

برنام‌ح‌راوندجان‌و



انتشارات
۸۲۶

آشنایی با فیزیک رآكتورهای هسته‌ای

دکتر رضا ایزدی نجف‌آبادی
استاد دانشگاه فردوسی مشهد

سرشناسه: ایزدی نجف‌آبادی، رضا، ۱۳۲۷ -
 عنوان و نام پدیدآور: آشنایی با فیزیک رآکتورهای هسته‌ای/ رضا ایزدی نجف‌آبادی؛ ویراستار ادبی هانیه اسدیپور فعال مشهد.
 مشخصات نشر: مشهد: دانشگاه فردوسی مشهد، انتشارات، ۱۴۰۱.
 مشخصات ظاهری: ۲۴۰ ص.
 فروست: انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد؛ ۸۲۶.
 شابک: ISBN: 978-964-386-518-4
 وضعیت فهرست‌نویسی: فیبا.
 یادداشت: کتابنامه.
 موضوع: فیزیک هسته‌ای
 رآکتورهای هسته‌ای
 شناسه افزوده: دانشگاه فردوسی مشهد، انتشارات.
 رده‌بندی کنگره: QC۷۷۶
 رده‌بندی دیویی: ۵۳۹/۷
 شماره کتاب‌شناسی ملی: ۸۸۱۵۸۲۴

Nuclear physics
 Nuclear reactors

آشنایی با فیزیک رآکتورهای هسته‌ای

پدیدآورنده: دکتر رضا ایزدی نجف‌آبادی
 ویراستار ادبی: هانیه اسدیپور فعال مشهد
 مشخصات: وزیری، ۱۰۰ نسخه، چاپ دوم، پاییز ۱۴۰۴ (اول، ۱۴۰۱)
 چاپ و صحافی: همیار
 بها: ۲،۹۰۰،۰۰۰ ریال
 حق چاپ برای انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد محفوظ است.



مراکز پخش:

فروشگاه و نمایشگاه کتاب پردیس: مشهد، میدان آزادی، دانشگاه فردوسی مشهد، جنب سلف یاس
 تلفن: ۳۸۸۰۲۶۶۶ - ۳۸۸۳۳۷۲۷ (۰۵۱)
 مؤسسه کتابیران: تهران، میدان انقلاب، خیابان کارگر جنوبی، بین روانمهر و وحید نظری، بن‌بست
 گشتاسب، پلاک ۸ تلفن: ۶۶۴۸۴۷۱۵ (۰۲۱)
 مؤسسه دانشیران: تهران، خیابان انقلاب، خیابان منیری جاوید (اردیبهشت) نبش خیابان نظری، شماره ۱۴۲
 تلفکس: ۶۶۴۰۰۲۲۰ - ۶۶۴۰۰۱۴۴ (۰۲۱)

<http://press.um.ac.ir>

Email: press@um.ac.ir

فهرست مطالب

پیشگفتار.....	۵
مقدمه.....	۷
فصل ۱. مروری بر فیزیک هسته‌ای.....	۱۱
۱-۱ مقدمه.....	۱۱
۲-۱ ساختار هسته.....	۱۱
۳-۱ شعاع‌های هسته‌ای.....	۱۳
۴-۱ جرم و انرژی بستگی هسته.....	۱۴
۵-۱ پرتوزایی.....	۲۰
۶-۱ واکنش‌های هسته‌ای.....	۳۲
مسائل.....	۳۴
فصل ۲. مروری بر فیزیک نوترون.....	۳۷
۱-۲ مقدمه.....	۳۷
۲-۲ رده‌بندی نوترون‌ها.....	۳۷
۳-۲ چشمه‌های نوترون.....	۳۹
۴-۲ برهم‌کنش‌های نوترون با ماده.....	۴۵
۵-۲ سطح مقطع نوترون.....	۵۶
۶-۲ تضعیف باریکه نوترون.....	۶۳
۷-۲ آشکارسازی نوترون.....	۶۶
مسائل.....	۶۸
فصل ۳. شکافت هسته‌ای.....	۷۱
۱-۳ مقدمه.....	۷۱
۲-۳ سازوکار شکافت.....	۷۲
۳-۳ فراورده‌های شکافت.....	۷۶
۴-۳ نوترون‌های شکافت.....	۷۹
۵-۳ انرژی شکافت.....	۸۰
۶-۳ آهنگ مصرف سوخت.....	۸۱
مسائل.....	۸۴
فصل ۴. فرایند زنجیره‌ای شکافت و فیزیک ساختار قلب رآکتور.....	۸۷
۱-۴ مقدمه.....	۸۷

۸۷.....	۲-۴ فرایند زنجیره‌ای شکافت.....
۸۸.....	۳-۴ ضریب تکثیر (k).....
۹۴.....	۴-۴ اجزای اصلی رآکتورهای هسته‌ای.....
۱۰۴.....	۵-۴ تبدیل عناصر بارور به سوخت و زایش.....
۱۰۸.....	۶-۴ چرخه سوخت.....
۱۱۱.....	مسائل.....
۱۱۳.....	فصل ۵. مبانی فیزیکی رآکتورهای هسته‌ای.....
۱۱۳.....	۱-۵ مقدمه.....
۱۱۳.....	۲-۵ پخش نوترون‌ها.....
۱۲۰.....	۳-۵ بقای نوترون و معادله ترابرد.....
۱۲۶.....	۴-۵ قانون فیک.....
۱۳۲.....	۵-۵ معادله پخش نوترون.....
۱۳۷.....	۶-۵ حل معادله پخش.....
۱۴۷.....	۷-۵ مفهوم فیزیکی طول پخش.....
۱۵۰.....	۸-۵ روش اندازه‌گیری مستقیم طول پخش L
۱۵۷.....	۹-۵ رآکتور همگن با چشمه‌های توزیع شده.....
۱۵۷.....	۱۰-۵ معادله پخش و رآکتور یک‌گروهی.....
۱۶۷.....	۱۱-۵ شرط بحرانی یک‌گروهی.....
۱۶۸.....	۱۲-۵ احتمال عدم نشت یک‌گروهی.....
۱۷۱.....	۱۳-۵ رآکتورهای بازتابنده.....
۱۷۵.....	مسائل.....
۱۸۱.....	فصل ۶. کند شدن نوترون و چند مبحث دیگر.....
۱۸۱.....	۱-۶ مقدمه.....
۱۸۲.....	۲-۶ کند شدن نوترون.....
۱۹۵.....	۳-۶ رآکتور دو گروهی.....
۲۰۰.....	۴-۶ نوترون‌های تأخیری.....
۲۰۴.....	۵-۶ سموم رآکتور.....
۲۱۴.....	مسائل.....
۲۱۵.....	پیوست «ا»: تابع احتمال پراکندگی نوترون.....
۲۱۹.....	پیوست «ب»: سطح مقطع انتقال نوترون.....
۲۲۳.....	پیوست «ج»: برخی داده‌های هسته‌ای.....
۲۲۷.....	پیوست «د»: برخی توابع و روابط خاص ریاضی.....
۲۳۶.....	مراجع.....
۲۳۷.....	نمایه.....

پیشگفتار

کتاب حاضر که بخش‌های زیادی از مطالب آن حاصل جمع‌آوری و تنظیم دست‌نوشته‌ها و یادداشت‌های چندین سال تدریس این‌جانب در دروس فیزیک رآکتور در دانشگاه فردوسی مشهد است، با مراجعه به کتاب‌ها و پایگاه‌های مختلف هسته‌ای روزآمد شده است و اکنون در اختیار شما قرار دارد. سعی شده است مجموعه مطالب به گونه‌ای باشد که تا حد امکان سرفصل‌های درس رآکتور ۱ در مقطع کارشناسی فیزیک را پوشش دهد. همان‌طور که ملاحظه می‌کنید، مباحث جمع‌آوری شده شامل یک مقدمه و شش فصل به همراه چند پیوست مرتبط است.

در مقدمه توضیح کوتاهی از منابع گوناگون انرژی و مزایا و معایب آن‌ها آمده است. فصل ۱ مروری است بر نکاتی از فیزیک هسته‌ای که در موضوع رآکتور اهمیت دارد، مانند ساختار هسته، جرم و انرژی بستگی هسته، پرتوزایی و واکنش‌های هسته‌ای. در فصل ۲ مباحث مهمی از فیزیک نوترون از جمله چشمه‌های نوترون، برهم‌کنش‌های نوترون با ماده، سطح مقطع نوترون، تضعیف باریکه نوترون و آشکارسازی نوترون تشریح شده است. موضوعاتی مانند شکافت هسته‌ای و سازوکار آن، فرآورده‌ها و نوترون‌های شکافت، انرژی شکافت، آهنگ مصرف سوخت، فرایند زنجیره‌ای شکافت، فیزیک ساختار قلب رآکتور و اجزای اصلی آن و... در فصل‌های ۳ و ۴ به بحث گذاشته شده است. فصل ۵ که اصلی‌ترین موضوع این کتاب است و بیشترین حجم آن را تشکیل می‌دهد، به مبانی فیزیکی رآکتورهای هسته‌ای می‌پردازد. از آنجا که اساس فیزیکی فرایندهای حاکم بر رفتار یک رآکتور به پخش نوترون‌ها در آن و بر مبنای معادله ترابرد توصیف و تحلیل می‌شود، پرداختن به آن اهمیت ویژه‌ای دارد که با فرمول‌بندی ریاضی و برای حالت‌ها و شکل‌های هندسی مختلف قلب رآکتور در این فصل دنبال شده است. در فصل ۶ موضوع گند شدن نوترون و چند مبحث دیگر که برای آشنایی دانشجویان با مباحث بنیادی فیزیک رآکتور ضروری است، بررسی و تشریح شده است. علاوه بر این، چند پیوست مفید و مرتبط با موضوعات مورد بحث که گنجانیدن آن‌ها در متن کتاب مناسب به نظر نمی‌رسید، به انتهای کتاب اضافه شده است. بدون تردید در این اثر نارسایی‌ها و ایرادهایی وجود دارد که نقد و نظر استادان، صاحب‌نظران و دانشجویان را می‌طلبد که درخواست دارد با منت گذاشتن بر مؤلف، کاستی‌های آن را یادآور شوند.

در اینجا بر خود لازم می‌دانم از استاد بزرگوارم، مرحوم دکتر رحیم کوهی، پایه‌گذار درس فیزیک رآکتور در دانشگاه فردوسی مشهد، یاد کنم. خداوند این استاد فاضل و فرهیخته را که به حق، سهم بزرگی در گسترش دانش هسته‌ای کشور داشته است، مشمول رحمت بی‌انتهای خود که آن را بر خود واجب

فرموده است، قرار دهد. همچنین از آقای دکتر محمدهادی هادی‌زاده، دیگر استاد گرامی‌ام که نکات علمی فراوانی از ایشان آموخته‌ام، صمیمانه سپاسگزارم و همواره قدردان محبت‌هایشان خواهم بود. از دوست و همکار عزیزم، آقای کتر نیما قلعه، به‌خاطر پیشنهادهای سودمندی که در تدوین کتاب داشته‌اند، به‌ویژه پیشنهاد اضافه کردن مسائل محاسباتی در پایان هر فصل و زحمتی که خودشان در طراحی یا انتخاب این مسائل کشیده‌اند، صمیمانه سپاسگزارم.

در دوره‌های مختلف تدریس دانشجویان عزیزی بودند که به نکاتی زیبا و یا اشکالات نوشتاری در جزوه‌های اولیه و پیش‌نویس این کتاب که نشان از دقت و تیزبینی آن‌ها می‌داد، به‌درستی اشاره می‌کردند. همین‌جا لازم می‌دانم از این عزیزان، از جمله آقای محمد الهی، تشکر ویژه نمایم. از خانم فهیمه کاملان، دانشجوی دکتری هسته‌ای که در سامان‌دهی و تنظیم بخش‌های عمده‌ای از تایپ اولیه کتاب همکاری داشته‌اند، کمال تشکر را دارم.

در پایان از مدیریت محترم مرکز نشر آثار علمی دانشگاه فردوسی مشهد و همکاران گرامی ایشان، به‌ویژه خانم هانیه اسدپور فعال مشهد به‌خاطر ویرایش ادبی و آقای حمید نخعی، ناظر چاپ مرکز نشر آثار، به‌خاطر آماده‌سازی نسخه نهایی کتاب، صمیمانه سپاسگزارم و قدردان زحمات آنان خواهم بود.

رضا ایزدی نجف‌آبادی

زمستان ۱۴۰۰

مقدمه

پیشرفت روزافزون علمی و صنعتی کشورها، افزایش تصاعدی جمعیت جهان، بالا رفتن سطح زندگی، رفاه طلبی و ترویج مصرف گرایی و گسترش شهرها و شهرنشینی از مجموعه عواملی است که نیاز بشر به انرژی را اجتناب ناپذیر می کند. اگرچه در حال حاضر تأمین این نیاز از منابعی مثل نفت و گاز صورت می گیرد و ظاهراً مشکل مهمی هم مشاهده نمی شود، اما واقعیت این است که از این دو منبع باارزش، عمر چندانی باقی نمانده و باید چاره‌ای اندیشید و به دنبال راهکارها و منابع دیگری بود. بدون شک یکی از این منابع که می تواند مورد توجه قرار گیرد، انرژی هسته‌ای است. این منبع که مولود آن رآکتورهای هسته‌ای، و به صورت کاربردی تر نیروگاه‌های هسته‌ای می باشند، هم اکنون بخشی از نیازهای انرژی را تأمین می کند. البته منابع دیگری هم وجود دارند که لازم است در جای خود به بررسی مفصل آن پرداخت. مطالعه و تحقیق در زمینه تمام منابع انرژی شناخته شده، سال‌هاست که در دستور کار پژوهشگران قرار گرفته و نتایج خوبی هم از آن‌ها انتشار یافته است. در این مقدمه اشاره بسیار کوتاهی به این منابع خواهیم داشت. علاقه‌مندان می توانند برای کسب آگاهی‌های بیشتر به مراجع مختلف در زمینه انرژی مراجعه کنند.

منابع مختلف انرژی، مزایا و معایب آن‌ها

۱- چوب

یکی از اولین منابع انرژی مورد استفاده بشر که تا چندین سال پیش متداول بوده، چوب و هیزم است. هنوز هم در برخی نقاط دورافتاده و روستایی جهان از سوزاندن شاخه‌های درختان برای تأمین بخشی از انرژی مورد نیاز خود بهره می گیرند. ارزش انرژی دهی چوب در حدود 10000 kJ/kg است که در مقایسه با سایر منابع مثل گاز طبیعی که انرژی دهی آن حدود 36000 kJ/kg است، نسبتاً پایین است. علاوه بر این، کاملاً روشن است که در یک مقیاس بزرگ نمی توان به این منبع انرژی دل بست. اگرچه استفاده از آن در جای خود تا حدودی ساده و راحت است، اما پایین بودن ارزش انرژی دهی آن از یک سو و تخریب شدید محیط زیست و نابودی درختان و جنگل‌ها از سوی دیگر، عواملی است که برنامه ریزی برای استفاده از آن را کاملاً منتفی کرده است. علاوه بر این، باید گفت چوب مصارف صنعتی ارزشمندی دارد و بدترین استفاده از آن سوزاندن می باشد.

۲- سوخت‌های فسیلی

سوخت‌های فسیلی بقایای گیاهان و جانورانی است که در گذشته در زمین مدفون شده‌اند. این بقایای

پوسیده امروزه به صورت نفت، گاز و زغال سنگ مهم ترین و پرمصرف ترین منبع انرژی را تشکیل می دهند. در این بین، زغال سنگ به دلیل تولید حجم بالای گازهای آلاینده، مشکلات استخراج و حمل و نقل، جایگاه خود را در عرصه صنعت تا حدود زیادی از دست داده است. اما نفت و گاز به دلیل ارزانی نسبی قیمت و حمل و نقل کم هزینه، همچنان یکه تاز میدان صنعت اند. اگرچه این دو منبع هم به سهم خود نقشی اساسی در تخریب ساختار طبیعی محیط زیست داشته اند، اما همان طور که می بینیم، به خوبی توانسته اند قطار صنعت را به پیش ببرند. نگرانی عمده در این زمینه، به خصوص در سال های اخیر که احتیاج به انرژی رشد فزاینده ای پیدا کرده، شمارش معکوس برای رسیدن به نقطه پایان منابع نفت و گاز است.

۳- انرژی خورشیدی

یکی از منابع بیکران انرژی که از دیرباز سخاوتمندانه به بشر نور و گرما می دهد و در سال های اخیر نیز مورد توجه قرار گرفته خورشید است. خورشید در حقیقت یک رآکتور هم جوشی هسته ای طبیعی و بسیار عظیم است که در هر شبانه روز حدود ۳۵۰ میلیارد تن از جرم خود را به انرژی تبدیل می کند. بخش ناچیزی از این انرژی به صورت تابش های الکترومغناطیس (عمدتاً نور مرئی، مادون قرمز و فرابنفش) به زمین می رسد. اگرچه استعداد انرژی خورشیدی ظاهراً در گرم کردن است، ولی خوشبختانه به کمک فناوری های جدید امکانات دیگری در بهره برداری از آن به وجود آمده است. به طور کلی انرژی خورشیدی را می توان به روش هایی نظیر گرم کردن مستقیم هوا، گرم کردن آب و یا سیالات واسطه دیگر، ذخیره و استفاده کرد. تبدیل مستقیم به الکتریسته توسط باتری های خورشیدی و آزادسازی هیدروژن از یک محیط آبدار، طی واکنش های فتوشیمیایی، روش های دیگر بهره برداری از این منبع انرژی است. اگرچه به طور نظری آهنگ انرژی خورشیدی رسیده به زمین (1.8×10^{14} kW) بسیار زیادتر از کل انرژی مصرفی در زمین در حال حاضر (1×10^{10} kW) است، اما جذب اجتناب ناپذیر بخشی از این انرژی در جو زمین، بازتاب قسمت قابل توجهی از آن از سطح زمین و مسائل فنی مربوط به مهار این انرژی، از جمله مواردی است که نمی تواند جواب گوی نیازهای فزاینده بشر به انرژی باشد. محدودیت دیگر در استفاده از این انرژی پاک و تمیز که هیچ گونه آلاینده گی و تخریب محیط زیست را به همراه ندارد، شرایط اقلیمی و جغرافیایی مناطق مختلف کره زمین در دریافت آن است.

۴- انرژی باد

انرژی حاصل از باد مدت های طولانی در تجهیزاتی نظیر کشتی ها و یا آسیاب های بادی مورد استفاده قرار می گرفت. اما آسانی مصرف سوخت های فسیلی و گسترده گی کاربرد آن ها همراه با ظهور ماشین های جدید، به تدریج استفاده صنعتی و تجاری از این وسایل بادی را به دست فراموشی سپرد. با این حال، در سال های اخیر بهره گیری از انرژی باد دوباره مورد توجه قرار گرفته و ساخت نیروگاه ها و ماشین های بادی در ابعاد بزرگ، با به کارگیری فناوری های پیشرفته، خودنمایی کرده است. مشکل اساسی این منبع انرژی

محدودیت‌های زمانی و مکانی آن است. بدیهی است که انرژی باد برخلاف انرژی حاصل از مواد نفتی هیچ نوع آلودگی برجای نمی‌گذارد و به‌جز سرمایه‌گذاری اولیه، هزینه‌چندانی در طول مصرف دربر نخواهد داشت. از نظر بهره‌وری، کار یک توربین بادی یک مگاواتی، به‌میزان ۴۰۰۰ ساعت کار در طول سال، معادل صرفه‌جویی سالانه حدود ۱۰۰۰ تن نفت خام خواهد بود.

۵- انرژی آب

آب هم مانند باد و خورشید از منابع طبیعی انرژی است که بدون صرف هزینه مصرف، مورد بهره‌برداری قرار می‌گیرد. انرژی‌دهی آب به‌علت حرکت و سرعت آن و در نتیجه انرژی جنبشی توده آب و نیز امکان تبدیل به انرژی پتانسیل می‌باشد. با بستن سد در مقابل آب رودخانه‌ها می‌توان انرژی پتانسیل عظیمی را ذخیره کرد و سپس با برنامه‌ریزی کنترل‌شده‌ای به مصارف مختلف رساند. آبشارها هم به‌علت ارتفاع از سطح زمین و هم به‌دلیل سرعت زیاد جریان آب، منبع مناسبی از انرژی محسوب می‌شوند. استفاده از پدیده جزرومد دریاها که هم‌اکنون در بعضی از کشورها کاربردی شده است، نمونه دیگری از بهره‌مندی از انرژی آب است. چگونگی استفاده در روش اخیر به‌این صورت است که حوضچه‌هایی در مناطق ساحلی دریا ایجاد می‌کنند که با بالا آمدن سطح آب دریا به‌هنگام مد، از طریق کانال‌های ارتباطی پر می‌شوند و با پایین رفتن آن خالی می‌گردند. در مسیر این رفت و برگشت آب، توربینی قرار دارد که انرژی جنبشی آن را به الکتریسته تبدیل می‌کند. امواج اقیانوس‌ها نیز مورد دیگری از آب پرانرژی است که بهره‌مندی از آن‌ها در طرح‌های مربوط پیش‌بینی شده است.

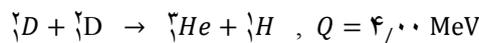
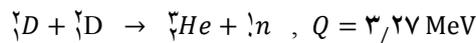
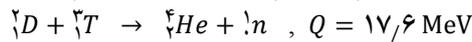
۶- انرژی زمین‌گرمایی

منبع انرژی دیگری که مورد توجه پژوهشگران انرژی قرار گرفته، گرمای نهفته و قابل استفاده در پوسته زمین است. نمود روشن این انرژی، چشمه‌های آب گرم و یا فوق‌العاده گرمی است که در گوشه و کنار کره زمین ظهور پیدا می‌کنند. اگرچه این منابع به‌صورت حوضچه‌های گرمایی در نقاط و محدوده‌های خاصی از پوسته زمین واقع هستند، اما مطالعات گسترده‌ای که در این زمینه صورت گرفته است، نتایج امیدوارکننده و ثمربخشی را نوید می‌دهد؛ به‌گونه‌ای که تبدیل این انرژی ذخیره‌شده به انرژی الکتریکی و تأمین بخشی کوچک از نیاز بشر به انرژی، دور از انتظار نیست.

۷- انرژی هسته‌ای

در فصل ۱ خواهیم دید که از انرژی هسته‌ای به دو صورت می‌توان استفاده کرد: شکافت هسته‌ای و هم‌جوشی هسته‌ای. شکافت که موضوع اصلی این درس است، به فصل‌های ۳ و ۴ واگذار می‌کنیم و در اینجا فقط به شاخه دیگر، یعنی هم‌جوشی، اشاره خواهیم کرد. در فرایند هم‌جوشی یا گداخت هسته‌ای، از پیوند دو هسته سبک، یک هسته سنگین‌تر به‌وجود می‌آید.

انرژی آزادشده در این فرایند برابر است با اختلاف انرژی بستگی هسته سنگین و هسته‌های سبک اولیه. نمونه بارز هم‌جوشی پدیده‌ای است که داخل خورشید و سایر ستارگان رخ می‌دهد و درحقیقت منشأ انرژی عظیم آن‌هاست. برخی از برهم‌کنش‌های مطرح در این زمینه که امکان انجام آن‌ها وجود دارد، پیوند دوایزوتوپ سنگین هیدروژن، یعنی دوتریوم و تریتیوم است که براساس برهم‌کنش‌های زیر رخ می‌دهد.



می‌بینیم که انرژی حاصل از هریک از این برهم‌کنش‌ها میلیون‌ها برابر انرژی به‌دست آمده از یک واکنش شیمیایی متناظر، یعنی ترکیب کربن و اکسیژن در سوخت فسیلی (eV \approx ۵) است. این موضوع به‌لحاظ منبع تأمین انرژی، آینده امیدوارکننده و درخشانی را نوید می‌دهد.

برای انجام این واکنش‌ها باید هدفی از تریتیوم و یا دوتریوم را تحت بمباران دوترون پرنرژی قرار داد. انرژی دوترون باید درحدهای باشد که بتواند با غلبه بر دافعه کولنی، به هسته هدف نزدیک شود و از طریق نیروی هسته‌ای باعث واکنش گردد. اما مشکل اساسی این است که درحال حاضر (تاآنجا که اطلاعات منتشرشده نشان می‌دهد)، چگونگی کنترل این واکنش‌ها در مقیاس بزرگ و در یک محیط بسته که دمای چند هزار درجه سانتی‌گراد را می‌طلبد، شناخته‌شده نیست. هرچند طرح‌هایی مانند محصور کردن در میدان مغناطیسی، موفقیت‌هایی را نوید می‌دهد. باین حال، بسیاری از دانشمندان و پژوهشگران فناوری هسته‌ای، درصدد چیره شدن بر مشکلات و عملی کردن فرایند هم‌جوشی در مقیاس وسیع برای تولید انرژی الکتریکی هستند. دستیابی به فرایند هم‌جوشی کنترل‌شده در تولید انرژی بسیار زیاد نسبت به انرژی شکافت، برتری‌های ارزشمندی دارد که از جمله می‌توان به موارد زیر اشاره کرد:

- ۱- عدم تولید آلاینده‌های مخرب محیط‌زیست درحدهای غیرقابل کنترل
- ۲- وجود منابع سرشار هیدروژنی در سطح کره زمین (دوتریوم مخصوصاً به‌عنوان سوخت هم‌جوشی هسته‌ای مورد توجه است؛ زیرا به‌میزان زیادی در طبیعت یافت می‌شود. برای مثال، در آب دریا به‌ازای هر ۶۰۰۰ مولکول H_2O ، یک مولکول D_2O وجود دارد که می‌توان از دوتریوم آن بهره گرفت).
- ۳- امکان تولید مستقیم‌تر انرژی الکتریکی بیشتر از این انرژی، به‌کمک مبدل‌های حرارتی معمولی و توربین‌ها
- ۴- تولید انرژی بیشتر به‌ازای مصرف جرم یکسان سوخت: یک محاسبه ساده و صرفاً نظری نشان می‌دهد که انرژی تولیدشده از مصرف کامل یک گرم تریتیوم خالص، به‌عنوان سوخت هم‌جوشی هسته‌ای در واکنش ${}^2_1H(d,n){}^3_2He$ ، حدوداً هفت برابر انرژی حاصل از مصرف کامل یک گرم ${}^{235}U$ خالص به‌عنوان سوخت راکتور شکافت است.

مروری بر فیزیک هسته‌ای

۱-۱ مقدمه

در این فصل مروری خواهیم داشت بر نکاتی از فیزیک هسته‌ای که در مباحث رآکتور مورد استفاده قرار می‌گیرد. فرض بر این است که دانشجویان درس هسته‌ای را قبلاً گذرانده‌اند و در موضوعات اساسی و پایه‌ای هسته، اطلاعات کافی و یا حداقل آشنایی لازم را دارند. این مرور صرفاً با هدف یادآوری صورت می‌گیرد و خوانندگان می‌توانند برای کسب آگاهی‌های بیشتر به کتاب‌های مختلف فیزیک هسته‌ای مراجعه کنند.

۲-۱ ساختار هسته

می‌دانیم که اتم از دو قسمت اصلی، یعنی هسته و الکترون شکل گرفته است. الکترون‌ها در مدارها و یا پوسته‌های متوالی که تعداد و مکان آن‌ها در هر پوسته کاملاً مشخص است، در اطراف هسته و در فضایی کاملاً دور از آن در حرکت‌اند. این الکترون‌ها هم از لحاظ انرژی پیوندی و هم از لحاظ جرم، نسبت به هسته سهم بسیار ناچیزی در اتم دارند.

هسته که ساختاری بسیار پیچیده دارد، مجموعه‌ای مقید از تعدادی پروتون و نوترون است که در حالت کلی، آن‌ها را نوکلئون می‌نامند. مطالعات تجربی پیشرفته‌تر به کمک شتاب‌دهنده‌های انرژی بالا، نشان می‌دهد که هر نوکلئون خود از سه ذره سنگین به نام کوارک ساخته شده است. به این ترتیب هر هسته با دو عدد صحیح Z و A تعیین می‌شود که در آن Z معرف تعداد پروتون‌ها و A مجموع نوترون‌ها (N) و پروتون‌های هسته است.

$$A = Z + N \quad 1-1$$

تعداد پروتون‌ها ماهیت یک اتم را مشخص می‌کند. هیدروژن یک پروتون، کربن شش پروتون و اورانیوم ۹۲ پروتون دارد. نوترون ذره‌ای بدون بار با جرمی در حدود جرم پروتون است که در هسته به تعداد متغیر در کنار پروتون‌ها قرار گرفته است. در هسته‌های سبک پایدار، تعداد پروتون‌ها و نوترون‌ها تقریباً برابرند، اما در هسته‌های سنگین تعداد نوترون‌ها به‌طور قابل توجهی از پروتون‌ها فزونی می‌گیرند. به‌عنوان مثال در کربن و اکسیژن معمولی، به‌تعداد مساوی نوترون و پروتون وجود دارد و نسبت آن‌ها برابر ۱ است. درحالی‌که در عنصر سرب نسبت تعداد نوترون به پروتون تقریباً به ۱/۵ می‌رسد. در یک برآورد کلی، چنانچه تعداد نوترون‌های موجود در هسته‌های پایدار را برحسب تعداد پروتون‌هایشان رسم کنیم، نمودار شکل ۱-۱ (مربع‌های سیاه) به‌دست می‌آید. در این شکل دیده می‌شود که شیب منحنی در ابتدا برابر ۱ است و هسته‌های سبک تقریباً روی نیمساز قرار دارند، اما با افزایش عدد اتمی به‌تدریج از نیمساز فاصله می‌گیرند و به‌سمت ناحیه نوترون بیشتر میل می‌کنند.

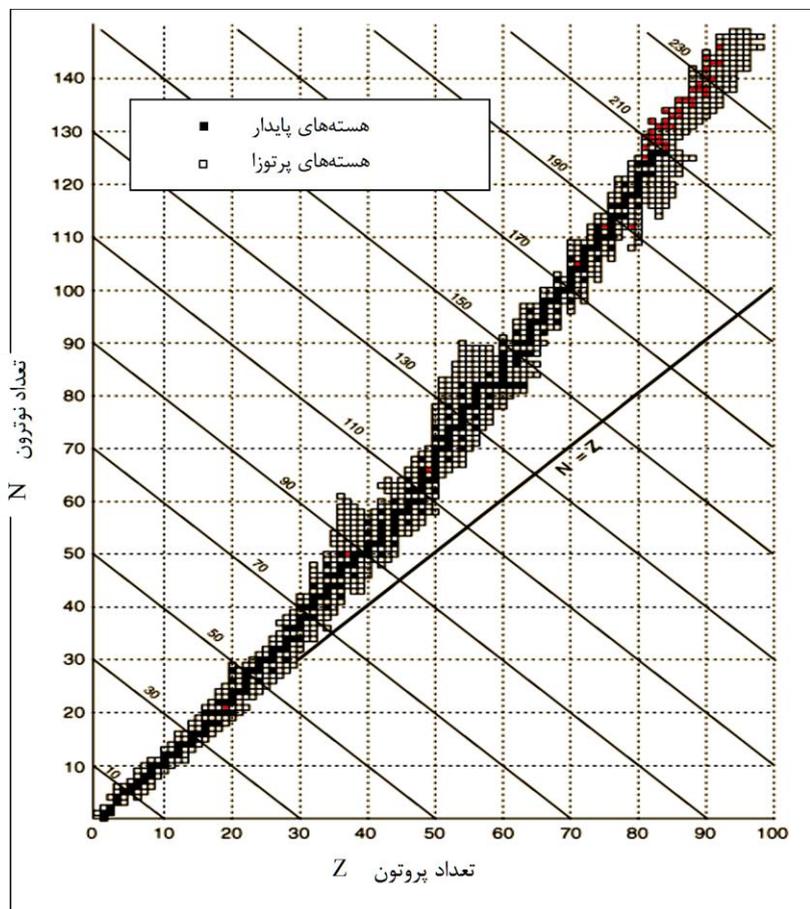
برای یک عنصر که عدد اتمی (Z) معینی دارد، ممکن است اتم‌هایی با عدد جرمی (A) متفاوت وجود داشته باشد. این اتم‌ها را که درحقیقت از لحاظ تعداد نوترون با هم متفاوت‌اند، ایزوتوپ می‌نامند. ایزوتوپ‌ها را به‌طور نمادین به‌صورت A_ZX نشان می‌دهند که X نام شیمیایی عنصر مربوط است. برای مثال، ${}^{23}_{11}\text{Na}$ ، ${}^{24}_{11}\text{Na}$ و ${}^{22}_{11}\text{Na}$ ایزوتوپ‌های سدیم هستند.

اگر برای عنصری چند ایزوتوپ طبیعی وجود داشته باشد، درصد فراوانی آن‌ها معمولاً دارای مقادیر متفاوتی است. به‌عنوان نمونه، اورانیوم که در موضوع رآکتورهای هسته‌ای اهمیت ویژه‌ای دارد، دارای سه ایزوتوپ ${}^{235}_{92}\text{U}$ ، ${}^{238}_{92}\text{U}$ و ${}^{234}_{92}\text{U}$ در طبیعت است که هر سه پرتوزا هستند و نیمه‌عمرهای طولانی دارند. جدول ۱-۱ درصد فراوانی و نیمه‌عمرهای این سه ایزوتوپ را نشان می‌دهد.

جدول ۱-۱ فراوانی و نیمه‌عمر ایزوتوپ‌های اورانیوم در طبیعت

ایزوتوپ	فراوانی (%)	نیمه‌عمر (سال)
${}^{238}_{92}\text{U}$	۹۹/۲۷۴۲	$4,468 \times 10^9$
${}^{235}_{92}\text{U}$	۰/۷۲۰	$7,04 \times 10^8$
${}^{234}_{92}\text{U}$	۰/۰۰۵۴	$2,455 \times 10^5$

چون ساختار الکترونی ایزوتوپ‌ها یکسان است، واکنش‌های شیمیایی آن‌ها نیز یکسان خواهد بود. از این رو، به‌طریق شیمیایی نمی‌توان آن‌ها را از هم جدا کرد و بازشناخت.



شکل ۱-۱ عدد نوترونی برحسب عدد پروتونی برای هسته‌های پایدار و برخی هسته‌های ناپایدار

دو اصطلاح دیگر برای انواع هسته‌ها به کار می‌رود: یکی *ایزوبارها* که آن ویژه هسته‌هایی هستند که دارای عدد جرمی (A) یکسان، ولی در تعداد پروتون و نوترون متفاوت باشند، مانند $^{135}_{55}Ba$ ، $^{135}_{54}I$ ، $^{135}_{52}Sb$ و $^{125}_{50}Sn$. اصطلاح دیگر *ایزوتون‌ها* است که به مجموعه هسته‌هایی اطلاق می‌شود که تعداد نوترون برابری دارند، مانند $^{114}_{48}Cd$ ، $^{114}_{50}Sn$ و $^{116}_{52}Te$ که هر کدام ۶۴ نوترون را در خود جای داده‌اند.

۳-۱ شعاع‌های هسته‌ای

برای هسته‌اتم، همانند خوداتم، نمی‌توان مقدار دقیقی به عنوان شعاع معین کرد. به عبارت دیگر هسته را نمی‌توان همچون کره جامدی دانست که دارای مرز و سطح مشخصی است. اما در هر صورت هسته از گردهمایی نوکلئون‌ها به وجود آمده است که می‌توان یک توزیع و پخش شدگی را در یک فضای محدود

برای آن‌ها تصور کرد. در این حالت، شعاع هسته را می‌توان به صورت فاصله‌ای از مرکز هسته تعریف کرد که تا آن فاصله نیروی هسته‌ای از جاذبه مؤثری برخوردار است. راه‌های مختلفی برای برآورد این تعریف وجود دارد که مهم‌ترین آن‌ها آزمایش‌های پراکندگی است. محدودیتی که در این زمینه وجود دارد، طول‌موج‌هایی است که باید از مرتبه ابعاد هسته باشد. در طیف امواج الکترومغناطیس پیش‌بینی می‌شود که تنها پرتوهای گامای پرنرژی دارای طول‌موج‌های مناسب باشند. اما این پرتوها کارایی لازم را ندارند؛ زیرا پیش از رسیدن به هسته با الکترون‌های مداری برهم‌کنش می‌کنند که در حقیقت ایجاد اختلال در بررسی‌های تجربی است. خوشبختانه این آزمایش‌ها را می‌توان با ذرات پرنرژی، از جمله الکترون، نوترون و آلفا که خاصیت موجی خود را در مواجهه با هسته بروز می‌دهند، انجام داد. یک رشته اندازه‌گیری‌های پراکندگی، برای تعداد زیادی از هسته‌ها، با استفاده از الکترون‌های فرودی در انرژی‌های مختلف انجام و سپس تجزیه و تحلیل شده است. تقریباً تمام نتایج با تابع توزیع زیر که به توزیع بار هسته مربوط می‌شود، قابل توجیه‌اند:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad 2-1$$

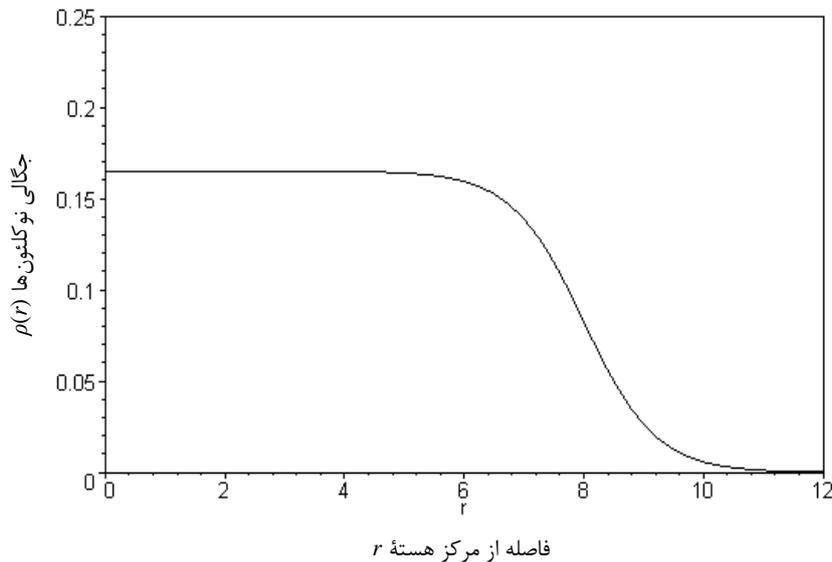
در این رابطه r فاصله از مرکز هسته و R فاصله‌ای است از مرکز که چگالی بار به نصف بیشینه می‌رسد. ρ_0 و a نیز مقادیری ثابت‌اند که برابر $\rho_0 \approx 0.165 \text{ f}^{-3}$ و $a \approx 0.755 \text{ f}$ می‌باشند (علامت f ، فرمی یا فمتومتر، واحد طول در ابعاد هسته‌ای است و برابر است با 10^{-15} m). نمودار این توزیع در شکل ۱-۲ نشان داده شده است. همان‌طور که در شکل دیده می‌شود، چگالی بار هسته‌ای در نواحی مرکزی تقریباً مقدار ثابتی است. اگر R را به عنوان شعاع بار هسته در نظر بگیریم (یکی از پذیرفته‌ترین تعریف‌ها برای شعاع هسته)، مقدار آن با افزایش نوکلئون‌ها و متناسب با $A^{1/3}$ افزایش می‌یابد؛ زیرا حجم هسته با A متناسب است. با انتخاب R_0 به عنوان ضریب تناسب خواهیم داشت:

$$R = R_0 A^{1/3} \quad 3-1$$

اندازه‌گیری‌ها نشان می‌دهد $R_0 \approx 1.25 \text{ f}$ که مربوط به توزیع بار هسته‌ای است. در آزمایش‌های پراکندگی با نوترون که توزیع ماده هسته‌ای را نتیجه می‌دهد، به پاسخ مشابهی (فقط با اندکی افزایش در مقدار R_0) دست می‌یابیم. در این حالت، شعاع را شعاع ماده هسته‌ای می‌نامند.

۴-۱ جرم و انرژی بستگی هسته

یکی از ویژگی‌های مهم هسته‌ها، جرم آن‌هاست که برای اندازه‌گیری آن روش‌های زیادی مورداستفاده قرار گرفته است. از عمومی‌ترین روش‌ها که با اندازه‌گیری جرم‌های اتمی برآورد می‌شود، استفاده از طیف‌سنج‌های جرمی است که به کمک آن‌ها می‌توان جرم‌های نسبی را با دقت بسیار بالا و درحد یک در 10^7 اندازه گرفت.



شکل ۱-۲ نمودار توزیع نوکلئون‌ها برحسب فاصله از مرکز هسته براساس معادله ۱-۲
 [r برحسب فرمی (f) و $\rho(r)$ برحسب f^{-2} است]

یکای جهانی برای جرم اتمی، برای اینکه جرم پروتون و نوترون حدوداً ۱ باشد، یک دوازدهم جرم حالت پایه و خنثی اتم $^{12}_6C$ که اختصاراً با u نشان داده می‌شود، انتخاب شده است. مقدار u برحسب کیلوگرم و هم‌ارز انرژی آن برحسب MeV برابر است با

$$1 u = 1,660,43 \times 10^{-27} \text{ kg} \\ = 931,481 \text{ MeV}$$

در حال حاضر جرم‌های اتمی حالت پایه تمام عناصر و ایزوتوپ‌های شناخته‌شده آن‌ها تعیین شده است که جداول این جرم‌ها از طریق مراجع و پایگاه‌های مختلف داده‌های هسته‌ای در دسترس کاربران است. از آنجا که هسته اتم، چنانچه گفته شد، یک سیستم مقید و مرکب از تعدادی نوکلئون است، برای جدا کردن آن‌ها از یکدیگر باید به آن انرژی بدهیم. مقدار انرژی لازم برای این جداسازی، انرژی بستگی هسته نامیده می‌شود. منشأ این انرژی جرم است که از نوکلئون‌ها ناشی می‌شود، به طوری که مجموع جرم‌های پروتون‌ها و نوترون‌های سازنده یک هسته همواره از جرم همان هسته بیشتر است. برای مثال، هسته 4_2He (ذره α) از دو پروتون و دو نوترون ساخته شده است که با توجه به جرم آزاد این دو ذره که به ترتیب $1,007278 u$ و $1,008665 u$ است، مجموع جرم آن‌ها $4,031906 u$ به دست می‌آید. این در حالی است که اندازه گیری‌های تجربی، جرم هسته 4_2He را $4,001508 u$ نشان می‌دهد که حدود $0,03 u$ از مجموعه بالا کمتر است؛ گویی مقداری جرم در این گردهمایی «گم» شده است. اما این اختلاف جرم Δm براساس رابطه $E = \Delta mc^2$ به انرژی لازم برای مستحکم نگه داشتن هسته تبدیل می‌شود.

برای محاسبه میزان انرژی بستگی یک هسته در ابتدا لازم است جرم آن را بدانیم. جرم هسته عبارت است از

$$M_N(A, Z) = M(A, Z) - Zm_e - \frac{1}{c^2} \left(\sum_{i=1}^Z B_{i,e} \right) \quad ۴-۱$$

که در آن $M(A, Z)$ جرم اتم، m_e جرم الکترون و $B_{i,e}$ انرژی بستگی الکترون نام در مدار مربوط است. مقدار $\sum_{i=1}^Z B_{i,e}$ نسبت به سایر کمیت‌های رابطه بالا ناچیز است (برای مثال در هیدروژن $B_e = ۱۳.۶ \text{ eV}$ است، در حالی که جرم اتمی آن بیش از ۹۳۸ MeV برآورد می‌شود) و می‌توان با تقریب خیلی خوب از آن صرف نظر کرد.

با توجه به تعریف انرژی بستگی، برای یک هسته با عدد جرمی A و عدد اتمی Z داریم:

$$B(A, Z) = [Zm_p + Nm_n - M_N]c^2$$

که در آن m_p و m_n به ترتیب جرم‌های پروتون و نوترون است. با اضافه و کم کردن Zm_e در کوشه رابطه بالا خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} B(A, Z) &= [Z(m_p + m_e) + Nm_n - (M_N + Zm_e)]c^2 \\ &= [ZM_H + Nm_n - M(A, Z)]c^2 \end{aligned} \quad ۵-۱$$

در این رابطه به جای $(m_p + m_e)$ ، جرم اتم هیدروژن (M_H) را قرار داده‌ایم. همان‌طور که ملاحظه می‌شود، برای تعیین انرژی بستگی هسته به دانستن جرم هسته نیازی نیست و می‌توان از جرم اتمی که معمولاً در جداول داده‌های اتمی فهرست شده‌اند، استفاده کرد.

مثال ۱-۱ انرژی بستگی هسته ^{12}C را حساب کنید. مقادیر عددی مورد نیاز عبارت‌اند از:

$$M(^{12}\text{C}) = ۱۲.۰۰۳۳۵۵ \text{ u}$$

$$m_n = ۱.۰۰۸۶۶۵ \text{ u}$$

$$M_H(^{12}\text{C}) = ۱.۰۰۷۸۲۵ \text{ u}$$

حل- با استفاده از رابطه ۵-۱ و با توجه به اینکه هسته داده شده حاوی ۶ پروتون و ۷ نوترون است، نتیجه می‌شود:

$$B = ۹۷.۲ \text{ MeV}$$

پاسخ به دست آمده به طور نظری به این معنی است که اگر به هسته کربن ۱۳ به اندازه ۹۷.۲ MeV انرژی داده شود، هر ۱۳ نوکلئون آن از قید یکدیگر رها و به ذراتی آزاد تبدیل می‌شوند.

یک پارامتر مهم دیگر در بحث انرژی بستگی، میانگین سهم هریک از نوکلئون‌های هسته از این انرژی است. این سهم میانگین به سادگی از رابطه $\bar{B} = \frac{B(A,Z)}{A}$ به دست می‌آید که برای کربن ۱۳ داریم:

$$\bar{B} = \frac{97.2}{13} = 7.477 \frac{\text{MeV}}{\text{Nucleon}}$$

محاسبات مشابهی برای چند نمونه هسته سبک، متوسط و سنگین انجام شده که نتایج آن‌ها در جدول ۱-۲ آمده است.

جدول ۱-۲ انرژی بستگی کل و انرژی بستگی به ازای یک نوکلئون برای چند هسته مختلف

\bar{B} (MeV/Nucleon)	B (MeV)	هسته
۲/۵۷	۷/۷۲	${}^4_2\text{He}$
۵/۶۱	۳۹/۲۵	${}^7_3\text{Li}$
۷/۹۸	۱۲۷/۶۲	${}^{16}_8\text{O}$
۸/۶۰	۳۶۹/۸۳	${}^{40}_{20}\text{Ca}$
۸/۷۹	۵۰۹/۹۵	${}^{56}_{26}\text{Fe}$
۸/۳۹	۱۱۵۸/۳۲	${}^{138}_{56}\text{Ba}$
۷/۵۷	۱۸۰۱/۷۱	${}^{238}_{92}\text{U}$

همان‌طور که در نمونه هسته‌های جدول مشاهده می‌شود، مقدار B با افزایش عدد جرمی افزایش می‌یابد که امری بدیهی است، اما \bar{B} ابتدا از هسته‌های سبک به سمت هسته‌های میانی افزایش و سپس برای هسته‌های سنگین مجدداً کاهش می‌یابد. اگر این روند را برای کلیه ایزوتوپ‌های پایدار در نظر بگیریم و \bar{B} را بر حسب A رسم کنیم، نموداری مطابق شکل ۱-۳ به دست خواهد آمد.

همان‌طور که در شکل دیده می‌شود، منحنی به دست آمده، حوالی $A = 55$ دارای یک قله پهن است و هسته‌های این منطقه از بیشترین انرژی بستگی به ازای یک نوکلئون برخوردارند (در جدول ۱-۲ نیز مشاهده می‌شود که بین نمونه هسته‌های معرفی شده ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ بیشترین \bar{B} را دارد). وجود شیب در طرفین این قله پهن، به عبارتی کاهش نسبت B/A در دو طرف هسته‌های میانی، امکان عملی استفاده از انرژی هسته‌ای را به دو صورت هم‌جوشی و شکافت پیش‌بینی می‌کند.

اگر هسته سنگینی با عدد جرمی A به‌طریقی شکافته و به دو هسته سبک‌تر A_1 و A_2 تقسیم شود، هسته‌های جدید مطابق شکل ۱-۳ به ناحیه‌ای با انرژی بستگی بیشتر سوق پیدا می‌کنند. نتیجه این افزایش انرژی بستگی منفی، آزادسازی مقداری انرژی است. تحلیل موضوع را می‌توان با در نظر گرفتن رابطه کلی واکنش شکافت به صورت زیر بیان کرد:



که در آن با توجه به قانون بقای تعداد نوکلئون (بخش ۱-۶) خواهیم داشت:

$$\begin{cases} A = A_1 + A_2 \\ Z = Z_1 + Z_2 \\ N = N_1 + N_2 \end{cases} \quad 7-1$$

اگر قرار باشد این تقسیم به تولید انرژی منجر شود، لازم است Q واکنش مثبت باشد. با مراجعه به شکل ۳-۱ مشاهده می‌کنیم که:

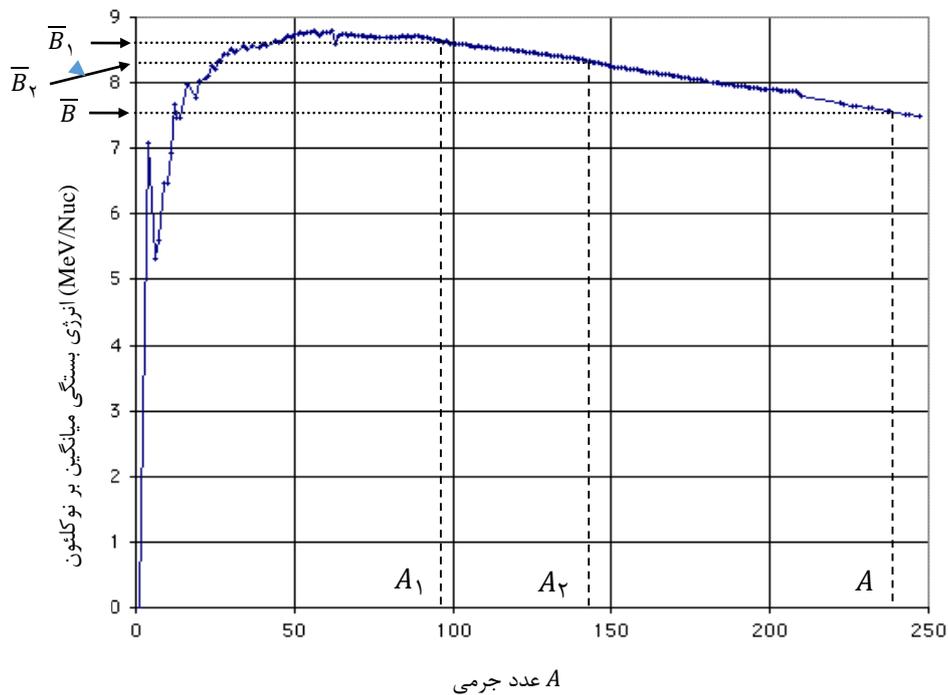
$$\bar{B} < \bar{B}_1 \text{ و } \bar{B}_2$$

مقدار Q با توجه به تعریف آن و یا براساس رابطه ۶-۱ برابر است با

$$Q = [M(A, Z) - M_1(A_1, Z_1) - M_2(A_2, Z_2)] c^2 \quad 8-1$$

می‌توان انرژی بستگی هر سه هسته A ، A_1 و A_2 را جایگزین جرم‌ها در معادله بالا کرد. ارتباط کلی بین جرم و انرژی بستگی یک هسته، به کمک رابطه ۵-۱، به صورت زیر به دست می‌آید:

$$M(A, Z) = Z M_H + N m_n - \frac{B(A, Z)}{c^2}$$



شکل ۳-۱ انرژی بستگی میانگین (انرژی بستگی به ازای یک نوکلئون) برحسب عدد جرمی A هسته‌های طبیعی

در این صورت، مقدار Q برابر است با

$$Q = \left[Z M_H + N m_n - \frac{B}{c^2} - Z_1 M_H - N_1 m_n + \frac{B_1}{c^2} - Z_2 M_H - N_2 m_n + \frac{B_2}{c^2} \right] c^2$$

این رابطه با به‌کارگیری معادلات ۷-۱ به صورت زیر خلاصه می‌شود:

$$Q = B_1 + B_2 - B$$

همچنین می‌توان نوشت:

$$Q = \bar{B}_1 A_1 + \bar{B}_2 A_2 - \bar{B} A = \bar{B}_1 A_1 + \bar{B}_2 A_2 - \bar{B} (A_1 + A_2) \quad 9-1$$

و سرانجام:

$$Q = A_1 (\bar{B}_1 - \bar{B}) + A_2 (\bar{B}_2 - \bar{B}) \quad 10-1$$

از آنجا که $\bar{B}_1 < \bar{B}$ و $\bar{B}_2 < \bar{B}$ پس هر دو پرانتز مثبت و $Q > 0$ است، یعنی واکنش انرژی‌زاست.

مثال ۲-۱ فرض کنید هسته $^{235}_{92}\text{U}$ با گیراندازی یک نوترون حرارتی دستخوش شکافت شود و به دو هسته $^{144}_{54}\text{Ba}$ و $^{89}_{36}\text{Kr}$ تقسیم گردد. مقدار انرژی حاصل از این شکافت را برآورد کنید.

حل- با جذب نوترون در $^{235}_{92}\text{U}$ هسته $^{236}_{92}\text{U}$ شکل می‌گیرد و سپس به دو هسته بالا تقسیم می‌شود. از روی شکل ۳-۱ دیده می‌شود که برای $^{236}_{92}\text{U}$ ($A = 236$) و دو هسته دیگر با $A_1 = 92$ و $A_2 = 144$ مقادیر تقریبی انرژی به‌ازای یک نوکلئون برابر است با

$$\bar{B} \approx 7,6 \frac{\text{MeV}}{\text{Nuc.}}$$

$$\bar{B}_1 \approx 8,5 \frac{\text{MeV}}{\text{Nuc.}}$$

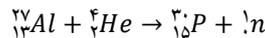
$$\bar{B}_2 \approx 8,3 \frac{\text{MeV}}{\text{Nuc.}}$$

با این مقادیر و به کمک رابطه ۱۰-۱ مقدار $Q \approx 183 \text{ MeV}$ به دست می‌آید. البته این یک برآورد است؛ مقدار دقیق‌تر انرژی را می‌توان با معلوم بودن جرم‌های دو محصول شکافت و جرم هسته اولیه از رابطه ۸-۱ به دست آورد. به هر حال، قسمت عمده این انرژی به صورت انرژی جنبشی در هسته‌های A_1 و A_2 ظاهر می‌شود که در فصل ۳ بیشتر توضیح خواهیم داد. دیده می‌شود که این انرژی، مشابه آنچه در مورد جوش هسته‌ای اشاره کردیم، به میزان چشمگیری از انرژی تولیدشده از واکنش شیمیایی سوختن یک اتم کربن (سوخت فسیلی) که در حدود چند eV می‌باشد، بیشتر است. حتی نسبت به هم‌جوشی هسته‌ای که انرژی حاصل از هر برهم‌کنش آن بین حدود ۳,۲ تا $18,3 \text{ MeV}$ می‌باشد، به مراتب بیشتر است.

۵-۱ پرتوزایی

پرتوزایی یک خاصیت دینامیکی هسته است؛ خاصیتی که باعث می‌شود هسته با گذشت زمان دچار واپاشی شود و همراه با گسیل یک یا چند ذره به هسته‌ای پایدار تبدیل گردد.

به‌استثنای دو عنصر تکنسیم ($Z = 43$ با Tc) و پرمیتیم ($Z = 61$ با Pm) که هیچ ایزوتوپ پایداری در طبیعت ندارند، تمام عناصر، از هیدروژن تا بیسموت (Bi ، دست‌کم یک ایزوتوپ پایدار دارند. اما از پلونیوم (Po) به بعد، یعنی عناصر سنگین، همگی ناپایدارند (اگرچه برخی از ایزوتوپ‌های این دسته عناصر، نیمه‌عمرهای آن‌قدر طولانی دارند که آن‌ها را شبه‌پایدار و یا حتی پایدار به حساب می‌آورند). علاوه بر این رادیوایزوتوپ‌های طبیعی، هسته‌های پرتوزا را از طریق واکنش‌های هسته‌ای می‌توان در آزمایشگاه و به‌طور مصنوعی تولید کرد. تولید رادیوایزوتوپ‌های مصنوعی اولین بار توسط ایرن کوری^۱ (دختر ماری کوری) و همسرش فردریک ژولیو^۲ در سال ۱۹۳۴ انجام شد. این زوج دانشمند با بمباران ورقه آلومینیم توسط ذرات آلفا، ایزوتوپ پرتوزای ^{32}P را تولید کردند و جایزه نوبل شیمی سال ۱۹۳۵ را به خود اختصاص دادند. این رویداد طی برهم‌کنشی به‌صورت زیر انجام می‌شود:



۱-۵-۱ قانون واپاشی

رادیوایزوتوپ‌های مختلف با سرعت‌های متفاوتی واپاشیده می‌شوند و هر کدام آهنگ واپاشی ویژه خود را دارد. به‌عنوان مثال $^{238}_{92}Al$ پرتوزا، نسبت به $^{22}_{11}Na$ که آن‌هم یک ایزوتوپ پرتوزاست، با آهنگ بیشتری واپاشی می‌کند و سریع‌تر نابود می‌شود.

اگر فرض کنیم $N(t)$ مجموعه‌ای از هسته‌های یک نمونه پرتوزا در لحظه t باشد، تعداد هسته‌هایی که در مدت زمان dt واپاشی می‌کنند، به سه عامل $N(t)$ ، dt ، و نوع عنصر بستگی دارد. نوع عنصر با ضریب ثابت λ که به ثابت واپاشی مشهور است، تعیین می‌شود. در این صورت می‌توان نوشت:

$$d(N) = -\lambda N(t) dt \quad 11-1$$

رابطه ۱۱-۱ با توجه به اینکه واپاشی هسته‌ها کاملاً مستقل از یکدیگر رخ می‌دهد، منطقی و پذیرفتنی است. علامت منفی به این دلیل اضافه شده است که کمیت $N(t)$ با گذشت زمان کاهش می‌یابد. برای پی بردن به مفهوم فیزیکی ثابت واپاشی λ آن را از روی رابطه بالا به‌صورت زیر می‌نویسیم:

$$\lambda = -\frac{dN}{N dt} \quad 12-1$$

۱. Irene Curie
۲. Frederic Joliot

قدر مطلق سمت راست این معادله، احتمال واپاشی یک هسته در واحد زمان را نشان می‌دهد. بیان موضوع به این شکل، گویای این است که برای یک هسته معین تنها می‌توانیم از احتمال واپاشی سخن بگوییم و هیچ راهی برای تعیین زمان وقوع آن وجود ندارد. به عبارت دیگر، فرایند واپاشی هسته‌ای یک فرایند تصادفی است که برای آن، بسته به نوع ایزوتوپ پرتوزا، احتمال معینی وجود دارد. به این معنی که در یک بازه زمانی خاص، کسر معینی از هسته‌های یک ایزوتوپ پرتوزا واپاشیده می‌شوند. با انتگرال‌گیری از رابطه ۱-۱۲ و با فرض اینکه تعداد هسته‌ها در لحظه $t = 0$ برابر N_0 باشد، رابطه‌ی نمایی زیر به دست می‌آید:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad 13-1$$

آهنگ واپاشی یک نمونه، اکتیویته یا پرتوزایی آن نمونه است که معمولاً با $A(t)$ نشان داده می‌شود.

$$A(t) = \left| \frac{dN(t)}{dt} \right| = N_0 \lambda e^{-\lambda t} = \lambda N(t) \quad 14-1$$

اکتیویته را معمولاً با یکای کوری اندازه‌گیری می‌کنند. یک کوری برابر با $10^{11} \times 3/7$ واپاشی در ثانیه است که معادل فعالیت یک گرم رادیم ۲۲۶ خالص پرتوزا می‌باشد.

روابط بالا نشان می‌دهد که هم تعداد هسته‌ها و هم اکتیویته یک نمونه پرتوزا، نسبت به زمان به طور نمایی کاهش می‌یابند. در شکل ۱-۴ نمودار تغییرات این دو کمیت نشان داده شده است. براساس روابط بالا، زمان بی‌نهایت لازم است تا صرف نظر از نوع عنصر پرتوزا، تمام هسته‌های یک نمونه پرتوزا واپاشیده شود. از این رو، یک پارامتر زمانی خاص به نام نیمه‌عمر، که مشخصه منحصربه‌فردی برای هر عنصر پرتوزاست و معیاری از سرعت تبدیل آن به ایزوتوپ دیگر به حساب می‌آید، تعریف می‌شود. به عبارت دیگر، نیمه‌عمر ($t_{1/2}$) زمان لازم برای واپاشی نیمی از هسته‌ها و یا کاهش پرتوزایی به نصف مقدار اولیه آن است. با قرار دادن $N(t) = N_0/2$ در رابطه ۱-۱۴ خواهیم داشت:

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad 15-1$$

نیمه‌عمرهای عناصر مختلف پرتوزا، فوق‌العاده متنوع هستند و از میکروثانیه تا هزاران میلیارد سال گسترش دارند (برای مثال، نیمه‌عمر ^{137}Cs حدود $17\mu\text{s}$ و نیمه‌عمر ^{14}C برابر $10^{17} \times 5/6$ است).

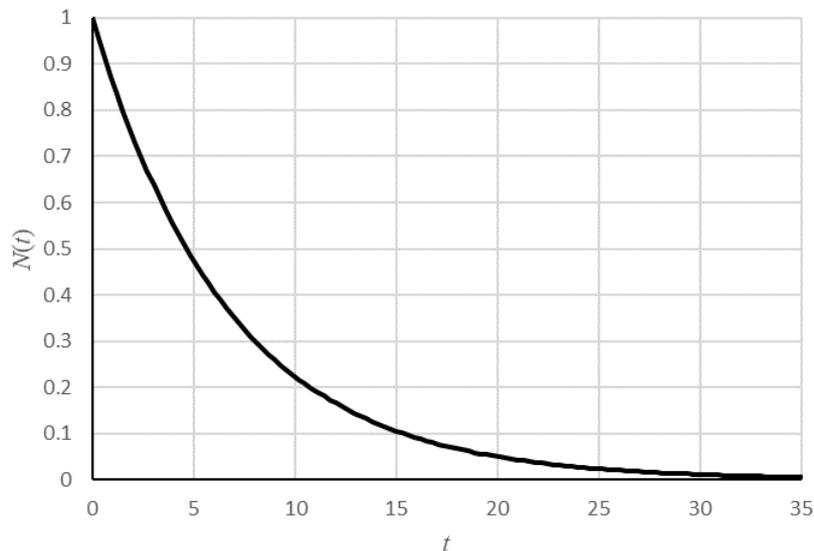
نیمه‌عمر اورانیوم ۲۳۸ تقریباً $10^9 \times 4/47$ سال، یعنی در حدود عمر زمین است. بنابراین می‌توان گفت از مقدار عنصر اورانیومی که در ابتدای آفرینش زمین در کره زمین وجود داشته است، اکنون فقط نیمی از آن موجود می‌باشد. ایزوتوپ شکافت‌پذیر این عنصر یعنی ^{235}U که امروزه به عنوان سوخت اصلی رآکتورهای هسته‌ای به کار می‌رود، نیمه‌عمری معادل $10^8 \times 6/8$ سال دارد. بنابراین طبیعی است که

ذخیره اصلی آن در حال حاضر نسبت به ^{238}U به میزان زیادی کمتر باشد (جدول ۱-۱ را نگاه کنید). یک پارامتر زمانی مفید دیگر، عمر میانگین (τ) است که در برخی از کاربردها، مانند دزسنجی داخلی که کار بررسی را آسان می‌کند یا هنگامی که صحبت از زمان واپاشی یک هسته تنها به میان می‌آید، معرفی می‌شود. در حقیقت، این زمان میانگین مدت زمانی است که یک هسته پرتوزا عمر می‌کند. عمر میانگین را می‌توان مانند محاسبه میانگین هر متغیر پیوسته‌ای، به کمک تابع احتمال رویداد آن به دست آورد. اگر $p(t)$ احتمال عدم واپاشی یک هسته تا لحظه t باشد، در این صورت میانگین عمر آن از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\bar{t} = \tau = \int_0^{\infty} t p(t) dt$$

$p(t)$ طبق رابطه ۱-۱۳ که تعداد هسته‌های باقی مانده از کل N_0 هسته اولیه تا لحظه t را نشان می‌دهد، برابر است با

$$p(t) = \frac{N(t)}{N_0} = e^{-\lambda t} \quad 1-16$$



شکل ۱-۴ فروپاشی نمایی یک ایزوتوپ نوعی پرتوزا نسبت به زمان $A(t)$ یا $N(t)$

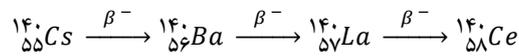
در این صورت

$$\tau = \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad 1-17$$

بنابراین یک هسته پرتوزا به طور میانگین به مدت $\frac{1}{\lambda}$ عمر می‌کند.

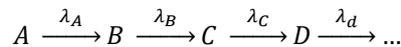
۱-۵-۲ واپاشی زنجیره‌ای

در پدیده واپاشی اصطلاحاً عنصری را که دستخوش واپاشی می‌شود، هسته مادر و محصول آن را هسته دختر می‌نامند. در برخی موارد، هسته دختر خود یک ایزوتوپ ناپایدار است که به هسته سومی واپاشیده می‌شود. هسته سوم و دختر دختران بعد از آن نیز ممکن است پرتوزا باشند و به این ترتیب با یک رشته و یا زنجیره واپاشی مواجه می‌شویم. علاوه بر عناصر سنگین پرتوزای طبیعی که چهار زنجیره بلند و طولانی را تشکیل می‌دهند، محصولات شکافت هسته‌ای که تماماً ناپایدارند (بخش ۳-۳-۲) نیز چنین وضعیتی را دارند. به عنوان نمونه، $^{140}_{55}\text{Cs}$ یک فراورده شکافت است که یک زنجیره چهارعضوی را به صورت زیر تشکیل می‌دهد:



ایزوتوپ‌های ناپایدار این زنجیره با نیمه عمرهای متفاوت گسیلنده β^- هستند و سرانجام به سریم 140 پایدار ختم می‌شوند.

برای بررسی بیشتر حالت کلی زیر را در نظر می‌گیریم:



هسته مادر A با ضریب واپاشی λ_A به هسته دختر B و این هسته، خود با ضریب واپاشی λ_B به هسته دختر C و الی آخر تبدیل می‌شود. مسئله را با فرض اینکه در لحظه $t=0$ فقط نمونه A با تعداد هسته N_{oA} وجود داشته باشد، دنبال می‌کنیم. بدیهی است که در این لحظه ($t=0$) هیچ یک از دختر هسته‌ها به وجود نیامده‌اند، یعنی:

$$N_{oB} = N_{oC} = \dots = 0$$

هسته‌های A با فرض اینکه از جایی تولید نمی‌شوند و برای آن فقط واپاشی وجود دارد، با گذشت زمان طبق رابطه ۱-۱۳ کاهش پیدا می‌کنند و خواهیم داشت:

$$N_A = N_{oA} e^{-\lambda_A t} \quad 18-1$$

اما به عنوان مثال، هسته‌های دختر B از یک طرف بر اثر واپاشی مادر A تولید و از طرف دیگر به C تبدیل می‌شوند. به عبارت دیگر:

$$\text{آهنگ نابودی - آهنگ تولید} = \frac{dN_B}{dt} = \text{آهنگ تغییر هسته‌های } B$$

آهنگ تولید این هسته‌ها در حقیقت همان آهنگ نابودی مادر است و می‌توان جمله بندی بالا را به صورت زیر نوشت:

$$\frac{dN_B}{dt} = \left. \frac{dN_A}{dt} \right| - \lambda_B N_B \quad 19-1$$

با استفاده از رابطه ۱-۱۸ و جابه‌جایی جملات خواهیم داشت:

$$\frac{dN_B}{dt} + \lambda_B N_B = N_{oA} \lambda_A e^{-\lambda_A t}$$

برای حل این معادله و یافتن پاسخی برای N_B ، طرفین آن را در $e^{\lambda_B t} dt$ ضرب می‌کنیم و در بازه زمانی صفر تا t انتگرال می‌گیریم.

$$\int_0^t \left(\frac{dN_B}{dt} e^{\lambda_B t} + \lambda_B N_B e^{\lambda_B t} \right) dt = \int_0^t N_{oA} \lambda_A e^{-\lambda_A t} e^{+\lambda_B t} dt \quad 20-1$$

مجموع دو جمله زیر انتگرال سمت چپ برابر است با $\frac{d}{dt}(N_B e^{\lambda_B t})$. بنابراین معادله ۱-۲۰ به رابطه زیر تبدیل خواهد شد:

$$\int_0^t \frac{d}{dt} (N_B e^{\lambda_B t}) dt = \int_0^t N_{oA} \lambda_A e^{(\lambda_B - \lambda_A)t} dt$$

یا

$$\int_0^t d(N_B e^{\lambda_B t}) = \int_0^t N_{oA} \lambda_A e^{(\lambda_B - \lambda_A)t} dt$$

انتگرال سمت چپ برابر است با

$$\int_0^t d(N_B e^{\lambda_B t}) = N_B e^{\lambda_B t} \Big|_0^t = N_B e^{\lambda_B t} - N_{oB} \quad 21-1$$

و انتگرال سمت راست

$$\begin{aligned} \int_0^t N_{oA} \lambda_A e^{(\lambda_B - \lambda_A)t} dt &= \frac{N_{oA} \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} e^{(\lambda_B - \lambda_A)t} \Big|_0^t \\ &= \frac{N_{oA} \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} e^{(\lambda_B - \lambda_A)t} - \frac{N_{oA} \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} \end{aligned} \quad 22-1$$

با مساوی قرار دادن روابط ۱-۲۱ و ۱-۲۲ و اعمال شرط $N_{oB} = 0$ خواهیم داشت:

$$N_B e^{\lambda_B t} = \frac{N_{oA} \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} [e^{(\lambda_B - \lambda_A)t} - 1] = \frac{N_{oA} \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} e^{\lambda_B t} [e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}]$$

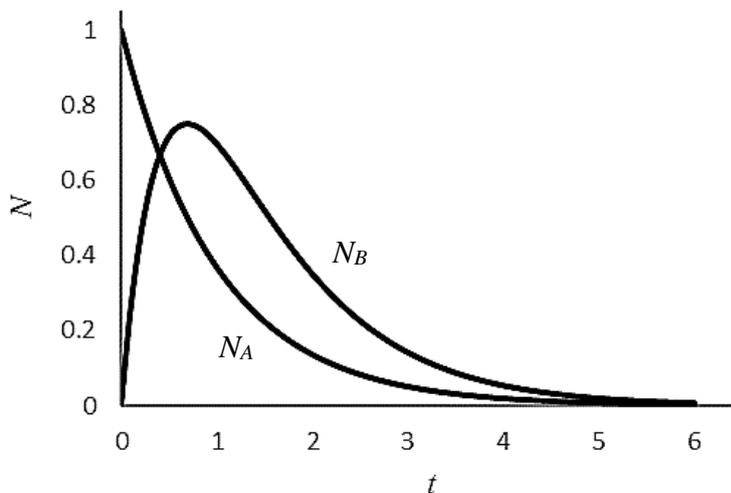
با حذف $e^{\lambda_B t}$ از دو طرف این معادله، N_B به صورت تابعی t به دست خواهد آمد:

$$N_B(t) = \frac{N_{oA} \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} [e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}] \quad 23-1$$

فعالیت لحظه‌ای هسته دختر B نیز به صورت زیر است:

$$A_B(t) = N_B(t)\lambda_B = \frac{N_{oA}\lambda_A\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} [e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}] \quad ۲۴-۱$$

منحنی تغییرات $N_B(t)$ به همراه کاهش هسته‌های مادر برای دو حالت مختلف در شکل ۱-۵ رسم و مقایسه شده است.



شکل ۱-۵ تعداد هسته‌های عنصر دختر B در زنجیرهٔ واپاشی $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow \dots$ و مقایسه با مادر A . نیمه‌عمر مادر کمتر از دختر، ب. نیمه‌عمر مادر بیشتر از دختر

همان‌طور که در شکل مشاهده می‌شود، تعداد هسته‌ها (و در نتیجه پرتوزایی) هستهٔ دختر B پس از مدتی به یک مقدار بیشینه می‌رسد. سپس با گذشت زمان کاهش می‌یابد و در نهایت به صفر میل می‌کند. چگونگی این افزایش و کاهش به نیمه‌عمرهای هسته‌های مادر و دختر وابسته است. در این شکل نمودارهای دو حالت ممکن (أ) $\lambda_A > \lambda_B$ و (ب) $\lambda_A < \lambda_B$ نشان داده شده است. در حالت (أ) هسته‌های مادر سریع‌تر تمام می‌شود و تولید B متوقف می‌گردد، به طوری که از این به بعد فقط واپاشی هستهٔ دختر ادامه می‌یابد (ادامهٔ نمودار نقطه چین). در شرایط (ب)، پس از مدت نسبتاً کوتاهی از شروع فرایند، هسته‌های مادر و دختر به تعادل نسبی می‌رسند و هردو با آهنگ واپاشی مادر به سمت صفر میل می‌کنند. محاسبات مشابهی را می‌توان برای دیگر دخترهای C و D و ... انجام داد.

۱-۳-۵ انواع واپاشی‌ها

در فرایند واپاشی، هستهٔ ناپایدار دستخوش دگرگونی می‌شود و ضمن آنکه جرم و انرژی آن کاهش می‌یابد، به هسته یا هسته‌های جدیدی تبدیل می‌گردد. این تبدیل می‌تواند به روش‌های گوناگونی صورت گیرد که عمده‌ترین آن‌ها عبارت‌اند از: گسیل آلفا، گسیل بتای منفی، گسیل بتای مثبت، گیراندازی