{13} = 12)$	1.000043(5)
جرم در مقیاس شیمیایی $(O = 16)$	
جرم در مقیاس متحد $(C^{12} = 12)$	

جواب مسایل فیزیك هسته‌ای

فصل اول

۱–۱ (الف) $\frac{2Ze^2}{T_\alpha}\left(\frac{A+4}{A}\right)$ (ب) 18 F (ج) 0.8 Mev

۱–۲ (الف) $\frac{E_r^2}{2M_oc^2}$ (ب) $E-\frac{E_r^2}{M_oc^2}$ (ج) $\frac{E_r^2}{M_oc^2}=3.7\times10^{-3}$ ev

۱–۳ (الف) 2.3×10^{14} g/cm^3 (ب) 0.14 نوکلئون/F^3

۱–۴ برای Al^{27}, Te^{125}, Pb^{208} برای 0.86, 0.64, 0.56 برای تعداد نوکلئونهای داخلی

۱–۵ (الف) $R_{rms}=\left(\frac{3}{5}\right)^{\frac{1}{2}}R$; $R_{rms}=\left[\frac{t^5/5+T(T^5-t^5)/5a-(T^6-t^6)/6a}{t^3/3+T(T^3-t^3)/3a-(T^4-t^4)/4a}\right]^{\frac{1}{2}}$

(ب) اگر $T=c+\frac{1}{2}a$, $t=c-\frac{1}{2}a$ که $R_{rms}=4.6$ F; $R=6.0$ F ، اگر

$R_{rms}=4.7$ F ، $c=5.5$ F

۱–۶ (الف) $(\sqrt{2}\,\kappa)^{-1}=3.0$ F (ب) 0.93 F^{-1} (ρ_o دارای ابعاد چگالی نیست)

فصل دوم

۱–۲ $p(\text{فوتون}) = \frac{T}{c}$ ، $p(\text{ذره}) = \frac{T}{c}\left(1 + \frac{2m_0c^2}{T}\right)^{\frac{1}{2}}$

۲–۲ $T \leq 0.013\ m_0c^2$

۳–۲ $(\sqrt{3}/2)c$

۴–۲ 6.6×10^{-33} cm. ; 4.5×10^{-13} cm; 3.9×10^{-8} cm

۵–۲ 2.2×10^{-8} g/sec

۶–۲ (الف) 4.5×10^{34} $\hbar$ (ب) 3.8×10^{9} cm/sec

۷–۲ (الف) و (ب)

$$\frac{1}{R}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dR}{dr}\right) + \frac{2m_0r^2}{\hbar^2}(E - V) = -\frac{1}{\theta\sin\theta}\frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta\frac{d\theta}{d\theta}\right) - \frac{1}{\Phi\sin^2\theta}\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} =$$

$$= \ell(\ell+1)\ ; \qquad \frac{\sin\theta}{\theta}\frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta\frac{d\theta}{d\theta}\right) + \ell(\ell+1)\sin^2\theta = \frac{1}{\Phi}\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} = m^2.$$

(ج) معادلهٔ $\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} + m^2\Phi = 0$ دارای جواب (۲–۴۵) است

۸–۲ $\hbar^2/(32\ m_0a^2)$

۹–۲ $\left(\frac{\sqrt{T_0 + V_0} - \sqrt{T_0}}{\sqrt{T_0 + V_0} + \sqrt{T_0}}\right)^2$

۱۰–۲ (الف) $E_1 = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_0R^2}$; $u_1 = \frac{1}{(2\pi R)^{\frac{1}{2}}}\sin\frac{\pi r}{R}$, $E_2 = 4\ E_1$

(ب) $u_2 = \frac{1}{(2\pi R)^{\frac{1}{2}}}\sin\frac{2\pi r}{R}$ 8.1 Mev , 32.4 Mev

۲–۱۱ (الف) $\frac{\pi^2\hbar^2}{2m_0L^2}(n_x^2+n_y^2+n_z^2)_{max}$ (ب) $N=\frac{\pi}{6}(n_x^2+n_y^2+n_z^2)_{max}^{\frac{3}{2}}$

۲–۱۲ (الف) ae^{-Kx} که $K^2=2m_0(V_0-T)/\hbar^2$ (ب) 1 (ج) آری، یک عبارت e^{+Kx} اضافه می‌شود. (د) آری

۲–۱۳ (الف) اگر $r\to\infty$، معادلهٔ (۲–۴۷) تبدیل به $Eu=-\frac{\hbar^2}{2m_0}\frac{d^2u}{dr^2}$ می‌شود

(ب) اگر $r\to 0$ معادلهٔ (۲–۴۷) تبدیل به $-\frac{d^2u}{dr^2}+\frac{l(l+1)u}{r^2}=0$ می‌شود

البته با این فرض که $V(r)$ در $r=0$ دارای تکینه‌ای به شدت $1/r^2$ نباشد

۲–۱۴ (الف) 250 Mev (ب) 1.1×10^{-3}

۲–۱۵ (الف) 342 Mev, 8.5 Mev (ب) B(کل) و B(متوسط) به اندازهٔ 5.0×10^{-3} درصد کاهش می‌یابند.

بسیاری از مسائل زیر را می‌توان به ساده‌ترین راه با استفاده از عبارتهایی نظیر

$$\Delta B(Z,A)=\frac{\partial B}{\partial Z}\Delta Z+\frac{\partial B}{\partial A}\Delta A.$$

حل کرد. در مسائل زیر، I و II به دو مجموعه از ثابتهای (۲–۱۳۷) دلالت می‌کنند.

۲–۱۶
$$S_n=a_v-\frac{2a_s}{3A^{1/3}}+\frac{a_cZ(Z-1)}{3A^{4/3}}-a_a\left[1-\left(\frac{2Z}{A}\right)^2\right]\pm\delta$$

(+ برای Z زوج، A فرد، – برای Z زوج، A زوج)

Pb^{207} 6.0(I), 5.8(II), تجربی 6.72 Mev

Pb^{208} 7.1(I), 7.2(II), تجربی 7.38 Mev.

۲–۱۷ از معادلهٔ (۲–۱۳۳)، $M=M_{min}+z(Z-Z_A)^2\mp\delta$ که در آن

$M_{min}=xA+yZ_A+zZ_A^2$. در اینجا $Z_A=43.5$

Z پایدار: ۴۲ و ۴۴ (I) یا (II)؛ تجربی ۴۴ و ۴۶

۲–۱۸ (I) 0.9 ، (II) 0.5 ، تجربی 0.57 Mev

۲–۱۹ (الف) $$Q_\alpha = B(He^4) - 4a_v + \frac{8a_s}{3A^{1/3}} + \frac{4a_c Z}{A^{1/3}}\left(1 - \frac{Z}{3A}\right) - 4a_a\left(1 - \frac{2Z}{A}\right)^2$$

(ب) 8.95 Mev. تجربی 4.1 (I), 3.0 (II)

(شکل (۴–۱۲) اهمیت آثار لایه‌ای را نشان می‌دهد)

۲–۲۰
$$\left(\frac{a_c A^{2/3}}{3} + 4a_a\right)\left(\frac{Z}{A}\right)^2 - \left(a_c A^{2/3} + 8a_a\right)\left(\frac{Z}{A}\right) + a_v + 3a_a - \frac{2a_s}{3A^{1/3}} = S_p = 0$$

(Z/A) را پیدا کنید. N/Z = 0.70 برای (I) و برای (II) 0.76 تجربی 0.9

۲–۲۱

	A=60, Z=28	A=240, Z=94
سهم جملهٔ حجمی	161%(I), 178%(II)	190%(I), 206%(II)
سهم جملهٔ سطحی	-38%(I), -51%(II)	-30%(I), -37%(II)
سهم جملهٔ کولنی	-22%(I), -26%(II)	-48%(I), -55%(II)
سهم جملهٔ عدم تقارن	-1%(I), -1%(II)	-12%(I), -14%(II)

۲–۲۲

	$_{6}C^{11}_{5}$	$_{21}Sc^{45}_{24}$	$_{28}Ni^{61}_{33}$	$_{32}Ge^{73}_{41}$
	$1p_{3/2}$	$1f_{7/2}$	$1f_{5/2}$	$1g_{9/2}$
تجربی	3/2	7/2	3/2	9/2

	$_{49}In^{109}_{60}$	$_{73}Ta^{181}_{108}$	$_{81}Tl^{203}_{122}$	$_{95}Am^{241}_{146}$
پیش‌بینی	$1g_{9/2}$	$1h_{11/12}$	$3s_{1/2}$	$1h_{9/2}$
تجربی	9/2	7/2	1/2	5/2

ناسازگاری‌ها تمام در نواحی دوراز لایه‌های اصلی رخ می‌دهند.

۲۳–۲

	$_{7}N^{14}_{7}$	$_{17}Cl^{38}_{21}$	$_{39}Y^{90}_{51}$	$_{83}Bi^{206}_{123}$
پیش‌بینی :	$(p_{\frac{1}{2}}, p_{\frac{1}{2}})1^+$	$(d_{\frac{3}{2}}, f_{\frac{7}{2}})2^-$	$(p_{\frac{1}{2}}, d_{\frac{5}{2}})2^-$	$(h_{\frac{9}{2}}, f_{\frac{5}{2}})7^+$
تجربی :	1^+	2^-	2^-	6^+

برای یک مدل ساده رجوع کنید به:

C. Schwartz, Physical Review 94, 95 (1954).

۲۴–۲ (الف) برای $I = 2,4,6$ داریم $E/[I(I+1)] = 0.0167,\ 0.0164,\ 0.0162$

(ب) 2.1×10^{-47} g-cm² (برای یک نوکلئون منفرد

$(M_o R^2 \approx 0.1 \times 10^{-47}$ g-cm²

۲۵–۲ $\rho_o \approx 0.02$ Mev^{-1}, $a \approx 3$ Mev^{-1}

۲۶–۲ $R_o \approx 1.4$ F.

فصل سوم

۱–۳ از $-dT/dx$ نسبت به v^2 مشتق بگیرید ، شرط می‌نیموم عبارت است از

$1 + y - \ell n\,(y 2m_o c^2/I) = 0$

که در آن $y = (v^2/c^2)/[1 - (v^2/c^2)]$

برای $Z = 1$ تا $Z = 100$ تا 13 و $y = 8$ تا $T \approx 2 M_o c^2$

۲–۳ 400 kev/(mg/cm²) 1.07×10^3 Mev/cm

۳–۳ (الف) 200 kev/cm (ب) 5.4 kev.

۴–۳ (الف) $$-\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 N \rho}{m_o v^2}\left(\frac{f_1 Z_1 B_{e1} + f_2 Z_2 B_{e2}}{f_1 A_1 + f_2 A_2}\right).$$

(ب) 0.58 Mev/cm.

۳–۵ 510 زوج یون در mm

۳–۶ (الف) با معادلهٔ (۳–۱۱) شروع کنید .

(ب) $\frac{2\pi e^4 z^2 nZ}{m_o v^2}\left(\frac{1}{T_{e\,min}} - \frac{1}{T_{e\,max}}\right) = 4.5\ mm^{-1}$

۳–۷ $R = \frac{M}{z^2} F(v_o)$, که $F(v_o) = \frac{m_o}{4\pi e^4 nZ}\int_o^{v_o} \frac{v^3 dv}{\ell n(2m_o v^2/I)}$

v_o = سرعت اولیه . از شکل ۳–۳ ، $\frac{1}{4} z_\alpha^2 < z_p^2$ وقتی گیراندازی الکترونی رخ می‌دهد . بنابراین ، $R_\alpha > R_p$ (رک. شکل ۳–۴)

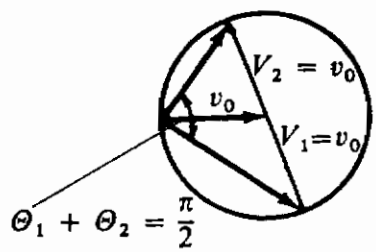
۳–۸ 2.5 Mev.

۳–۹ 30 cm با فرض اینکه هوا نظیر ازت رفتار کند .

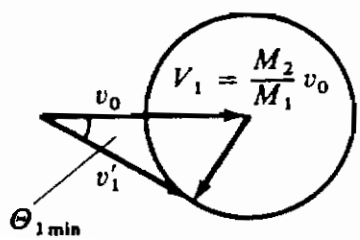
۳–۱۰ $A = 40$ آرگون

۳–۱۱ نوترونهای پراکنده شده در 90° از H دارای انرژی صفر و از C دارای انرژی 1.7 Mev می‌باشند

۳–۱۲



۳–۱۳



۱۴–۳ (الف) نشان دهید که $V_1'^2 = V_1^2$ که $\vec{V}_1' = \vec{v}_1' - \vec{v}_c$ ، $\vec{V}_1 = \vec{v}_1 - \vec{v}_0$ از
$M_1\vec{v}_1' + M_2\vec{v}_2' = M_1\vec{v}_1$ ، $T_1' + T_2 = T_1$ شروع کنید
(ب) $|\vec{V}_1' - \vec{V}_2'| = |\vec{V}_1 - \vec{V}_2| = |\vec{v}_1' - \vec{v}_2'| = v_1$

۱۵–۳ (الف) $n \approx 110$ ثانیه $\left(T_n'\right)$ متوسط $\approx \left[\frac{M_1^2+M_2^2}{(M_1+M_2)^2}\right]^n$. (ب) 10^{-3}

۱۶–۳ (الف) $\mu_1 = 0.23\ cm^{-1}$, $\mu_1 = 2.3\ cm^{-1}$.
(ب) $E_1 = 0.5$ Mev, $E_2 = 0.03$ Mev.
(ج) $I_{o1}/I_{o2} = 1.5$

۱۷–۳ 0.23

۱۸–۳ به‌عنوان مثال ، می‌توان حذب توسط Al و Pb را باهم مقایسه کرد .

۱۹–۳ 3 Mev.

۲۰–۳ تابشها را می‌توان در یک جاذب با Z پایین (Be ، پلاستیک ، Al) حذب کرد. به‌عنوان مثال ، $0.15\ cm$ آلومینیم پرتو بتای 1-Mev را کاملا" حذب می‌کند، ولی پرتو گامای 1-Mev را فقط ۲/۵% حذب می‌کند .

۲۱–۳ الکترونهای کامپتون ، گسیل‌شده تحت 33° نسبت به‌پرتوگامای فرودی.

۲۲–۳ اگر $p_r = p_e$ و $E_r = T_e(1 + 2m_oc^2/T_e)^{\frac{1}{2}} \neq T_e$

۲۳–۳ اگر $p_r = p_+ + p_-$

$$E_r^2 = W_+^2(1 - m_oc^2/W_+) + 2W_+W_-(1 - m_oc^2/W_+)^{\frac{1}{2}}(1 - m_oc^2/W_-)^{\frac{1}{2}}$$
$$+ W_-^2(1 - m_oc^2/W_-) < (W_+ + W_-)^2$$

۲۴–۳ فرض کنید $p_e \gg p_r$ و در نتیجه عبارت غیرنسبیتی را برای T_e به‌کار برید .

۳–۲۵ (الف) 0.60، (ب) 0.018 فوتوالکتریک، 0.836 کامپتون 0.148 تولید زوج (ج) فرض کنید p ، احتمال جذب یک کوانتوم نابودی باشد. دراین‌صورت،شرکت نسبی در قلهٔ فوتو الکتریک مساوی p^2 ، در قلهٔ با یک فرارمساوی $2p(1-p)$ ،ودر قلهٔ با دو فرار مساوی $(1-p)^2$ خواهد بود. برای $p = 0.7$ داریم $p^2 \approx 0.5$ ، $2p(1-p) \approx 0.4$ ، $(1-p)^2 \approx 0.1$. از شکل۳–۲۶ ، نسبت مساحت قلهٔ یک فراری به‌قلهٔ دو فراری تقریبا" به‌صورت ۱ : ۳ است.

۳–۲۶ $6.8\ ev(=\frac{1}{2}I_H)$

۳–۲۷ ۱۶۰۰ گاوس، با فرض اینکه شعاعهای e^+ و e^-هردو مساوی ۷ cm باشد.

فصل چهارم

۴–۱ 3/16

۴–۲ عناصر تقریبا" 5.6×10^9 سال قبل تشکیل شده‌اند.

۴–۳ دقیقه $t_{\frac{1}{2}}(1) = 12$ و دقیقه $t_{\frac{1}{2}}(2) = 1.3$ و $I_{o1}/I_{o2} = 1.2$

۴–۴ (الف) 2.7 mC (ب) ۴۹ ساعت (ج) 6.0×10^{12}

۴–۵ (الف) 1.25×10^9 (ب) 3.1×10^9

۴–۶ (الف) $t = [\ln(\lambda_2/\lambda_1)]/(\lambda_2 - \lambda_1)$ فعالیتهای مادر و دختر در آن لحظه برابرند. (ب)در روز $t = 21$ (ج) 0.36

۴–۷ 1.76×10^{15} اتم $6.5 \times 10^{-5}\ cm^3$

۴–۸ 7.1 mC

۴–۹ (الف) $\lambda_p = 3.1 \times 10^{-6}\ sec^{-1}$ ، $\lambda_e = 1.08 \times 10^{-3}\ sec^{-1}$ ،

$\lambda_\gamma = 2.4 \times 10^{-5}\ \text{sec}^{-1}$ (ب) $\lambda_\gamma(M3) = 0.6 \times 10^{-5}\ \text{sec}^{-1}$

$7.3 \times 10^{-19}\ \text{ev}$ (ج)

۴–۱۰ 38 ev. E1 .

۴–۱۱ گذار از α_K حالت‌پایه به‌صورت E5 یا M3 است، Γ_γ(تجربی) $= 4.7 \times 10^{-16}$ ev $\Gamma_\gamma(E5) = 0.9 \times 10^{-16}$ev و $\Gamma_\gamma(M3) = 1.0 \times 10^{-9}$ev ، از اینرو E5 صحیح است و اسپین ــ پاریته حالت 2.315-Mev برابر 5^- است، زیرا حالت پایه می‌بایست 0^+ باشد. گذار از α_K به‌حالت 2.182-Mev برابر E3 است، $\Gamma_\gamma(E3) = 1.6 \times 10^{-16}$ev 0.9×10^{-16}ev (تجربی) Γ_γ که به‌خوبی، سازگاراست، از اینرو اسپین ــ پاریتهٔ حالت 2.182-Mev برابر 8^+ یا 2^+ است. از سایر اطلاعات، معلوم شده است که این آخری جواب صحیح است).

۴–۱۲ 0.6556 Mev, 0.6242 Mev

۴–۱۳ 5.02 Mev.

۴–۱۴ (الف) از روابط

$$\left(\frac{\partial Q_\alpha}{\partial N}\right)_Z = \left(\frac{\partial Q_\alpha}{\partial A}\right)_Z \left(\frac{\partial A}{\partial N}\right) = \left(\frac{\partial Q_\alpha}{\partial A}\right)_Z$$

$$= -\frac{8a_s}{9A^{4/3}} - \frac{4a_c Z}{3A^{4/3}}\left(1 - \frac{4Z}{3A}\right) - \frac{16a_a Z}{A^2}\left(1 - \frac{2Z}{A}\right).$$

استفاده کنید. تمام جملات منفی هستند. (ب) I و II به‌دومجموعه از ثابتهای (۲–۱۳۷) دلالت می‌کنند.

تجربی A=206: -0.14(I), -0.17(II), -0.06 Mev/ نوکلئون

تجربی A=216: -0.15(I), -0.18(II), -0.46 Mev/ نوکلئون

آثار لایه‌ای در مقادیر محاسبه شده دخالت ندارند.

۴–۱۵ (الف) از روابط

$$\left(\frac{\partial Q_\alpha}{\partial Z}\right)_N = \left(\frac{\partial Q_\alpha}{\partial A}\right)_N \left(\frac{\partial A}{\partial N}\right) = \left(\frac{\partial Q_\alpha}{\partial A}\right)_N$$

$$= -\frac{8a_s}{9A^{4/3}} + \frac{16a_c}{9A^{1/3}}\left[1 + \frac{N}{4A} + \left(\frac{N}{A}\right)^2\right] + \frac{16a_a N}{A^2}\left(\frac{2N}{A} - 1\right).$$

استفاده کنید. اولین جمله در مقایسه با سایر جملات، که مثبت می‌باشند، کوچک است.

(ب) 0.41(I), 0.50(II) , تجربی و نوکلئون/0.50 Mev

۱۶-۴ 7×10^{16} سال، به‌فرض $R_0 = 1.4$ F

۱۷-۴ (الف) ایزوتوپ سبکتر (ب) $[t_{\frac{1}{2}}$ (سنگین) $/ t_{\frac{1}{2}}$ (سنگین) $]$ - $t_{\frac{1}{2}}$ (سبک)

$$= 16(Z_0 e^2 M_0 R)^{\frac{1}{2}}/(3A\hbar) = 23\%.$$

۱۸-۴ 0.782 Mev.

۱۹-۴ $$T(ave)/T(max) = \int_0^{T(max)} TA(T)dT/[T(max)\int_0^{T(max)} A(T)dt].$$

۲۰-۴ چون $T_e < T_\nu$, $p_e < p_\nu$

۲۱-۴ $T_\nu = 2.34$ Mev ; $T_e = 1.23$ Mev; $T(Li) = 245$ ev

۲۲-۴ $T_e \approx hc/R \approx 400$ Mev.

۲۳-۴ 3.9×10^6 cm/sec.

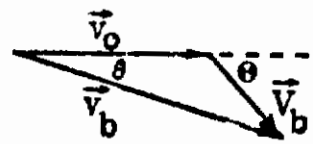
۲۴-۴ (الف) 6.56C (ب) 5.7 kev (ج) 0.29

۲۵-۴ (۱) γ E1, (۲) γ E2, (۳) تبدیل داخلی (۴) γ E2,MI (۵) β^+ مجاز F و G.T. (۶) β^+ ، سومین ممنوع G.T. (۷) β ، مجاز، F (۸) β اولین ممنوع، G.T. (۹) نمی‌تواند رخ دهد، مگر با گسیل β^+ به‌همراه e.c. یا توسط دو e.c.، که هنوز هیچکدام آنها آشکار نشده است. (۱۰) α و بازداشته، $\Delta\ell = 2$

۲۶-۴ (الف) $\log ft_{\frac{1}{2}} = 4.7, 5.7, 5.4$ ، به‌ترتیب برای واپاشی‌های ، -0.87؛ -1.38 -2.00 میلیون الکترون‌ولتی (ب) 2.0. (ج) تمام واپاشی‌ها مجازند، G.T.

فصل پنجم

۵–۱ هردو رابطه را می‌توان از این شکل به‌دست آورد :



۵–۲ از $M_a V_a = M_X V_X$ استفاده کنید .

۵–۳ از معادلهٔ (۵–۱۸) و $M_b V_b = M_Y V_Y$ استفاده کنید .

۵–۴ (الف) 7.27 Mev (ب) 2/3

۵–۵ (الف) 3.26 Mev ، 17 49 Mev (ب) یون H^2 را بر روی هدف H^3 شتاب دهید ، ماکزیمم انرژی n ، که در ۰° نسبت به‌باریکه به‌دست می‌آید ، برابر است با 20.8 Mev. .

۵–۶ (الف) 2.80 Mev (ب) 0.34 Mev (ج) ۰° برای (الف) و 180° برای (ب)

۵–۷ (الف) 225 و 2.5 کیلو الکترون‌ولت (ب) ۰° : 64 kev

۵–۸ (الف) 1.31 Mev (ب) 65°

۵–۹ 1.34×10^7 n/sec/sr

۵–۱۰ 1.68×10^8 n/sec

۵–۱۱ از (۵ – ۱۲) با $\theta = 90°$ و Q به‌ترتیب برابر 0 ، -2.31 , -3.95 Mev میلیون الکترون ولت استفاده کنید . $T_n = 4.33 , 2.17, 0.65$ Mev

۵–۱۲ (الف) هستهٔ مرکب (ب) 11.36 Mev

۵–۱۳ (الف) 1.25 F (ب) 5.4 F (ج) در 10° ; 17b/sr, در 70° ,
9.0×10^{-3} b/sr

۵–۱۴ 9.95 Mev.

۵–۱۵ (الف) با فرض $X(d,p)Y$, $Q = M_X + M_d - (M_Y + M_p)$, $S_n = M_X + M_n - M_Y$

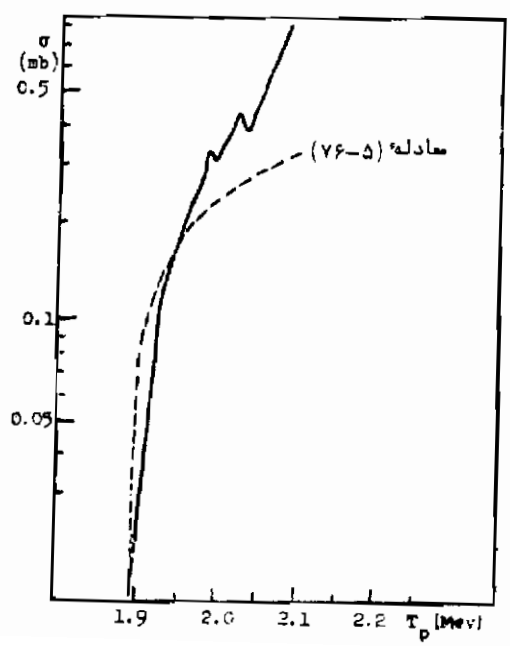
(ب) $S_n(Pb^{208}) = 7.37$ Mev, $S_n(Pb^{209}) = 3.87$ Mev.

(ج) بین ۱/۲ تا ۱/۵ میلیون الکترون ولت از اختلاف مربوط به‌اثر فرد–زوجی ($= 2\delta$) است، مابقی به‌اثر لایه‌ای بستگی دارد (شکل ۲–۱۷).

۵–۱۶ $\Gamma_\alpha = 1.06$ Mev $\Gamma_p = 0.10$ Mev یا $\Gamma_\alpha = 0.10$ Mev , $\Gamma_p = 1.06$ Mev
به‌آزمایشهای دیگری نظیر پراکندگی کشسان نیاز داریم تا این مقادیر را از هم تمیز دهیم. همچنین، گاهی اوقات می‌توان با مقادیر منطقی پهناهای کاهش یافتهٔ محاسبه شده این کار را انجام داد.

۵–۱۷ (الف) بخش تشدیدی $\sigma(n,n)/\sigma(n,\gamma) = 9 \times 10^{-5}$; ، بخش غیر تشدیدی
$\sigma(n,n)/\sigma(n,\gamma) = 0.4$ (ب) 26 b (ج) 1.5×10^{-3} ev ، درمقایسه با
$\hbar^2/(M_0 R^2) = 0.5$ Mev. (د) 3.4×10^{-15} sec.

۵–۱۸ (شکل مقابل)



۵–۱۹ (الف) $g_J \pi^2 \lambda^{*2} \Gamma_a \Gamma_b / \Gamma$ که در آن λ^* طول موج کاهش یافته دوبروی در T_0^* است.

(ب) ۲/۴ یا ۳/۱ الکترون‌ولت ــ بارن ev-b برای ۴ یا ۳ = J

۵–۲۰ (الف) راه‌حل‌نموداری بهترین‌است ؛ قله‌های‌سطح مقطع در زوایای زیر رخ‌می‌دهند:

θ	14°	21.5°	29.5°	38°	47°	56°
$\sin^2\frac{1}{2}\theta$	0.122	0.168	0.255	0.326	0.400	0.470
n	2	3	4	5	6	7
$(\sin^2\frac{1}{2}\theta)/n$	0.061	0.056	0.064	0.065	0.067	0.067

(ب) با استفاده ازمعادلهٔ (۵ – ۸۹) ، $\lambda=1.5$ F برای $R=5.4$ F ، مقدار محاسبه شده $\lambda=1.6$ F

۵–۲۱ T (سبک) = 98 Mev ، T (سنگین) = 67 Mev ؛ گسیل نوترونهای آنی در نظر گرفته نشده است.

۵–۲۲ برای شکافت متقارن ، $Q(\text{prompt}) = -0.26\, a_s A^{2/3} + 0.37\, a_c Z^2/A^{1/3}$. هستهٔ‌اولیه بر روی خط پایداری قرار می‌گیرد . برای $Q = 0$ داریم $A = 80(I)$, $95(II)$.

۵–۲۳ (الف) 220 Mev. (ب) $_{40}Zr^{91}$ ؛ $_{57}La^{139}$

۵–۲۴ فرار پرتوهای گاما و نوترینوها : ۲/۶ وات

فصل ششم

۶–۱ مقدار تقریبی از معادلهٔ (الف–۱۱) برابر با 0.8 Bev ؛ مقدار دقیق از رابطهٔ (الف–۹) برابر با 1.2 Bev

۶–۲ با استفاده از نمادگذاری بخش الف–۱ و $R_{rms} = r_0 \left[\frac{c^2 I_1/x^3 + b'^2 I_2/y^3}{c^2 I_3/x + b'^2 I_4/y}\right]^{\frac{1}{2}}$,

$$I_1 = \frac{x^3}{6} - \left(\frac{x^2}{4} - \frac{1}{8}\right)\sin 2x - \frac{x\cos 2x}{4},\quad x = Kr_0 = 1.82,$$
$$I_2 = \left(\frac{y^2}{2} + \frac{y}{2} + \frac{1}{4}\right)e^{-2y},\quad y = Kr_0 = 0.465,$$
$$I_3 = \frac{x}{2} - \frac{\sin 2x}{4},$$

$$I_4 = \frac{1}{2} e^{-2y}, \quad \text{و} \quad b'/c = e^{y} \sin x$$

با حایگذاری x و y خواهیم داشت $R_{rms} = 4.0\ F$. این مربوط به‌فاصلهٔ بین نوترون و پروتون است.

در صورتی که مقدار حاصل از پراکندگی الکترون، $2.0\ F$ دلالت بر فاصلهٔ پروتون تا مرکز جرم **وارد**، که نصف فاصلهٔ نوترون ــ پروتون است.

۳ــ۶ 2.

۴ــ۶ دوطرف معادلهٔ (الف ــ ۲۹) را در P_0 ضرب کرده و روی $\cos\theta$ از ۱ــ تا ۱+ انتگرال بگیرید.

۵ــ۶ (الف) دومعادلهٔ (الف ــ ۴۶) و (الف ــ ۴۷) را در $r = r_0$ مساوی هم قرار دهید.

(ب) $5.5\ F$

۶ــ۶ با استفاده از بسط‌های تیلور K و K^2 حول $K_0 = (M_0 V_0)^{\frac{1}{2}}/\hbar$ و $(Kr_0 + \delta_0)$ حول δ_0 در معادلات (الف ــ ۸) و (الف ــ ۴۸) و به‌فرض $K_0 r_0 \approx \frac{1}{2}\pi$ خواهیم داشت:

$$\frac{\sin^2\delta_0}{k^2} = \frac{1}{k^2 + \kappa^2} \left[1 + \kappa r_0 \frac{B + 2T_0}{B + T_0} + \ldots\right]$$

که به‌ازای $B \gg T_0$ به‌معادلهٔ (الف ــ ۵۷) تقلیل می‌یابد.

مراجع

هر مرجع لااقل مقاله اصلی را معرفی می‌کند و در داخل کروشه‌ها بخشی از کتاب که مرجع مربوط به‌آن درج شده است گاهی اوقات خواننده به‌مقالات دیگری نیز جهت مطالعه ارجاع داده می‌شود. مراجع بیشتر و گزیده‌هایی مناسب سطح این‌کتاب‌را می‌توانید درکتاب زیر پیدا کنید.

J. G. Cunninghame, "Introduction to the Atomic Nucleus," Elsevier Publishing Company, New York, 1964.

Alvarez, L.: *Phys. Rev.*, **52**:134 (1937). [Sec. 4-6f]

Anderson, C. D.: *Science*, **76**:238 (1932); *Phys. Rev.*, **43**:491 (1933). [Sec. 3-4d]

——— and S. H. Neddermeyer: *Phys. Rev.*, **50**:263 (1936); S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson: *Phys. Rev.*, **51**:884 (1937). [Sec. 1-1]

Aston, F. W.: *Phil. Mag.*, **38**:709 (1919); "Mass Spectra and Isotopes," Edward Arnold (Publishers) Ltd., London, 1933. [Sec. 1-2a]

Barkla, C. G.: *Phil. Mag.*, **21**:648 (1911). [Sec. 1-2a]

Bartlett, J. H.: *Nature*, **130**:165 (1932). [Sec. 2-5]

Bequerel, H.: *Compt. Rend.*, **122**:420, 501 (1896). [Secs. 1-1, 4-5]

Bethe, H. A.: *Phys. Rev.*, **57**:1125 (1940). [Sec. 5-1]

——— and R. F. Bacher: *Rev. Mod. Phys.*, **8**:117 (1937). [Sec. A-3]

Blackett, P. M. S., and D. S. Lees: *Proc. Roy. Soc.* (*London*) **A136**:325 (1932). [Sec. 5-2a]

Blatt, J. B., and V. F. Weisskopf: "Theoretical Nuclear Physics," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1952. [Secs. 2-3b, 2-6, 4-4d, 5-5, 5-5a, A-4]

Bloch, F.: *Ann. Physik*, **16**:285 (1933); *Z. Physik*, **81**:363 (1933). [Sec. 3-2]

Bohr, N.: *Phil. Mag.*, **26**:1, 476, 857 (1913). [Secs. 1-1, 2-2a]

———: *Z. Physik*, **13**:117 (1923). [Sec. 2-2f]

———: *Nature*, **137**:344 (1936). [Sec. 5-1]

——— and J. A. Wheeler: *Phys. Rev.*, **56**:426 (1939). [Sec. 5-7b]

Born, M.: "Problems of Atomic Dynamics," M.I.T., Cambridge, Mass. 1936; *Z. Physik*, **37**:863 (1926); **38**:803 (1926); **40**:167 (1927). [Secs. 2-2b, 2-2c]

Brink, D. M.: "Nuclear Forces," Pergamon Press, London, 1965. [Secs. 6-2, A-2]

Brueckner, K. A., A. M. Lockett, and M. Rotenberg: *Phys. Rev.*, **121**:255 (1961). [Sec. 2-4]

Burcham, W. E.: "Nuclear Physics," McGraw-Hill Book Company, New York, 1963. [Secs. 1-1, 1-2c, 2-6, 3-1, 3-2, 3-3b, 3-4a, 3-4b, 3-6, 4-6d, 4-6h, 5-4d, 5-5a]

Chadwick, J.: *Verhandl. Deut. Physik. Ges.*, **16**:383 (1914). [Sec. 4-6]

———: *Nature*, **129**:312 (1932); *Proc. Roy. Soc. (London)* **A136**:692 (1932). [Secs. 1-1, 1-2a]

Compton, A. H.: *Phys. Rev.*, **21**:483, 715 (1923); **22**:409 (1923). [Sec. 2-2a]

Cooper, J. A., J. M. Hollander, and J. O. Rasmussen: *Phys. Rev. Letters*, **15**:680 (1965). [Sec. 4-2a]

Curie, I., and F. Joliot: *Compt. Rend.*, **198**:254,559 (1934). [Sec. 4-6]

Curie, P. and M.: *Compt. Rend.*, **127**:175,1215 (1898). [Sec. 1-1]

Davis, R.: *Phys. Rev.*, **97**:766 (1955). [Sec. 4-6g]

Davisson, C., and L. H. Germer: *Phys. Rev.*, **30**:705 (1927); *Proc. Natl. Acad. Sci. US*, **14**:317, 619 (1928). [Sec. 2-2]

Dearnaley, G., and D. C. Northrup: "Semiconductor Counters for Nuclear Radiations," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1963. [Sec. 3-6]

DeBenedetti, S.: "Nuclear Interactions," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1964. [Sec. 4-4d]

de Broglie, L.: *Phil. Mag.*, **47**:446 (1924); *Ann. Phys. (Paris)*, **10**:3, 22 (1925). [Sec. 2-2a]

Deutsch, M.: *Phys. Rev.*, **82**:455 (1951); see also M. Deutsch and S. Berko: Positron Annihilation and Positronium, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 26, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 3-5]

Dirac, P. A. M.: *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A117**:610 (1928); **A118**:351 (1928). [Sec. 2-2a]

Einstein, A.: *Ann. Physik*, **17**:132 (1905). [Sec. 2-2a]

Elsasser, W. M.: *J. Phys. Radium*, **4**:549 1(933); **5**:389, 635 (1934). [Sec. 2-5]

Evans, R. D.: "The Atomic Nucleus," McGraw-Hill Book Company, New York, 1955. [Secs. 2-2g, 2-3a, 3-1, 3-2, 3-4a, 3-4d, 3-6, 4-2a, 4-2d, 4-5b, 4-5c, 5-2a, 5-7b, A-3]

Fermi, E.: *Z. Physik*, **88**:161 (1934). [Sec., 4-6c]

Fernbach, S., R. Serber, and T. B. Taylor: *Phys. Rev.*, **75**:1352 (1949). [Sec. 5-1]

Feshbach, H.: *Ann. Phys. (N Y)*, **5**:357 (1958); **19**:287 (1960). [Sec. 5-1]

———, C. E. Porter, and V. F. Weisskopf: *Phys. Rev.*, **96**:448 (1954). [Sec. 5-1]

Foldy, L.: *Phys. Today*, **18**:26 (1965). [Sec. 6-2]

Franklin, P.: "A Treatise on Advanced Calculus," John Wiley & Sons, Inc., New

York, 1940. [Sec. 4-3]

Gamow, G.: *Z. Physik*, **51**:204 (1928). [Secs. 1-1, 4-5b]

Geiger, H., and E. Marsden: *Proc. Roy. Soc. (London)* **A82**:495 (1909). [Secs. 1-1, 1-2b]

——— and J. M. Nuttall: *Phil. Mag.*, **22**:613 (1911); **23**:439 (1912). [Sec. 4-5b]

Goldhaber, M., L. Grodzins, and A. W. Sunyar: *Phys. Rev.*, **109**:1015 (1958); see also Helicity of the Neutrino, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 24, sec. E, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 4-6g]

Gomez, L. C., J. D. Walecka, and V. F. Weisskopf: *Ann. Phys. (NY)*, **3**:241 (1958). [Sec. 2-3b]

Groshev, L. V., V. N. Lutsenko, A. M. Demidov, and V. I. Pelekov: "Atlas of Gamma-Ray Spectra from Radiative Capture of Thermal Neutrons," Pergamon Press, New York, 1959. [Sec. 5-5c]

Guggenheimer, K.: *J. Phys. Radium*, **5**:253, 475 (1935). [Sec. 2-5]

Gurney, R. W., and E. U. Condon: *Nature*, **122**:439 (1928); *Phys. Rev.*, **33**:127 (1929). [Sec. 4-5b]

Hahn, O., and F. Stassmann: *Naturwiss.*, **27**:11, 89 (1939). [Secs. 5-1, 5-7]

Haxel, O., J. H. D. Jensen, and H. E. Suess: *Phys. Rev.*, **75**:1766 (1949); *Z. Physik*, **128**:295 (1950). [Sec. 2-5c]

Heisenberg, W.: *Z. Physik*, **43**:172 (1927). [Sec. 2-2f]

———: *Z. Physik*, **77**:1 (1932); **78**:156 (1933). [Secs. 1-1, 1-2a, 6-2]

Heitler, W.: "The Quantum Theory of Radiation," 3d ed., Clarendon Press, Oxford, 1954. [Sec. 3-4a]

Hofstadter, R.: *Phys. Rev.*, **75**:796 (1949); see also J. H. Neiler and R. E. Bell: The Scintillation Method, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 5, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 3-6]

——— (ed.): "Electron Scattering and Nuclear and Nucleon Structure," W. A. Benjamin, Inc., New York, 1963. [Secs. 1-1, 1-2b, 6-2]

———, F. Bumiller, and M. Croissiaux: *Phys. Rev. Letters*, **5**:236 (1960). See also R. Hofstadter, 1963. [Sec. 6-2]

———, H. R. Fechter, and J. A. McIntyre: *Phys. Rev.*, **92**:978 (1953). See also R. Hofstadter, 1963. [Sec. 1-1]

Kaplan, I.: "Nuclear Physics," 2d ed., Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1962. [Sec. 3-3]

Kittel, C., W. D. Knight, and M. A. Ruderman: "Mechanics-Berkeley Physics Course," vol. 1, McGraw-Hill Book Company, New York, 1965. [Sec. 2-2a]

Lee, T. D., and C. N. Yang: *Phys. Rev.*, **104**:254 (1956); **105**:167 (1957). [Secs. 1-1, 4-6h]

Littauer, R. M., H. F. Schopper, and R. R. Wilson: *Phys. Rev. Letters*, **7**:144 (1961). [Sec. 6-2]

Marion, J. B., and L. L. Fowler (eds.): "Fast Neutron Physics," Interscience Publishers, New York, 1963. [Sec. 5-7c]

Mayer, M. G.: *Phys. Rev.*, **75**:1969 (1949). [Sec. 2-5c]

Meitner, L., and O. R. Frisch: *Nature*, **143**:239 (1939). [Sec. 5-1]

Mott, N. F.: *Proc. Roy. Soc.* (*London*), **A126**:259 (1930). [Sec. A-5]

Pauli, W.: "Rapports du 7e Conseil de Physique Solvay, Brussels, 1933," Gauthier-Villars, Paris, 1934. [Sec 4-6a]

Planck, M.: *Ann. Physik*, **4**:553 (1901). [Sec. 2-2a]

Powell, C. F. (1946): see C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell: *Nature*, **159**:694 (1947). [Sec. 1-1]

———, P. H. Fowler, and D. H. Perkins: "The Study of Elementary Particles by the Photographic Method," Pergamon Press, London, 1959. [Sec. 3-2]

Reines, F., and C. L. Cowan, Jr.: *Phys. Rev.*, **92**:830 (1953); *Nature*, **178**:446 (1956); *Phys. Rev.*, **113**:273 (1959); see also F. Reines, Inverse Beta Decay, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 24, sec. H, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 4-6g]

Robinson, B. L., and R. W. Fink: *Rev. Mod. Phys.*, **32**:117 (1960). [Sec. 4-6f]

Rutherford, E.: *Phil. Mag.*, **21**:669 (1911). [Sec. 1-1]

———: *Phil. Mag.*, **37**:581 (1919). [Secs. 1-1, 5-1]

———, J. Chadwick, and C. D. Ellis: "Radiations from Radioactive Substances," Cambridge University Press, London, 1930. [Sec. 4-1]

——— and F. Soddy: *Phil. Mag.*, **4**:370, 569 (1902); **5**:576 (1903). [Secs. 1-1, 4-5, 4-6]

Schiff, L. I.: "Quantum Mechanics," 2d ed., McGraw-Hill Book Company, New York, 1955. [Secs. 2-2c, 2-2g, 2-2h, 2-5b, 4-4c, 4-6c, A-2]

Schrödinger, E.: *Ann. Physik*, **79**:361, 489, 734 (1926); **80**:437 (1926); **81**:109 (1926). [Sec. 2-2a]

Schwinger, J., and E. Teller: *Phys. Rev.*, **52**:286 (1937). [Sec. A-4]

Segrè, E.: "Nuclei and Particles," W. A. Benjamin, Inc., New York, 1964. [Secs. 3-3, 3-3a, 3-3b, 3-5b, 4-6c]

Siegbahn, K. (ed.): "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 3-6]

Smith, C. M. H.: "A Textbook of Nuclear Physics," The Macmillan Company, New York, 1965. [Sec. 2-3d]

Sternheimer, R. M., in L. Marton (ed.): "Methods of Experimental Physics," vol. 5, part A, Academic Press Inc., New York, 1961. [Sec. 3-2]

Thomson, J. J.: "The Corpuscular Theory of Matter," Constable and Company, Ltd., London, 1907. [Secs. 1-1, 1-2b]

———: *Phil. Mag.*, **24**:209 (1912); *Proc. Roy. Soc.* (London), **A89**:1 (1913). [Sec. 1-2a]

Weisskopf, V. F.: *Science*, **113**:101 (1951). [Sec. 2-5]

———: *Rev. Mod. Phys.*, **29**:174 (1957). [Sec. 5-1]

von Weizsäcker, C. F.: *Z. Physik*, **96**:431 (1935). [Sec. 2-4]

Wheeler, J. A.: Channel Analysis of Fission, in J. B. Marion and J. L. Fowler (eds.), "Fast Neutron Physics," vol. 2, p. 2051, Interscience Publishers, New York, 1963. [Sec. 5-7e]

Wigner, E.: *Phys. Rev.*, **43**:252 (1933); *Z. Physik*, **83**:253 (1933). [App. A]

Yukawa, H.: *Proc. Phys. -Mat. Soc. Japan*, **17**:48 (1935); *Rev. Mod. Phys.*, **21**:474 (1949). [Secs. 1-1, 6-2]

واژه‌یاب

(الف)

Alvarez,L. — آلوارز، ال.، ۲۲۱

Anderson, C.D. — آندرسون، س. دی.، ۱۷ و ۱۴۵

Aston, F.W. — آستون، اف. دبلیو، ۱۸

Asymmetry energy — انرژی عدم تقارن، ۶۹

Average binding energy, (see binding energy) — انرژی بستگی متوسط (انرژی بستگی ملاحظه شود).

Auger effect — اثر اوژه، ۱۴۴ و ۱۸۶ و ۲۲۲

Binding energy: — انرژی بستگی:

Of atomic electrons — الکترونهای اتمی، ۵۶

Average — متوسط، ۶۰

Of molecules in liquid — مولکولها در مایع، ۶۰

Per nucleon — به‌ازای هر نوکلئون، ۵۷ تا ۶۰

Of magic nuclei — هسته‌های مرمور، ۷۷

In mirror nuclei — در هسته‌های آینه‌ای، ۹۸ و ۱۰۲

Nuclear — هسته‌ای، ۵۵ – ۶۶

Total: — کل، ۵۶

From semiemprical mass formula — از فرمول نیمه‌تجربی جرم، ۶۶

Bohr correspondence principle — اصل توافق بوهر، ۴۷

Bremsstrahlung — اشعه ترمزی (برمز اشتراهلونگ)، ۱۱۰

Charg cloud around nucleon — ابر باری حول نوکلئون، ۳۰۱ و ۳۰۲

Charg independence (see nuclear force) — استقلال از بار (ر.ک. نیروی هسته‌ای).

Cloud chamber — اطاقک ابری، ۱۱۷۰ و ۱۲۱ و ۱۲۲ و ۱۵۲

Compton effect — اثر کمپتون، ۱۳۲۰ و ۱۳۷ تا ۱۴۲

Coulomb energy — انرژی کولونی، ۶۷

Decay energy: — انرژی واپاشی:

in beta decay — در واپاشی الکترون، ۷۱ و ۲۰۷

in alpha decay — در واپاشی آلفایی، ۱۸۹

in mirror nuclei — در هسته‌های آینه‌ای، ۱۰۰

Detectors: — آشکارسازها (به‌سوسوزنها نیز مراجعه شود).

(see also scintillator)

Einstein, A.	اشتین، ای. ۲۹
Electron :	الکترون:
absorption curve of	منحنی جذب، ۱۱۵
capture and loss by	گیرافتادن و از دست‌رفتن توسط ذرهٔ باردار ۱۱۸
Charged particle of	طول موج کمپتون، ۱۳۷ و ۳۴۳
compton wavelength of energy loss	از دست دادن انرژی، ۱۱۸ تا ۱۲۵
Ellis, C.D.	الیس، سی. دی.، ۱۵۹
Elsasser, W.M	الزاسر، دبلیو. ام، ۷۴
Energy :	انرژی:
epithermal	فوق حرارتی، ۲۴۴
nonrelativistic total	غیرنسبیتی کل، ۳۰
of particle after elastic collision	ذره بعدار برخورد، ۱۲۸
relativistic total	نسبیتی کل، ۳۰
spin - orbit interaction	برهم‌کنش اسپین ـ مدار، ۲۷ و ۸۶ و ۸۷
spin - spin interaction	برهم‌کنش اسپین ـ اسپین، ۹۷
therrmal	حرارتی، ۲۴۴
Energy loss :	از دست رفتن انرژی:
by collision	توسط برخورد، ۱۱۰
by radiation	توسط تابش، ۱۱۸

(ذرات باردارشده، الکترون، پوزیترون، نوترون نیز ملاحظه شود).

(See also charged particles electron,positron,neutron)

Energy release in fission	آزادشدن انرژی در شکافت، ۲۸۴ ـ ۲۸۶
Energy state(see energy levels)	حالت انرژی (ر. ک. ترازهای انرژی)
Epithermal energy	انرژی فوق حرارتی، ۲۴۴
Evans, R.D.	ایوانس، آر. دی.، ۵۲ و ۵۶ و ۹۵ و ۱۰۹ و ۱۳ و ۱۸۱ و ۲۳۹ و ۲۴۲ و ۲۵۷
Exclusion principle :	اصل طرد پاولی، ۲۷، ۷۴، ۸۵ و ۹۰:
effect on chargeindependenec nuclear force	اثر روی استقلال از بار نیروی هسته‌ای،
effect on collisions in nucleus of	اثر روی برخوردها در هسته‌ها، ۷۶
effect on p-p scattering of	اثر در پراکندگی p-p، ۳۲۹
effect on saturation of	اثر روی اشباع، ۵۹ و ۲۹۹
Fission threshold	آستانه شکافت، ۲۸۹
Statistical fluctuations	افت و خیزهای آماری، ۱۳۰ و ۱۴۰ و ۱۵۰ و ۱۶۱
Fission fragments	اجزای شکافت، ۲۸۳
ft value	ارزش ft، ۲۱۷ و ۲۲۰

اصل عدم قطعیت هایزنبرگ (ر. ک. اصل عدم قطعیت).

Heisenberg uncertainty principle, (See uncertainty principle)

Isobar	ایروبار، ۲۳
Isomer	ایرومر، ۲۳
Isomerism :	ایرومریزم :
occurence of	تعداد موارد، ۸۸
shell model explanation of	توضیح توسط مدل لایه‌ای، ۸۹
Isoton,	ایروتون، ۲۳
abundance of	فراوانی، ۷۸
Isotope :	ایزوتوپ، ۲۳
discovery of	کشف، ۱۸
relative abundance	فراوانی نسبی، ۳۳۷–۳۴۳
table of	جدول، ۳۳۷–۳۴۲
Kinetic energy :	انرژی جنبشی :
negative	منفی، ۵۱ و ۳۱۱
of recoil	پس‌روی، ۱۷۲ و ۱۹۰
relation to total energy	رابطه با انرژی کل، ۳۰ (انرژی را نیز ببینید)
Magic number :	اعداد مرموز : ۶۴
experimental evidence for	وضوح تجربی، ۶۳ و ۷۷ و ۸۲، ۸۹
Nonrelativistic energy (see energy)	انرژی غیرنسبیتی (انرژی را ببینید).
Nuclear binding energy, (see binding energy)	انرژی بستگی هسته (ر.ک. انرژی بستگی).
Nuclear spin (see angular momentum, spin)	اسپین هسته‌ای (ر.ک. تکانه زاویه‌ای، اسپین).
Pairing energy :	انرژی زوجیت : ۶۱
influemce on nuclear structure	اثر روی ساختار هسته، ۸۸
rang of	بـرد، ۸۸
in semiemperical mass formula	فرمول جرمی نیمه تجربی، ۶۶
Photoelectric effect	اثر فوتو الکتریک، ۱۴۲–۱۴۴ و ۱۳۲
Standing wave	امواج ایستاده، ۲۷۷
Step, refletion coefficient	پله، ضریب انعکاس ۹۴ و ۲۶۲
Yukawa	یوکاوا، ۳۰۱
Radiation rate according- to Maxwell,'s equations	آهنگ تابش برطبق معادلات ماکسول، ۱۷۳
Recoil energy :	انرژی پس رسی :
in alpha decay	در واپاشی آلفایی، ۱۹۰
in gamma decay	در واپاشی گامایی، ۱۷۲
Saturation of nuclear force	اشباع نیروی هسته‌ای، ۵۷ و ۵۸ و ۵۹
Semiconductor detector	آشکارساز نیمه هادی، ۱۴۹ و ۱۵۱ و ۱۵۲
Separation energy :	انرژی جدایی : ۵۷
influence of shell effects on	تاثیر اثرات لایه‌ای، ۷۸

of neutron (see neutron separation energy)	نوترون (ر. ک. انرژی جدایی نوترون) .
relation to total binding energy	رابطه با انرژی بستگی کل، ۵۷
systematics of	روند منظم، ۶۱ و ۶۲
Smith, C.M.H.	اسمیت، سی. ام. اچ.، ۶۴
Sodium Iodide detector	آشکارساز یدور سدیم، ۱۴۸ – ۱۵۰
Spin :	اسپین:
of antineutrino	پادنوترینو، ۲۲۶
intrinsic	ذاتی، ۲۷
of neutrino	نوترینو، ۲۲۶
of nucleon	نوکلئون، ۸۶
of nucleus (See also angular momentum)	هسته (ر. ک. تکانه زاویه‌ای)، ۲۱
Stassmamn, F.	استاسمن، اف، ۲۳۳ و ۲۸۳
Statistical fluctuations :	افت و خیزهای آماری در واپاشی پرتورا، ۱۶۱
in radioactive decay	
Sternheimer, R.M.	اشترنهایمر، آر. ام.، ۱۱۴
Thermal energy	انرژی حرارتی، ۲۴۴
Threshold Energy	انرژی آستانه، ۲۴۰ و ۲۴۱
Total binding Energy	انرژی بستگی کل (ر. ک. انرژی بستگی) .
(See binding energy)	
Total Energy (see energy)	انرژی کل (ر.ک. انرژی) .
Transition probability	احتمال گذار، ۲۰۹
Transmission :	انتقال:
through barrier	از پس سد، ۵۱
through slab	از پس پره ۲۴۹
Uncertainty principle :	اصل عدم قطعیت ۴۸
effect on shell structure of	اثر روی ساختار لایه‌ای، ۷۵
relation to transition probability	رابطه با احتمال گذار، ۲۰۹
of (see also width)	(ر. ک. پهنا)
Mass excess	اضافه جرم: ۵۷
table of	جدول، ۳۴۲ – ۳۳۷
Phase shift	انتقال فاز:
hard-sphere	کره سخت، ۲۶۷
s-wave	**موج s، ۳۱۹ و ۳۲۰**
Spallation	اسپلاشی، ۲۴۵
	(ب)
Bethe, H.A.	**بت، اچ. ای.، ۲۳۳ و ۳۲۵**
Bacher, R.F.	**بچر، آر. اف.، ۳۲۵**

Bakla,C.C.	بارکلا ، سی . جی ، ۱۸۰
Bartlett, J.H.	بارتلت، جی . اچ ، ۷۴
Berko, S.	برکو، اس ، ۱۴۸
Becquerel,H	بکرل، اچ، ۱۵ و ۱۸۸
Blackett, P.M.S.	بلکت، پی . ام . ای ، ۲۴۳
Blatt, J.B.	بلت، جی . بی، ۵۹ و ۹۵ و ۱۸۱ و ۲۶۳ و ۲۶۴ و ۳۲۸
Bloch, F	بلوخ، اف، ۱۱۴
Bohr, N.	بوهر، ان ، ۱۷ و ۳۱ و ۴۷ و ۲۳۳ و ۲۸۶
Born, M.	بورن، ام ، ۳۱ و ۳۶
Brink, D.M.,	برینک، دی.ام.، ۳۰۲ و ۳۰۷
Brueckner, K.A.	بروکنر، کی، ای ، ۶۵
Burcham ,W.E.	بورچام، دبلیو . ای ،۱۶۰ و ۲۲ و ۹۳ و ۱۰۹ و ۱۱۷ ۱۲۰ و ۱۳۰ و ۱۴۸ و ۱۷۹ و ۲۱۵ و ۲۲۷ و ۲۶۲ و ۲۶۴
Charge(nuclear)	بار (هسته) ،۱۷۰ و ۱۸
Charge(cloud around nucleon)	بار (ابر حول نوکلئون)، ۳۰۱ و ۳۰۲
	بار (استقلال از بار نیروی هسته‌ای را ببینید) .
Collision:	برخورد :
of charged particles	ذرات باردار، ۲۵۴–۲۵۹
elastic	کشسان، ۱۲۶ و ۱۲۷
of nucleons in nucleus	نوکلئونها در هسته، ۷۵ و ۲۳۵
Coulomb excitation	برانگیختگی کولنی، ۲۴۶
energy dependence of cross section	بستگی سطح مقطع به‌انرژی ۲۵۱ – ۲۵۳ و ۲۵۹ – ۲۸۲
Range:	بُرد :
definition of mean	متوسط (تعریف) ، ۱۱۵
of nuclbar force	نیروی هسته‌ای ،۳۰۰ و ۳۰۱ و ۳۲۷ و ۳۳۱
– effect on saturation of	– اثر روی اشباع، ۵۹
Residual interaction	برهم‌کنش بازمانده ،۸۱ و ۹۰
Spin - spin interaction	برهم‌کنش اسپین ـ اسپین، ۹۷
Weak interaction	برهم‌کنش ضعیف ۱۶۵
	(پ)
Potential:	پتانسیل :
complex	مختلط، ۲۷۴
harmonic oscillator	نوسانگر هرون ، ۸۲
rounded well	چاه گردشده، ۸۳
square well	چاه مربعی :
– in deuteron	– در دوترون ،۳۰۸

standing wave in	امواج ایستاده، ۲۷۷
Sten, reflection coefficient	پله، ضریب انعکاس، ۹۴ و ۲۶۲
proton :	پروتون:
capture and loss of electron by	گیرانداری و از دست‌دادن الکترون، ۱۱۶ و ۱۱۷
charge cloud of	بار ابری، ۳۰۲
energy loss of	افت انرژی، ۱۱۰ و ۱۲۴
spin of,	اسپین، ۸۶
(See also charged particle)	(ر.ک. ذرهٔ باردار)
Shape elastic scattering	پراکندگی کشسان‌وار، ۲۳۴
Single - particle width	پهنای ذرهٔ منفرد، ۲۶۹
Straggling	پاشیدگی، ۱۱۵
Thomson scattering	پراکندگی تامسون، ۱۳۲ و ۱۳۸
width :	پهنا:
of decaying state	حالت‌واپاشنده، ۱۶۸
of fission	شکافت، ۲۹۰
of gamma decay	واپاشی گامایی، ۱۸۲
for particle emission	گسیل ذره، ۹۴ و ۲۶۹
reduced	کاهش یافته، ۲۶۹
relation to half - life of	رابطه با نیمه عمر، ۱۶۸
relation between lab.and C.m.systems of	رابطه بین سیستمهای آزمایشگاه و مرکز جرم، ۲۶۶
relation to mean life of	رابطه با عمر متوسط، ۹۵ و ۱۶۸
single - particle	ذرهٔ منفرد، ۲۶۹
Yukawa potential	پتانسیل یوکاوا، ۳۰۱
Alpha-particle scattering	پراکندگی ذرهٔ آلفا، ۱۷ و ۲۵۲ – ۲۵۴
Alpha ray	پرتو آلفا، ۱۵۹ (واپاشی آلفا و ذرهٔ آلفا نیز ملاحظه شود).
Angular-momentum conservation :	پایستگی تکانه زاویه‌ای:
in beta decay	در واپاشی بتایی، ۲۱۷
in compound- nucleus formation	در تشکیل هستهٔ مرکب، ۲۶۶
in gamma decay	در واپاشی گامایی، ۱۷۸
in nuclear reaction	در واکنشهای هسته‌ای، ۲۴۳
in two-particle collision	در برخورد بین دو ذره، ۲۵۴
	پاد نوترینو (ر.ک. نوترینو)
Beta ray :	پرتو بتا: ۱۵۹
absorption curve of	منحنی جذب، ۱۲۳
Polarization of	قطبش، ۲۲۶
	(واپاشی بتایی، طیف‌سنج نیز ملاحظه شود).

Centrifugal barrier	پاسیل مرکز گریز، ۲۰۰، ۲۶۹
Coherent scattering	پراکندگی همدوس، ۳۲۷
Compound elastic scattering	پراکندگی کشسان مرکب، ۲۳۵
Conservation:	پایستگی:
of angular momentum	تکانه زاویه‌ای، انرژی، تکانه، پاریته.
energy, momentum	(ر.ک.، پایستگی تکانه زاویه‌ای، پایستگی انرژی،
Parity(see angular-	پایستگی تکانه، پایستگی پاریته)
momentum conservation	
energy conservation	
momentum conservation	
Parity conservation)	
Delta ray,	پرتو دلتا، ۱۱۴، ۱۱۷، ۱۲۱
	پراکندگی کشسان(سطح مقطع و واکنش هسته نیز ملاحظه شود).
Energy consetvation:	پایستگی انرژی:
in alpha decay	در واپاشی آلفایی، ۱۸۹
in beta decay	در واپاشی بتایی، ۲۰۷
classical law of	قانون کلاسیکی، ۳۴
in compton effect	در اثر کمپتون، ۱۳۷
in electron-capture decay	در واپاشی گیراندازی الکترون، ۲۲۲
in gamma decay	در واپاشی گامایی، ۱۷۱
in nuclear reaction	در واکنش هسته‌ای، ۲۳۷
in pair proouction	در تولید زوج، ۱۴۵
in photoelectric effect	در اثر فوتوالکتریک، ۱۴۲
Fission width	پهنای شکافت، ۲۸۹
Gamma decay widths	پهناهای واپاشی گامایی، ۱۸۲
Gamma ray:	پرتو گاما:
attenuation of	تضعیف، ۱۳۲ – ۱۳۷
compton effect of	اثر کمپتون، ۱۳۲ و ۱۳۷ – ۱۴۲
detection of	آشکارسازی، ۱۳۹ و ۱۵۰ و ۱۵۲
doppler shift of energy of	انتقال دوپلر در انرژی، ۱۷۳
linear attenuation coefficient	ضریب تضعیف خطی، ۱۳۳
mass attenuation coefficient:	ضریب تضعیف جرمی: ۱۳۳
in aluminum	در آلومینیوم، ۱۳۵
in lead	در سرب، ۱۳۶
momentum of	تکانه، ۲۹
Pair production by	تولید زوج، ۱۴۴ – ۱۴۷
Photoelectric effect by	اثر فوتوالکتریک، ۱۳۲ و ۱۴۲

Rayleigh scattering of	پراکندگی رلی ، ۱۴۰ و ۱۳۳
Thomson scattering of	پراکندگی تامسون ،۱۳۲ و ۱۳۸
wavelength of	طول موج : ۲۹
reduced	کاهش یافته ، ۱۸۱
impact parameter	پارامتر برخورد ، ۱۱۱ و ۲۵۴ و ۲۶۱
inelastic scattering	پراکندگی ناکشسان (ر.ک. سطح مقطع ، واکنش هسته‌ای) .
(See cross-section, nuclear reaction)	
Ionization and excitation potential mean	پتانسیل متوسط یونش و برانگیزش ،۱۱۴
Momentum conservation :	پایستگی تکانه :
in α - Decay,	در واپاشی آلفایی ، ۱۸۸
in β - Decay	در واپاشی بتایی ، ۲۰۶
in collision	در برخورد ، ۱۲۸ و ۲۳۷
in compton effect	در اثر کمپتون ، ۱۳۷
in γ - decay	در واپاشی گامایی ، ۱۷۱
in nuclear reaction	در واکنش هسته‌ای ، ۲۳۸
in photoelectric effect	در اثر فوتو الکتریک ، ۱۴۲
Strength parameters of	پارامترهای قدرت ، ۳۲۹ و ۳۳۱
Parity,	پاریته :
Selection rule	قاعده گزینش ، ۵۴
in beta decay	در واپاشی بتایی ، ۲۱۸ و ۲۱۹
in compound- nucleus formation	در تشکیل هستهٔ مرکب ، ۲۶۷
in gamma decay	در واپاشی گامایی ، ۱۷۸ – ۱۸۰
parity conservation	پایستگی پاریته :
in beta decay	در واپاشی بتایی ، ۲۱۸
in compound nucleus formation	در تشکیل هسته مرکب ، ۲۶۷
in gamma decay	در واپاشی گامایی ، ۱۷۸
in nuclear reaction	در واکنش هسته‌ای ، ۲۴۳
Pauli, W.	پاولی ، ۸۵ و ۲۰۴
Perkins, D.H.	پرکینز ، دی . اچ . ، ۱۱۹۰
pion,	پیون ، ۲۳ ، ۲۹۹
planck, M.	پلانک ، ام ، ۲۹
Parter, C.E.	پرتر ، سی . ای . ، ۲۳۳
positron :	پوزیترون : ۲۳
annihilation of	انهدام ، ۱۴۸
discovery of	کشف ، ۱۴۵
interaction with matter of	برهم‌کنش با ماده ، ۱۴۸
(See also pair formation, pair production)	(تشکیل زوج و تولید زوج را نیز ببینید) .

decay(see beta decay) — واپاشی (واپاشی بتایی را ببینید).
positronium — پوزیترونیوم، ۱۴۸
Reduced width — پهنای کاهش یافته، ۲۶۹
partial waves — پاره موجی، ۳۱۵ – ۳۱۹
Powell, C.,F. — پاول، سی. اف.، ۱۶۰ و ۱۱۹

(ت)

Angular momentum: — تکانهٔ زاویه‌ای:
coupling in odd-odd nuclei — جفت‌شدگی در هسته‌های فرد-فرد، ۹۷
Of even-A nuclei — هسته‌های A زوج، ۲۱
nuclear: — هسته‌ای:
qualitative discussion of — بحث کیفی، ۲۱
table of — جدول، ۳۳۷ – ۳۴۲
of odd- A nuclei — هسته‌های A فرد، ۲۱ و ۸۹
orbital: — مداری:
brought in to a reaction — وارد در یک واکنش، ۲۶۱
of one particle, classical — یک ذره: کلاسیک، ۳۱ و ۳۹
quantum-mechanical — مکانیک کوانتومی، ۳۹
Selection rule for — قاعده گزینش، ۱۷۶، ۱۷۸، ۲۱۹، ۲۴۳ و ۲۶۷
of two particles,classical — دو ذره، کلاسیکی، ۲۴۴
quantum-mechanical addition law of — قاعده جمع مکانیک کوانتومی، ۲۱
relation between classical - — رابطه بین عبارتهای کلاسیکی و کوانتومی، ۴۰
and quantum expressions of
total, of one nucleon — کل، از یک نوکلئون، ۸۲
(See also spin) — (اسپین نیز ملاحظه شود).
Attenuation of gamma rays — تضعیف پرتوهای گاما، ۱۳۲ – ۱۳۴
Degenerate energy level — تراز انرژی تبهگن، ۴۸ و ۸۴
Diffraction of neutrons: — تفرق نوترونها:
by crystals — توسط بلورها، ۱۳۰
by nuclei — توسط هسته‌ها، ۲۶۱
Effective range approximation — تقریب برد موثر، ۳۲۷
Electric multipole radiation — تابش چندقطبی الکتریکی، ۱۷۸ – ۱۸۱
Electromagnetic radiation — تابش الکترومغناطیسی (ر.ک. واپاشی گامایی، و پرتوگاما، فوتون).
(see gamma decay, gamma ray,photon
Energy distribution: — توزیع انرژی:
of beta rays — پرتوهای دلتا، ۲۱۵
of compton electrons — الکترونهای کمپتون، ۱۳۸

of neutrons after collision — نوترونها بعد از برخورد، ۱۲۸ – ۱۳۱
of positrons in gamma-ray pair production — پوزیترونها در تولید زوج از پرتوهای گاما، ۱۴۷

Energy levels : — ترازهای انرژی:
of A^{38} — $A^{۳۸}$، ۲۲۳
B^{10} — $B^{۱۰}$، ۱۰۱
Be^{10} — $Be^{۱۰}$، ۱۰۱
Be^{7} — $Be^{۷}$، ۹۸
C^{10} — $C^{۱۰}$، ۱۰۱
in closed box — در جعبه بسته، ۴۸ و ۲۰۸
of compound nucleus — هسته‌ٔ مرکب، ۲۶۵ – ۲۶۷
degenerate — سپهکی، ۴۸ و ۸۳
density in nuclei of — چگالی در هسته‌ها، ۹۵
of even-even nuclei — هسته‌های زوج – زوج، ۸۰ و ۹۷
in harmomic oscillator potential — پتانسیل نوسانگر موزون، ۸۳
in infinite square well potential — چاه پتانسیل مربعی بینهایت، ۸۳
isomeric : — ایزومریک، ۸۸
Li^{7} — $Li^{۷}$، ۹۸
N^{14} — $N^{۱۴}$، ۲۲۳
Nuclei — هسته‌ها، ۹۳ – ۹۷
Nucleon — نوکلئون، ۳۰۴
Occupation number of — عدد اشغالی، ۸۶
Odd-odd nuclei — هسته‌های فرد – فرد، ۹۷
Pb^{208} — $Pb^{۲۰۸}$، ۲۰۲
Po^{212} — $Po^{۲۱۲}$، ۲۰۲
regularities in — نظمها، ۹۷
of rotator — دوار کلاسیکی، ۹۱
in rounded-well potential — چاه پتانسیل گردشده، ۸۷
Sc^{41} — $Sc^{۴۱}$، ۹۶
U^{234} — $U^{۲۳۴}$، ۲۰۲
Virtual : — مجازی: ۹۳، ۲۳۵، ۲۷۷
of compound nucleus — از هسته مرکب، ۲۶۵
of deuteron — از دوترون، ۳۲۷ – ۳۲۹
equilibrium : — تعادل:
Secular — دیرپا، ۱۶۸
Transient — گذرا، ۱۶۸
f function — تابع f، ۲۱۷

Fermi function	تابع فرمی، ۲۱۴
internal conversion	تبدیل داخلی، ۱۸۳
Internal pair production	تولید زوج داخلی، ۱۸۶
Linear momentum	تکانهٔ خطی (پایستگی تکانه را نیز ببینید)، ۳۰
Magnetic multipole radiation	تابش چند قطبی مغناطیسی، ۱۷۸
Pair formation in γ - Decay	تشکیل زوج در واپاشی گامایی، ۱۸۲
Pair production :	تولید زوج :
by gamma-rays	توسط پرتوهای گاما، ۱۴۴ – ۱۴۷
in neighborhood of atomic electron	در مجاورت الکترون اتمی، ۱۴۶ و ۱۴۷
Photodisintegration of deuteron	تجزیه فوتونی دوترون، ۳۰۷
Radial wave function (see wave function)	تابع موج شعاعی (ر.ک. تابع موج).
Radioisotope production :	تولید رادیو ایزوتوپ :
by bombardmemt	توسط بمباران، ۱۶۴
by radioactive parent	توسط مادر پرتوزا، ۱۶۴
Resonance .	تشدید :
in compound nucleus	در هستهٔ مرکب، ۲۳۶
in cross-section	در سطح مقطع، ۲۶۱ و ۲۶۷
in potential interaction	در پتانسیل برهم‌کنش، ۲۳۵ و ۲۳۶
Taylor, I.B.	تیلوژ، تی. بی.، ۲۳۳
Thomson, J.J.	تامسون، جی. جی. ۱۶ و ۱۸
Total angular momentum .	تکانه زاویه‌ای کل : ۸۶
quantum number for	عدد کوانتومی، ۸۶
Tunneling	تونل زنی، ۲۸۹
(See also barrier penetration)	(نفوذ سدی را نیز ببینید).
Wave function :	تابع موج : ۳۱
boundary conditions for	شرایط مرزی، ۳۵ – ۳۷
for particle in a box	برای ذره در جعبه، ۴۶
for two- nucleon problem	برای مسئله دو نوکلئونی، ۳۱۵ و ۳۲۴
condition for standing wave	شرط برای امواج ایستاده، ۴۶ و ۲۷۷
of deuteron ground state	دوترون به‌حالت پایه، ۳۱۵
intergretation of	توجیح، ۳۵ – ۳۷
Logarithmic derivative of	مشتق لگاریتمی، ۳۱۵
Normalization condition for:	شرط بهنجارش، ۳۷
for particle in closed box	برای ذره در جعبه مسدود، ۴۷
Parity of	پاریته، ۵۴
radial	شعاعی، ۳۹
Standing wave form of	شکل موج ایستاده، ۳۵ و ۲۵۷

radial شعاعی، ۳۱۴
تخمین وایسکوف از ثابت واپاشی گامایی، ۱۸۱ – ۱۸۷
weisskopf estimate of gamma decay constant
x ray production . تولید پرتو ایکس :
in electron-capture decay در واپاشی گیراندازی الکترونی، ۲۲۱
in internal conversion در تبدیل داخلی، ۱۸۶
in photoeletric effect در اثر فوتوالکتریک، ۱۴۴
Ahnihilation radiation تشعشع نابودی، ۱۴۸
Number of atoms per unit volum تعداد اتمها در واحد حجم ۱۱۵
Table of جدول، ۳۳۳ – ۳۳۵

(ث)

Decay constant : ثابت واپاشی :
of alpha decay در واپاشی آلفایی، ۱۹۲ – ۱۹۷
of beta decay در واپاشی بتایی، ۲۱۱ – ۲۰۷ و ۲۱۶ – ۲۲۱
definition of تعریف، ۱۶۰
of electron-capture decay در واپاشی گیراندازی الکترون، ۲۲۱ – ۲۲۴
of gamma decay در واپاشی گامایی، ۱۷۳ – ۱۷۸
qunatum-mechanical calculation of محاسبه مکانیک کوانتومی، ۲۰۹
Physical constants ثابتهای فیزیکی، ۳۴۳
Plank.s constant ثابت پلانک، ۲۹
Radius constant ثابت شعاعی، ۲۰

(ج)

Absorption : جذب :
A. coeficient ضریب، ۱۳۳
A. Curve منحنی، ۱۲۳ و ۱۳۳
A. Edge لبه، ۱۴۳
Jensen, J.D. جنسن، جی. دی.، ۸۶
Mass جرم :
nuclear : هسته‌ای، ۱۸
relation to binding energy of رابطه با انرژی بستگی، ۵۷
table of جدول، ۳۴۲ – ۳۳۷
reduced . کاهش یافته، ۴۲۰ ، ۱۹۶
for alpha decay در واپاشی آلفایی، ۱۹۶
total کل ۳۰
rest mass سکون، ۳۰

Separation of center of mass motion — جداسازی مرکز جرم حرکت، ۴۲ و ۴۳
جداسازی متغیرها در معادله شرودینگر، ۳۲ و ۴۵
Separation of variables in schrödinger equation
Spin-orbit coupling shell model — جفت‌شدگی اسپین ـ مدار در اتمها، ۸۶ و ۸۸

(چ)

Probability density: — چگالی احتمال:
for particle in closed box — برای ذره در جعبه بسته، ۴۶
in quantum mechanics — در مکانیک کوانتومی، ۳۷۰
Legendre polynomial: — چندجمله‌ای لوژاندر، ۳۱۷
associated — وابسته، ۳۸
Density: — چگالی:
of nuclear energy levels — ترازهای انرژی هسته‌ای، ۹۵۰
of states — حالتها، ۲۱۳ و ۲۱۴
in beta decay: — در واپاشی بتایی، ۲۱۳ و ۲۱۴
in cubical box — در جعبه مکعبی، ۲۱۱
for particles — برای ذرات، ۲۶۸
for photons — برای فوتونها، ۲۱۱
table of — جدول، ۳۳۳ ـ ۳۳۶
current density — جریان، ۵۱۰
Chadwick, J. — چادویک، جی.، ۱۶ و ۱۷ و ۱۵۹ و ۲۰۳

(ح)

Bound state: (See also energy levels) — حالت مقید (ر.ک. ترازهای انرژی)، ۳۶۰
Excited states (see energy levels) — حالتهای برانگیخته‌شده (ر.ک. ترازهای انرژی).
Single state of deuteron — حالت یگانی دوترون، ۳۲۵
Stability limits against radioactive-decay — حدود پایداری نسبت به‌واپاشی پرتوزا، ۱۹۰ و ۱۹۲
Triplet state of deuteron — حالت سه‌تایی دوترون، ۳۲۶

(خ)

Stability line: — خط پایداری، ۶۲ و ۶۳ و ۱۹۲
according to semiempirical mass formula — بر طبق فرمول نیمه تجربی جرم، ۷۰
effect on fission of — اثر روی شکافت، ۲۸۳
Self-energy, coulomb — خود انرژی (کولونی)، ۶۸

(د)

Scattering amplitude	دامنه پراکندگی، ۳۱۴
Davis,R.	دیویس، آر.، ۲۲۵
Davisson,C.	داویسون، سی.، ۳۱۰
Dearnaley,G.	دیرنیلی، جی.، ۱۴۹
De benedetti,S.	دوبندتی، اس، ۱۷۸
de Broglie,L.	دوبروی، ال.، ۲۹
Deuteron:	دوترون:
ground-State-wave function	تابع موج حالت پایه، ۳۰۹
radius of	شعاع، ۳۱۱
Structure,of	ساختار، ۳۰۸
Virtual state of	حالت مجازی، ۳۲۷ – ۳۲۹
Deutsch,M.	دویچ، ام.، ۱۴۸
Dirac,P.A.M.	دیراک، پی. ای. ام، ۳۵
دسته‌بندی واپاشی (ر.ک. واپاشی آلفایی و بتایی و گامایی).	
Classification of decay(see α , β , γ decay)	

(ذ)

Alpha particle:	ذرهٔ آلفا:
capture and loss of electrons by	گیراندازی و افت الکترونها، ۱۱۸
fine structure in spectra of	ساختار ظریف در طیف، ۲۰۱
ionization in matter by	یونش در ماده، ۱۱۵ و ۱۲۱
long-range	بلند – برد، ۲۰۱
Charged particles:	ذرات باردار:
detection of	آشکارسازی، ۱۵۲
energy loss of	اتلاف انرژی، ۱۱۰ – ۱۲۵
mean charge in matter of	بار متوسط در ماده، ۱۱۵
Particle:	ذرهٔ:
in closed cubical box	در جعبه مکعبی بسته، ۴۴
in potential well (see shell model)	در چاه پتانسیل (ر.ک. مدل لایه‌ای).

(ر)

Rang-energy relationship:	رابطهٔ برد – انرژی، ۱۱۵
for electrons in Al	برای الکترونها در آلومینیوم، ۱۲۵
for protons in air	برای پروتونها در هوا، ۱۲۴
Rasmussen, J,D	راسموسن، جی. او.، ۱۶۰
Robinson,B.L.	روبینسون، بی. ال.، ۲۲۱

Ruderman,M.A.	رودرمن، ام . ای. ، ۳۰
Rutherford,E.	رادرفورد . ای. ، ۱۶، ۱۹، ۱۵۹ و ۱۸۸ و ۲۰۳
De finition of	تعریف، ۱۶۳
Cross-section	سطح مقطع، ۲۵۴ – ۲۵۹
Orthogonality relation for- legendre polynomials	رابطهٔ تعامد برای چندجمله‌ایهای لوژاندر، ۳۱۷

(ز)

Electron-positron pair- Creation by γ-rav of,	زوج الکترون – پوزیترون، ۱۴۵ و ۱۸۶ تولید توسط پرتوگاما، ۱۴۴ (ر.ک . تشکیل زوج، تولید زوج، پرتوگاما).
(See also, γ-Rav,pair formation,pair producion)	
Radioactive decav chain	زنجیرهٔ واپاشی پرتوزا، ۱۵۹
Time:	زمان:
Of flight of neutron	پرواز نوترون، ۱۳۰
Of impact	برخورد، ۱۱۳
to pass bv a nucleus	عبور از کنار هسته، ۲۶۹
Of traversal through A nucleus	عبور از میان هسته، ۷۵

(ژ)

Germer,L.H.	ژرمر، ال. اچ. ، ۳۱۰
Joliot,F.	ژولیت . اف، ۲۰۳

(س)

Center-of-Mass system	سیستم مرکز جرم، ۱۲۷ و ۲۳۹
Coulomb barrier	سد کولونی، ۱۹۶
Coulomb cross section	سطح مقطع کولونی، ۲۵۴ – ۲۵۹
Cross section:	سطح مقطع :
for capture of 1-Mev neutrons	گیراندازی نوترونهای Mev– ۱، ۸۱
charged-particle induced	واکنشهای القاشده توسط ذرهٔ باردار، ۲۷۲
for charged-particle production	تولید ذرات باردار، ۲۷۲
for compound-nucleus formation	تشکیل هسته مرکب، ۲۶۰ – ۲۶۳
Coulomb	کولونی، ۲۵۴ – ۲۵۹
definition of	تعریف، ۲۴۶
differential:	دیفرانسیل، ۲۵۰، ۳۱۸
for p-p scattering	در پراکندگی P-P ، ۳۲۹
for s-wave scattering	برای پراکندگی موج – s ، ۳۱۴

in terms of scattering amplitude — برحسب دامنه پراکندگی، ۳۱۴
for elastic alpha-particle scattering — در پراکندگی کشسان ذرهٔ آلفا توسط Fe^{58}، ۲۸۱
for elastic neutron scattering — در پراکندگی کشسان نوترون توسط cd^{58}، ۲۶۴
for elastic neutron scattering — در پراکندگی کشسان نوترون توسط co^{59}، ۲۷۹
for elastic proton scattering — در پراکندگی کشسان پروتون توسط co^{59}، ۲۵۸
elastic scattering — پراکندگی کشسان، ۲۶۸
energy dependence of — بستگی انرژی، ۲۵۱ – ۲۵۳ و ۲۶۲ – ۲۸۳
evaluation of — برآورد $\pi\lambda^2$، ۲۶۶
for fission: — شکافت، ۲۸۹ – ۲۹۳
of u-235 by neutrons — در U^{235}، توسط نوترونها، ۲۹۱
of u-239 by neutrons — در U^{238}، توسط نوترونها، ۲۹۱
inelastic scattering; — پراکندگی ناکشسان، ۲۷۱
for $si^{28}(n,n)$ — در $Si^{28}(n,n)$، ۲۸۳
integrated; — انتگرال‌گیری شده، ۲۵۱
for n-p scattering — در پراکندگی n-p، ۳۲۵
in terms of scattering-amplitude — برحسب دامنهٔ پراکندگی، ۳۱۴
For n-p scattering — در پراکندگی n-p، ۳۲۲ – ۳۲۹
neutron: — نوترون:
for molecules — در انرژی کم، ۲۷۱
low-energy — در مولکولها، ۳۲۸
Qualitative discussion of — بحث کیفی، ۲۵۹ – ۲۶۲
partial — جزیی، ۲۵۰
reaction; for $co^{59}(p,n)$ — واکنش $co^{59}(p,n)$، ۲۸۲
for $S^{32}(d,p)$ — $S^{33}(d,p)$، ۲۸۲
for $S^{32}(n,d)$ — $S^{33}(n,\alpha)$، ۲۷۳
for $S^{32}(n,p)$ — $S^{33}(n-p)$، ۲۷۳
total — کل، ۳۱۷
resonances in — تشدیدها، ۲۶۱
resonance formula for — فرمول تشدید، ۲۶۸
spin factor in — عامل اسپینی، ۲۶۶
total; — کل، ۲۵۰
for neutrons on cd — نوترونها روی cd، ۲۶۴
for Neutrons on u^{235} — نوترونها روی U^{235}، ۲۹۱
for pions on proton — پیونها روی پروتون، ۳۰۳
Fine structure in alpha decay — ساختار ظریف در واپاشی آلفایی، ۲۰۱
Fission barrier — سد شکافت، ۲۸۷
Mass parabola — سهمی جرم، ۷۰ – ۷۲

Mirror triad	سه‌گانه آینه‌ای، ۱۰۱
Organic scintillator	سوسوزن آلی، ۱۳۰، ۱۳۱، ۱۴۱
partial cross-section	سطح مؤثر جزیی، ۲۵۰
potential barrier	سد پتانسیل (ر.ک. نیز به‌نفوذ سدی)، ۴۹
Scintillator:	سوسوزن:
inorganic	غیرآلی، ۱۴۸
Organic	آلی، ۱۴۱
Response to gamma rays of	پاسخ به‌پرتوگاما، ۱۴۱
Response to neutrons of	پاسخ به‌نوترون، ۱۳۰ و ۱۳۱
Segre, E.,	سگره، ای.، ۱۱۶، ۱۲۶، ۱۹۱، ۱۹۳، ۲۰۲، ۲۲۰
Serber, R.	سربر، آر.، ۲۳۳
Soddy, F.,	سدی، اف.، ۲۰۳
Suess, H.E.	سوئس، اچ. ای.، ۸۶
Sunyar, A.W.	سونیر، ای. دبلیو، ۲۲۵

(ش)

Boundary condition (see wave function)	شرط مرزی (ر.ک. تابع موج).
Fission:	شکافت: ۲۳۷، ۲۴۵، ۲۸۳ – ۲۹۲
Mass-yield curve	منحنی نشاندهندهٔ جرم، ۲۸۵ و ۲۸۴
Q-values	ارزشهای Q، ۲۸۴ – ۲۸۶
Symmetric	متقارن، ۲۸۷
Barrier	سد، ۲۸۷
Cross.Section	سطح مقطع، ۲۸۹ – ۲۹۲
Fragments	اجزای، ۲۸۳
Threshold	آستانه، ۲۸۹
Width	پهنا، ۲۸۹
Flux.	شار، ۵۱، ۲۴۸، ۲۴۹، ۴۱۴
Geiger counter	شمارندهٔ گایگر، ۱۵۲
Radius:	شعاع:
Of deutelon	دوترون، ۳۱۱
Nuclear:	هسته‌ای، ۲۰ و ۶۵
Determination of	تعیین، ۲۰۰ و ۲۸۰
Root-mean- Square	جذر مربعی متوسط، ۳۱۱
Schiff, L.I.	شیف، ال. آی.، ۳۸، ۵۱، ۵۲، ۵۴، ۵۵، ۸۴، ۱۷۵
Schrödinger, E.	شرودینگر، ای.، ۳۱

(ص)

ضریب انعکاس پله پتانسیل، ۹۴، ۲۶۳ — Reflection coefficient of potential step
ضریب جذب جرمی، ۱۳۴ — Mass absorption coefficient
ضریب جذب خطی، ۱۳۳ — Reflection coefficient of potential step
ضریب تضعیف خطی، ۱۳۳ — Mass absorption coefficient
ضریب تبدیل داخلی لایهٔ ، ۱۸۶ — Linear absorption coefficient
ضخامت نیم‌مقدار، ۱۳۳ — Half-value thickness

(ط)

طیف بتا، ۲۱۶ – ۲۱۱ — Beta spectrum
طول موج کمپتون، ۱۳۷ و ۳۴۳ — Compton wavelength
طول پراکندگی: ۲۶۸ و ۳۲۱ و ۳۲۳ — Scattering length:
یگانه، ۳۲۸ و ۳۲۹ — Singlet
سه‌گانه، ۳۲۸ و ۳۲۹ — Triplet
مفرد، ۳۲۸ و ۳۲۹ — Single
طیف سنج مغناطیسی، ۱۱۹ و ۱۲۰ — Spectrometer, Magnetic

(ع)

عدد اتمی، ۱۸ — Atomic number
عامل تبدیل، ۳۴۴ — Conversion factors
عناصر: — Elements:
شکلبندی، ۶۳ — Formation of
جدول، ۳۳۳ – ۳۳۵ — Table of
عامل ممانعت: — Hindrance factor:
در واپاشی آلفایی، ۱۹۳ – ۱۹۹ — In alpha decay
در واپاشی گامایی، ۱۸۳ — In gamma decay
عدد جرمی، ۱۸ — Mass number
عمر متوسط، ۱۶۲ — Mean life:
رابطه با پهنا، ۱۶۸ — Relation to width of
عدد اشغالی تراز، ۸۵ — Occupation number of level
عدد کوانتوم مداری، ۳۸ و ۷۴ — Orbital quantum number
عدد کوانتومی نوسانگر، ۸۴ — Oscillator quantum number
عدد کوانتومی: — Quantum number:
در جعبه مکعبی، ۴۴ – ۴۹ — For cubical box

Magnetic	مغناطیسی، ۳۹ و ۷۴ و ۸۴
Orbital	مداری، ۳۸ و ۷۴
Radial	شعاعی، ۷۴
total	کل، ۷۴
total angular momentum	تکانهٔ زاویه‌ای کل، ۸۶
Spin factor in cross sections	عامل اسپینی در سطوح مقطع، ۲۶۶
Transition matrix element:	عنصر ماتریسی انتقال:
In beta decay	در واپاشی بتایی، ۲۱۲ و ۲۱۷
In gamma decay	در واپاشی گامایی، ۱۷۵
Wave number	عدد موجی، ۳۳

(ف)

Abundance:	فراوانی:
Influence of shell effects on	اثرات لایه‌ای روی آن، ۷۷
Of occurrence of stable nuclides	فراوانی ویژه هسته‌های پایدار، ۶۴
Raletive, Table of	نسبی، جدول، ۳۳۷ و ۳۴۲
Of stable isotiones	ایزوتونهای پایدار، ۷۷
systematic	روند منظم، ۶۱ و ۶۲
Of tin isotopes	ایزوتوپهای قلع، ۶۵
Activity	فعالیت، ۱۶۳
Breit-wigner resonance formula	فرمول تشدید برایت ویگنر، ۲۶۷
Distance of closest approach of charged-Particle	فاصلهٔ نزدیکترین مجاورت ذرات باردار:
In general collision	در برخورد معمولی، ۲۵۷
In head-on collision	در برخورد شاخ به‌شاخ، ۱۹، ۲۵۴
Fermi, E.	فرمی، ای.، ۲۰۷
Fermi	فرمی:
Definition of,	تعریف، ۲۰
Decay	واپاشی، ۲۰۷ و ۲۱۹
Function	تابع، ۲۶۴
theory of beta decay	نظریه در واپاشی بتایی، ۲۰۷ – ۲۱۷
Fernbach, S.	فرنباخ، اس.، ۲۳۳
Feshbach, H.	فشباخ، اچ.، ۲۳۴
Fink, R.W.	فینک، آر. دبلیو.، ۲۲۱
Folov, F.	فولدی، ال.، ۳۰۴
Fowler, P.H.	فاولر، پی. اچ.، ۱۱۹
Frisch, O.R.	فریش، او.، آر.، ۲۳۳

Nuclear physics,	فیزیک هسته‌ای :
Historical development of	گسترش تاریخی، ۱۶
Photon,	فوتون، ۲۳
Momentum of	تکانه، ۲۹
Wavelength in terms of energy of	طول موج برحسب انرژی، ۱۸۱
Prout's hypothesis	فرضیه پروت، ۱۸
Semiempirical mass formula :	فرمول نیمه تجربی جرم، ۶۵ – ۷۳
Constants of	ثابتها، ۷۳
Effect of shell effect on	اثرات لایه‌ای در آن، ۷۳
Predictions of stability Limits by	پیش‌بینی‌های حدود پایداری، ۱۹۱
Von weizsacker	فون وایزسکر، سی. اف، ۶۵
Yield	فرآورده، ۲۴۹

(ق)

Fourier theorem	قضیه فوریه، ۱۶۹
Gauss law of electrostatics	قانون گوس در الکترواستاتیک، ۱۱۱
Geiger- Nuttal law	قانون گایگر – نوتال، ۱۹۲
Selection rule	قاعده گزینش، ۱۷۶ – ۱۷۸

(ک)

Channal	کانال، ۲۶۳
Compton, A.H.	کمپتون، ای. اچ.، ۲۹
Condon, E.U.	کوندون، ای. یو.، ۱۹۵
Cowan, C.L.Jr.	کوان، سی. ال. جی‌آر.، ۲۲۴
Curie, I.	کوری، آی.، ۲۰۳
Curie, M.	کوری، ام، ۱۵ و ۱۸۸
Curie, P.	کوری، پی، ۱۵ و ۱۸۸
Curie, definition	کوری، تعریف، ۱۶۳
Kaplan, I.	کاپلان، آی.، ۱۲۶
Kittel, C.	کیتل، سی.، ۳۵
Packing fraction	کسر چسبش، ۵۷

(گ)

Allowed beta transition	گذارهای مجاز بتا، ۲۰۷ و ۲۱۹
Delayed neutron emission	گسیل نوترون تاخیر یافته، ۲۸۴
Dipole moment	گشتاور دوقطبی، ۱۷۸
Geiger, H,	گایگر، اچ.، ۱۶، ۱۹ و ۱۹۲

Goldhaber,M.	گلدهابر، ام.، ۲۲۵
Gomez,L.C.	گومز، ال. سی.، ۶۰
Grodzins,L.	گرودزین، ال.، ۲۲۵
Groshew,L.V.	گروشو، ال. وی.، ۲۷۱
Guggenheimer,k.	گوژنهایمر، کا.، ۷۴
Gurney,R.W.	گرنی، آر. دبلیو.، ۱۶ و ۱۹۵
Germer,L. H.	گرمر، ال. اچ.، ۳۱
K- electron capture	گیراندازی الکترون لایهٔ K، ۲۲۴
Magnetic moment.	گشتاور مغناطیسی، ۸۲ و ۱۷۱
Of deuteron	دوترون، ۳۰۸
Moment of inertia of nucleus	گشتاور لختی هسته، ۹۱
Multipole moment	گشتاور چند قطبی، ۸۰ و ۱۷۷
Super-allowed beta transition	گذار ابر مجاز بتا، ۲۱۹
Electric dipole moment	گشتاور دوقطبی الکتریکی، ۸۰ و ۱۷۸
Gamow,G	گاموف، جی.، ۱۶۰ و ۱۹۵

(ل)

Lee, T.D.	لی، تی. دی.، ۲۲۶
Lees, D.S.	لیز، دی. ای.، ۲۴۲
Littauer, R.M.	لیتائور، آر. ام.، ۳۰۲

(م)

Alpha- particle model of nucleus	مدل درهٔ آلفای هسته، ۶۱
Bohr model of H atom	مدل بوهر در اتم H، ۳۱
center of mass:	مرکز جرم
Separation of motion of and about	جداسازی حرکت، ۴۲
Quantum-mechanical	مکانیک کوانتومی، ۴۲
Chemical scale of atomic weight	مقیاس شیمیایی وزن اتمی، ۵۶
collective models	مدلهای دستجمعی، ۹۲
de Broglie wave:	موج دوبروی، ۲۸ — ۳۱
Effect of location of particle	اثر در مقر ذره، ۱۱۳
Frequency in terms of energy	فرکانس برحسب انرژی، ۲۹ و ۳۴
Wavelength of neutron or proton.	طول موج نوترون یا پروتون، ۳۱
reduced	کاهش یافته، ۲۵۹
in terms of momentum	برحسب تکانه، ۲۶۱
Dirac equation	معادلهٔ دیراک، ۱۴۴، ۲۰۵ و ۲۲۴
Liquid drop model	مدل قطره مایعی، ۵۶، ۶۵ و ۷۴

Logarithmic derivative of wave function	مشتق لگاریتمی تابع موج، ۳۰۹ و ۳۲۲
Marsden, E.	مارسدن، ای.، ۱۶۰ و ۱۹
Maxwell equations :	معادلات ماکسول:
Break down of	شکست، ۲۸۰
Rate of angular momentum-radiation according to	آهنگ تابش تکانه زاویه‌ای برطبق، ۱۷۷
Rate of energy radiation according to	آهنگ تابش انرژی بر طبق، ۱۷۳
use in understanding-gamma rey interaction of	استفاده در درک برهم‌کنشهای پرتوگاما، ۱۳۲
Mayer, M.G	می‌یر، ام. جی.، ۸۶
Mean free path in nucleus	مسیر آزاد میانگین در هسته، ۲۷۹
Meitner, L.	مشر، ال.، ۲۳۳
Meson :	مزون، ۲۳
Mu	مسو، ۲۳
Pi	پی، ۲۳ و ۲۹۹
Role in nuclear force of	نقش آن در نیروی هسته‌ای، ۳۰۲ و ۳۲۷
Mott, N.F.	مات، ان. اف.، ۳۲۹
Muon	موئون، ۲۳
Hard core in	معر سخت (در نیروی هسته‌ای)، ۵۹
Nuclear mass (see mass)	مدلهای هسته‌ای (ر.ک. جرم).
Optical model	مدل اپتیکی، ۲۷۴ – ۲۷۹
Physical scale of atomic weight	مقیاس فیزیکی وزن اتمی، ۵۶
Q - Equation	معادله Q، ۲۳۹
Q - value :	مقدار: Q
of alpha decay	واپاشی آلفایی، ۱۸۹ و ۱۹۰
of electron - capture decay	واپاشی گیراندازی الکترونی، ۲۲۱
of fission	شکافت، ۲۸۴ – ۲۸۶
Of nuclear reaction	واکنش هسته‌ای، ۲۳۸
Quantum mechanics :	مکانیک‌های کوانتومی، ۲۸ – ۵۵
Computation of transition probability by	محاسبهٔ احتمال گذار، ۲۰۸
Effect in gamma decay of	اثرات در واپاشی گامایی، ۱۷۵
Radial wave function (see wave function)	معادلهٔ موج شعاعی (ر.ک. تابع موج).
Schrödinger equation :	معادلهٔ شرودینگر، ۳۱ – ۳۵
For motion about center of mass	در حرکت حول مرکز جرم، ۴۳
For motion of center of mass	در حرکت مرکز جرم، ۴۳
Radial	شعاعی، ۳۹، ۸۲، ۳۰۰، ۳۰۹
In spherical coordinates	در مختصات کروی، ۳۸ – ۴۰

Time-independent مستقل از زمان، ۳۱۰ – ۳۳

برای دو ذره، ۴۱ – ۴۳

Shell model: مدل لایه‌ای، ۵۶، ۶۴، ۷۴ – ۸۸

Experimental basis of اساس تجربی، ۷۷ – ۸۱

Relation to magic numbers of رابطه با اعداد مرموز، ۷۷ و ۷۸

Single-particle تک ذره‌ای، ۸۱ – ۸۶

Weisskopf argument for existennce of استدلال وایسکوف در وجود، ۷۶

Surface interaction model مدل برهم‌کنش سطحی، ۲۷۹

Traveling wave(see wave function) موج مسافر (ر.ک. تابع موج).

life time(see mean life) مدت عمر (ر.ک. عمرمتوسط).

Mass-yield curve in fission منحنی فرآورده جرم در شکافت، ۲۸۴ و ۲۸۵

spin-orbit coupling shell model مدل لایه‌ای جفت‌شدگی اسپین – مدار، ۸۶ – ۸۸

Center of mass مرکز جرم:

coordinate of مختصه، ۴۱

kinetic energy of انرژی جنبشی، ۲۳۸

separaion of motion,of and about جداسازی حرکت و حول آن، ۴۱

classical کلاسیک، ۴۱

(ن)

Barrier penetration: نفوذ سدی، ۵۳، ۲۶۹ و ۲۷۲

In alpha decay در واپاشی آلفایی، ۱۹۵ و ۲۰۰

In Beta decay در واپاشی بتایی، ۲۱۴

In fission در شکافت، ۲۸۹

For Rectangular barrier در سد مستطیلی، ۵۰ و ۵۳

Half-life: نیمه عمر:

For alpha decay برای واپاشی آلفایی، ۱۹۲ و ۱۹۴

For beta decay برای واپاشی بتایی، ۲۰۶ – ۲۲۱

Definition of تعریف، ۱۶۲

For gamma decay در واپاشی گامایی، ۱۷۳ – ۱۸۲

Of geological signigicance به‌مفهوم رمین‌شناسی، ۳۳۷ – ۳۴۲

Relation to width of رابطه با پهنا، ۱۷۰

Kurie plot نمودار کوری، ۲۱۴

Neddermeyer ندرمی‌یر، اس. اچ.، ۱۶۰

Neutrino نوترینو، ۲۰۳ – ۲۰۷ و ۲۲۴ و ۲۲۵

Neutron: نوترون:

Charge cloud of بار ابری، ۳۰۲

de Broglie wavelenght: طول موج دوبروی، ۲۹۰

Reduced	کاهش یافته ، ۲۵۹ و ۲۶۰
Detection of	آشکارسازی ، ۱۵۲
Diffraction by	پراش توسط بلورها ، ۱۳۰
Diffraction by nuclei of	پراشیدگی توسط هسته‌ها ، ۲۶۰
Energy after single collision	انرژی بعداز برخورد منفرد ، ۱۲۷ – ۱۳۱
Energy loss in matter	افت انرژی در ماده ، ۱۳۱ – ۱۲۶
Scattering by molecules of	پراکندگی توسط مولکولها ، ۳۲۸
scattering by parahydrogen of	پراکندگی توسط پاراهیدروژن ، ۳۲۷
Time of flight of	زمان پرواز نوترون ، ۱۳۰
Cross section(see cross section)	سطح مقطع نوترون(ر.ک. سطح مقطع) .
N. number	عدد نوترونی ، ۱۸
Separation energy :	انرژی جدایی نوترون ، ۵۷
according to semiempirical mass formula	بر طبق فرمول نیمه تجربی جرم ، ۷۳
of lead isotopes	از ایزوتوپهای سرب ، ۶۲
Of nuclei(Z,N+1) with Z=N	از هسته‌ها(Z ، N +۱) با Z=N ، ۷۹
Northrup, D.C.	نورتروپ ، دی.سی. ، ۱۴۹
Notation :	نامگذاری :
For Atomic Energy states	برای حالتهای انرژی اتمی ، ۸۲
For nuclear energy states	برای حالتهای انرژی هسته‌ای ، ۸۲ و ۸۶
For nuclides	برای ویژه هسته‌ها ، ۲۳
Nuclear force :	نیروی هسته‌ای:
Charge independence of	استقلال از بار ، ۹۸– ۱۰۲ و ۳۳۱
From decay of mirror nuclei	در واپاشی هسته‌های آینه‌ای ، ۲۲۷
Effect of exclusion principle on	اثر اصل طرد ، ۱۰۲
In liquid drop model	در مدل قطره مایعی ، ۶۶
Charge symmetry of :	تقارن باری ، ۹۸ – ۱۰۲ و ۳۳۱
from decay of mirror nuclei	از واپاشی هسته‌های آینه‌ای ، ۲۲۷
Exchange force in	نیروی مبادله‌ای ، ۲۹۸ – ۳۰۱
Hard core in	مغز سخت ، ۵۹
Meson theory of	نظریه مزونی ، ۲۹۸ – ۳۰۴
Pairing energy in	انرژی زوجیت ، ۶۱
Properties of	خواص ، ۲۹۸
range of	بُرد ، ۳۰۰ و ۳۰۱ و ۳۲۹ و ۳۳۱
saturation of	اشباع ، ۵۷ – ۶۱ و ۲۹۹
strength parameters of	پارامترهای قدرت ، ۳۲۹ و ۳۳۱
Nucleon :	نوکلئون ، ۲۳
spin of	اسپین ، ۸۵

Nuttall,J.M.	نوتال، جی . ام ، ۱۹۲
Oscillator :	نوسانگر:
Harmonic	هماهنگ ،۸۲ – ۸۵ و ۱۷۴
parity nonconservation in beta decay	ناپایستگی پاریته در واپاشی بتایی، ۲۲۵
penetrability(see barrier penetration)	نفوذپذیری، (ر.ک. نفوذ سدی)،
Spectroscopic notation	نمادگذاری اسپکتروسکوپیکی، ۸۱ – ۸۶
Turning point	نقطهٔ برگشت ،۵۳ و ۱۹۷
Branching ratio	نسبت شاخه‌ای ،۱۶۳ و ۲۰۱
Knight,W.D.	نایت، دبلیو . دی ، ۳۰
Kurie plot	نمودار کوری ،۲۱۴

(و)

Alpha decay :	واپاشی آلفایی، ۱۸۸ – ۲۰۲
Decay constant of	ثابت واپاشی،۱۹۲ و ۱۹۶
Decay energy of	انرژی واپاشی، ۱۸۹ و ۱۹۳
Energy conservation in	پایستگی انرژی ،۸۸
Hindrance factor in	عامل ممانعت، ،۱۹۳ و ۱۹۹
Momentum conservation in	پایستگی تکانه ،۱۸۸
Penetration in	قدرت نفوذ ،۱۹۶ و ۱۹۸
Q - value of	ارزش Q ،۱۸۹
Regions of instability to	نواحی ناپایداری، ۱۹۰
	(واپاشی پرتوزایی را نیز ببینید).
Beta decay :	واپاشی بتایی، ۲۰۳ – ۲۲۸
Allowed transitions in	گذارهای مجاز ،۲۰۷ و ۲۱۹
Classification of	طبقه‌بندی ،۲۱۶ و ۲۲۰
Condition for	شرط ،۷۱ و ۲۰۷
Decay constant of	ثابت واپاشی، ۲۰۷ ،۲۱۱ و ۲۱۶ و ۲۲۰
Energy conservation in	پایستگی انرژی ،۲۰۷
f function for	تابع f ،۲۱۶ و ۲۱۷
Fermi decay in	فرمی ،۲۰۷ و ۲۱۹
Fermi function for	تابع فرمی ،۲۱۴
ft value of	ارزش ft، ۲۱۶ و ۲۱۷
Gamow- Teller decay in	گاموف – تلر ،۲۰۷ و ۲۱۹
inverse	معکوس ، ۲۲۰
Kurie plot for	نمودار کوری، ۲۱۴
Momentum conservation in	پایستگی تکانه، ۲۰۷
Parity conservation in	پایستگی پاریته ،۲۲۵

Q value of	ارزش ، ۲۰۷
Shape of spectrum in	شکل طف ، ۲۱۱ و ۲۱۶
Superallowed transition in	گذار ابر مجاز ، ۲۱۹
(see also radio active decay)	(ر.ک. نیز واپاشی پرتوزا).
Capture reaction	واکنش گیراندازی ، ۲۳۷ و ۲۴۵
Daughter nuclide	وبژه هسته‌ٔ دختر ، ۱۶۰ و ۱۶۳
decay	واپاشی (ر.ک. هسته مرکب و واپاشی پرتوزا)،
Direct reaction	واکنش مستقیم (ر.ک. واکنش هسته‌ای).
Electron-capture decay:	واپاشی گیراندازی الکترون ، ۷۱ ، ۲۲۱ – ۲۲۴
inverse	وارون ، ۲۲۴
Electron decay	واپاشی الکترونی (ر.ک. واپاشی بت‌ٔ
Endoergic reaction	واکنش انرژی گیر ، ۲۴۰ و ۲۴۱
Gamma decay :	واپاشی گامایی ، ۱۷۱ – ۱۸۷
classification of	دسته‌بندی ، ۱۷۷ – ۱۸۳
Hindrance factor in	عامل ممانعت ، ۱۸۳
Weisskopf estimate of	تخمین وایسکوف از ثابت واپاشی ، ۱۸۱ – ۱۸۶
decay constant	(ر.ک. نیز واپاشی پرتوزا)،
Mass unit:	واحد جرم ، ۵۶
Energy equivalent of	هم‌ارز انرژی ، ۳۴۳
Nuclear reaction:	واکنش هسته‌ای :
Angular momentum conservation	پایستگی تکانه‌زاویه‌ای ، ۲۴۳
Charged particle	ذره باردار ، ۲۴۴
Compound-nucleus	هسته مرکب ، ۲۶۳
Cross-section of	سطح مقطع (ر.ک. سطح مقطع).
Elastic scattering	پراکندگی کشسان ، ۲۴۵
Endoergic	انرژی‌گیر ، ۲۳۸ و ۲۴۰
Energy available for	انرژی مهیا ، ۲۳۹
Energy conservation in	پایستگی انرژی ، ۲۳۷
Inelastic scattering in	پراکندگی ناکشسان ، ۲۴۵
Momentum conservation in	پایستگی تکانه ، ۲۳۸
Nucleon conservation in	پایستگی نوکلئونی ، ۲۳۶
parity conservation in	پایستگی پاریته ، ۲۴۴
Photonuclear	فوتو هسته‌ای ، ۲۴۴ و ۳۰۸
Q- equation of	معادله‌ٔ Q ، ۲۳۹
Q-value of	ارزش Q ، ۲۳۸
Threshold energy for-endoegic	انرژی آستانه در انرژی گیر ، ۲۴۰ و ۲۴۱
Tapes of	انواع (سطح مقطع را ببینید) ، ۲۴۴ – ۲۴۵

Nuclide — ویژه هسته :
  Stable, table of — پایدار، جدول، ۳۳۷ – ۳۴۲
  Parent — مادر، ۱۶۰
    Long-lived compared to daughter — طویل عمر نسبت به‌دختر، ۱۶۷
    Produced by nuclear bombardment — ایجادشده توسط بمباران هسته‌ای، ۱۶۴
    Short-Lived compared to dughter — کوتاه عمر نسبت به‌دختر، ۱۶۷
Radioactive decay — واپاشی پرتورا، ۱۵۹ – ۱۶۸
  of Be^{7} — از ^{۷}Be، ۲۲۳
  Of Bi^{212} — از ^{۲۱۲}Bi، ۲۰۲
  Of Br^{80} — از ^{۸۰}Br، ۲۳۲
  Of Cl^{38} — از ^{۳۸}Cl، ۲۲۳
  Of Cu^{64} — از ^{۶۴}Cu، ۲۲۳
  Of O^{14} — از ^{۱۴}O، ۲۲۳
  Of Pu^{238} — از ^{۲۳۸}Pu، ۲۰۲
  Regions of instability to — نواحی ناپایداری، ۱۹۱
  Statistical fluctuations,in — افت و خیزهای آماری، ۱۶۱
    (ر.ک. نیز واپاشی آلفایی، بتایی و گامایی).
Reaction — واکنش (ر.ک. واکنش هسته‌ای).
Spallation reaction — واکنش فروپاشی، ۲۳۷ و ۲۴۵
stripping reactions — واکنشهای کندنی، ۲۸۳
Walecka,J.D. — والکا، جی. دی.، ۶۰
Weisskopf,V.F. — وایسکوف، وی. اف.، ۶۰، ۶۱، ۷۶و۹۵ و ۱۷۸و۱۸۱ و ۲۳۳ و ۲۶۳ و ۲۶۴ و ۳۲۸
Wheeler, J.A. — ویلر، جی. ای.، ۲۹۲ و ۲۸۶
Wigner,E. — ویگنر، ای.، ۳۰۷ و ۳۲۵

(ه)

Compound nucleus — هسته مرکب :
  Angular momentum conservation in formation — پایستگی تکانه زاویه‌ای در تشکیل آن، ۲۴۳
  Decay of — واپاشی، ۲۶۷ – ۲۷۰
  Energy leveles of — ترازهای انرژی، ۲۶۵
  Formation of — تشکیل از، ۲۶۳ – ۲۶۷
  Parity conservation in formation of — پایستگی پاریته در تشکیل آن، ۲۶۷
  Qualitative descussion of — بحث کیفی، ۲۳۵
  resonances — تشدید در، ۲۳۵ و ۲۶۷
Deformed nucleus — هسته تغییرشکل یافته، ۹۱ و ۱۸۷
Hahn, O. — هاهن، ا.، ۲۳۳ و ۲۸۳
Haxel, O.J. — هاکسل، ا.جی.، ۸۶

Heisenberg, W.	هایزنبرگ، دبلیو،۱۶ و ۱۷ و ۱۸ و ۴۸ و ۲۹۹
Heitler, W.	هیتلر، دبلیو، ۱۳۴
Hofstadter, R.	هوفشتادتر، آر.، ۲۱ و ۱۴۸ و ۳۰۲
Hollander, J.M.	هولاندر، جی. ام.، ۱۶۰
Magic nucleus	هسته‌های مرموز (ر.ک. انرژی بستگی، اعداد مرموز، مدل لایه‌ای).
Mirror nuclei	هسته‌های آینه‌ای، ۹۸
Mass difference between	تفاوت جرمی بین آنها، ۹۹ و ۱۰۰.

(ی)

Yukawa,H.	یوکاوا، اچ. ۱۷ و ۲۹۹ و ۳۰۱
Yang,C.N.	یانگ، سی. ان. ۱۶ و ۲۲۶

Ferdowsi University of Mashhad

Publication No: 98

ELEMENTS OF NUCLEAR PHYSICS

by

WALTER E. MEYERHOF

SECOND EDITION

Translated

by

FARHAD RAHIMI

FERDOWSI UNIVERSITY PRESS