



آشنایی با

# فیزیک هسته‌ای

جلد دوم

کنت کرین

ترجمه ناصر میرفخرایی، مجید مدرس

کتابخانه علمی آینده سازان  
فنی-مهندسی-کامپیوتر  
خیابان انقلاب، پویروی دانشکده تهران، پاساژ فروزنده  
پلاک ۳۰۵، تلفن: ۶۶۲۱۷۳۱۲



آشنایی با

# فیزیک هسته‌ای

جلد دوم

کنت کرین

ترجمه ناصر میرفخرایی، مجید مدرس

مرکز نشر دانشگاهی، تهران



*Introductory Nuclear Physics*  
Kenneth S. Krane  
John Wiley & Sons, 1988

آشنایی با فیزیک هسته‌ای

جلد دوم

تألیف کنت کرین

ترجمه دکتر ناصر میرفخرایی، دکتر مجید مدرس

ویراسته دکتر محمدابراهیم ابوکاظمی

مرکز نشر دانشگاهی، تهران

شابک: ۸-۰۷۱۵-۰۱-۹۶۴ (ج. ۲)

شابک: X-۸۱۲۰-۰۱-۹۶۴ (دوره)

چاپ اول ۱۳۷۳

تعداد ۵۰۰۰

حروفچینی: کلمه پرداز

لیتوگرافی: ۱۱۰

چاپ و صحافی: پنگون

حق چاپ برای مرکز نشر دانشگاهی محفوظ است

فهرست نویسی بیش از انتشار کتابخانه ملی جمهوری اسلامی ایران

Krane, Kenneth S.	کرین، کنت
آشنایی با فیزیک هسته‌ای / کنت کرین: ترجمه محمدابراهیم ابوکاظمی، منیژه رهبر-تهران: مرکز نشر دانشگاهی، ۱۳۷۱-۱۳۷۳.	
ج. ۲: مصور، جدول، نمودار- (مرکز نشر دانشگاهی: ۷۱۵، ۶۲۴: فیزیک: ۵۴، ۶۴).	
ISBN 964-01-8120-X (دوره) - ISBN (ج. ۱)	
ISBN 964-01-0715-8 (ج. ۲)	
Introductory nuclear physics	عنوان اصلی:
«کتاب حاضر براساس ویرایش دوم کتاب (Introductory nuclear physics) نوشته دیوید هالیدی بازنویسی شده است.»	
	واژه‌نامه.
	کتابنامه.
مندرجات: ج. ۱. مبانی ساختار هسته‌ای، واپاشی هسته‌ای و رادیواکتیویته- ج. ۲. واکنشهای هسته‌ای و ملحقات و کاربردها/ ترجمه مجید مدرس، ناصر میرفخرایی.	
۱. فیزیک هسته‌ای. الف. هالیدی، دیوید، ۱۹۱۶- . آشنایی با فیزیک هسته‌ای، Halliday, David, ب. ابوکاظمی، محمد ابراهیم، مترجم. ج. رهبر، منیژه، ۱۳۲۴- . مترجم. د. مرکز نشر دانشگاهی. ه. عنوان. و. عنوان: آشنایی با فیزیک هسته‌ای.	
۵۳۹/۷	QC۷۷۶/ک۴۱۵
	۱۳۷۱
۷۱-۱۸۶۸ م	کتابخانه ملی ایران

# بسم الله الرحمن الرحيم

## فهرست

صفحه	عنوان
۱	پیشگفتار
۷	قسمت ۳. واکنشهای هسته‌ای
۸	۱۱. واکنشهای هسته‌ای
۹	۱.۱۱ انواع واکنشها و قوانین پایستگی
۱۱	۲.۱۱ انرژی واکنشهای هسته‌ای
۲۰	۳.۱۱ ایزوسپین
۲۴	۴.۱۱ سطح مقطعهای واکنش
۲۸	۵.۱۱ روشهای تجربی
۲۹	۶.۱۱ پراکندگی کولنی
۳۹	۷.۱۱ پراکندگی هسته‌ای
۴۲	۸.۱۱ <sup>†</sup> سطح مقطعهای پراکندگی و واکنش
۴۹	۹.۱۱ <sup>°</sup> مدل اپتیکی
۵۲	۱۰.۱۱ واکنشهای هسته مرکب
۵۶	۱۱.۱۱ واکنشهای مستقیم
۶۱	۱۲.۱۱ <sup>°</sup> برهم‌کنشهای تشدیدي
۶۹	۱۳.۱۱ <sup>°</sup> واکنشهای یون سنگین
۸۰	مراجع مطالعات تکمیلی
۸۰	مسائل

صفحه	عنوان
۸۵	۱۲. فیزیک نوترون
۸۶	۱.۱۲ چشمه‌های نوترون
۸۹	۲.۱۲ جذب و کندسازی نوترونها
۹۴	۳.۱۲ آشکارسازهای نوترون
۱۰۰	۴.۱۲ سطح مقطع واکنشهای نوترون
۱۰۴	۵.۱۲ گیراندازی نوترون
۱۱۰	۶.۱۲ تداخل و پراش نوترونها
۱۲۱	مراجع مطالعات تکمیلی
۱۲۲	مسائل
۱۲۵	۱۳. شکافت هسته‌ای
۱۲۶	۱.۱۳ چرا هسته‌ها شکافته می‌شوند
۱۳۳	۲.۱۳ ویژگیهای شکافت
۱۳۸	۳.۱۳ انرژی شکافت
۱۴۳	۴.۱۳ <sup>o</sup> شکافت و ساختار هسته‌ای
۱۵۰	۵.۱۳ واکنشهای شکافت کنترل شده
۱۵۹	۶.۱۳ رآکتورهای شکافت
۱۶۶	۷.۱۳ <sup>o</sup> محصولات رادیواکتیو شکافت
۱۷۱	۸.۱۳ <sup>o</sup> رآکتور شکافت طبیعی
۱۷۷	۹.۱۳ بمبهای شکافتی
۱۸۱	مراجع مطالعات تکمیلی
۱۸۳	مسائل
۱۸۷	۱۴. همجوشی هسته‌ای
۱۸۹	۱.۱۴ فرایندهای بنیادی همجوشی
۱۹۰	۲.۱۴ مشخصات همجوشی
۱۹۵	۳.۱۴ <sup>o</sup> همجوشی خورشیدی
۲۰۰	۴.۱۴ رآکتور همجوشی کنترل شده
۲۱۷	۵.۱۴ سلاحهای گرما هسته‌ای
۲۲۳	مراجع مطالعات تکمیلی

صفحه	عنوان
۲۲۴	مسائل
۲۲۶	۱۵°. شتابدهنده‌ها
۲۳۱	۱.۱۵ شتابدهنده‌های الکتروستاتیکی
۲۴۰	۲.۱۵ شتابدهنده‌های سیکلوترون
۲۵۱	۳.۱۵ سنکروترونها
۲۵۹	۴.۱۵ شتابدهنده‌های خطی
۲۶۶	۵.۱۵ شتابدهنده‌های با باریکه برخوردی
۲۷۲	مراجع مطالعات تکمیلی
۲۷۴	مسائل
۲۷۷	قسمت ۴. گسترشها و کاربردها
۲۷۸	۱۶°. اسپین و گشتاور هسته‌ای
۲۷۹	۱.۱۶ اسپین هسته
۲۸۱	۲.۱۶ گشتاورهای هسته‌ای
۲۸۸	۳.۱۶ ساختار فوق‌ریز
۳۰۱	۴.۱۶ اندازه‌گیری گشتاور هسته
۳۳۵	مراجع مطالعات تکمیلی
۳۳۶	مسائل
۳۳۹	۱۷°. فیزیک مزونها
۳۴۰	۱.۱۷ فرضیه یوکاوا
۳۴۲	۲.۱۷ خواص مزونها $\pi$
۳۶۱	۳.۱۷ واکنشهای پيون - نوکلئون
۳۷۱	۴.۱۷ تشدیدهای مزونی
۳۷۸	۵.۱۷ مزونها و باریونهای شگفت
۳۸۷	۶.۱۷ نقص CP در واپاشی K
۳۹۵	مراجع مطالعات تکمیلی
۳۹۶	مسائل

صفحه	عنوان
۳۹۹	۱۸ <sup>o</sup> . فیزیک ذرات
۴۰۰	۱.۱۸ خانواده و برهم‌کنشهای ذره
۴۱۰	۲.۱۸ تقارن‌ها و قوانین پایستگی
۴۲۲	۳.۱۸ مدل کوآرکی
۴۲۵	۴.۱۸ گلوئون‌ها و کوآرکهای رنگی
۴۳۰	۵.۱۸ واکنشها و واپاشیها در مدل کوآرکی
۴۳۸	۶.۱۸ افسون، زیبایی، و حقیقت
۴۴۸	۷.۱۸ دینامیک کوآرکها
۴۵۵	۸.۱۸ نظریه‌های وحدت بزرگ
۴۶۲	مراجع مطالعات تکمیلی
۴۶۴	مسائل
۴۶۶	۱۹ <sup>o</sup> . اختر فیزیک هسته‌ای
۴۶۷	۱.۱۹ کیهانشناسی مهبانگ داغ
۴۷۳	۲.۱۹ برهم‌کنشهای ذره‌ای و هسته‌ای در جهان اولیه
۴۷۸	۳.۱۹ تشکیل هسته‌های اولیه
۴۸۳	۴.۱۹ تشکیل هسته‌ها در ستارگان ( $A \leq 60$ )
۴۹۱	۵.۱۹ تشکیل هسته‌ها در ستارگان ( $A > 60$ )
۴۹۷	۶.۱۹ کیهان‌گاشماری هسته‌ای
۵۰۳	مراجع مطالعات تکمیلی
۵۰۵	مسائل
۵۰۸	۲۰ <sup>o</sup> . کاربردهای فیزیک هسته‌ای
۵۰۸	۱.۲۰ تحلیل عناصر ردیابی
۵۱۶	۲.۲۰ طیف‌سنجی جرمی با استفاده از شتابدهنده‌ها
۵۱۹	۳.۲۰ کاربردهای واپاشی آلفا
۵۲۱	۴.۲۰ پزشکی هسته‌ای تشخیصی
۵۳۳	۵.۲۰ پزشکی هسته‌ای درمانی
۵۳۸	مراجع مطالعات تکمیلی

صفحه

عنوان

۵۴۱

پیوستها

۵۴۲

الف. نسبیت خاص

۵۴۶

ب. چارچوب مرجع مرکز جرم

۵۵۱

ج. جدول خواص هسته‌ای

۵۶۵

فهرست راهنما





## پیشگفتار

تألیف این کتاب را به صورت همکاری با دیوید هالیدی آغاز کردم تا به اتفاق یکدیگر ویرایش دوم کتاب درسی‌اش، آشنایی با فیزیک هسته‌ای (وایلی، ۱۹۵۵)، را مورد تجدیدنظر قرار دهیم و آن را روزآمد کنیم. پس از آماده شدن طرح اولیه، معلوم شد که استاد هالیدی به خاطر تعهدات دیگرش فقط می‌تواند وقت بسیار محدودی را به این کار اختصاص دهد، و در نتیجه خواستار کناره‌گیری شخص خودش از شرکت فعال در این طرح شد. این پیشنهاد را من با بی‌میلی و تأسف پذیرفتم. استاد لطف کردند و حق استفاده از مطالب ویرایش قبلی کتاب را به من واگذار کردند.

من نخستین بار به‌عنوان دانشجوی کارشناسی فیزیک با کتاب درسی هالیدی روبه‌رو شدم، که شاید نخستین آشنایی جدی من با فیزیک هسته‌ای بوده است. به‌خاطر دارم که روانی و خوانایی کتاب مرا تحت تأثیر قرار داده بود. من در این بازنویسی کوشیده‌ام تا این ویژگیها را که از جمله امتیازات اثر قبلی بوده است، حفظ کنم.

**خواننده.** این کتاب اصولاً برای دانشجویان کارشناسی نوشته شده است، ولی می‌توان آن را برای مطالعه اجمالی مبانی فیزیک هسته‌ای در دوره کارشناسی ارشد نیز به‌کار برد. کتاب به‌طور مشخص برای دانشجویان رشته فیزیک و به‌عنوان بخشی از فیزیک جدید در نظر گرفته شده است، اما باگزینش مناسبی از مطالب می‌توان آن را برای دیگر رشته‌های علوم و تکنولوژی هسته‌ای، از جمله شیمی هسته‌ای، مهندسی هسته‌ای، زیست‌شناسی تابشی، و پزشکی هسته‌ای نیز مورد استفاده قرار داد.

**پیش‌نیاز.** دانشجوی خواننده این کتاب باید در فیزیک کوانتومی، در سطحی مقدماتی (که معمولاً در کتابهای فیزیک جدید مطرح می‌شود) یا در سطح پیشرفته‌تر دوره کارشناسی، زمینه قبلی داشته باشد. (مختصری از مطالب کوانتومی مورد نیاز را در فصل ۲ مرور کرده‌ام.) بدین ترتیب، کتاب برای دو سطح مختلف طراحی شده است: مطالبی مانند احتمال گذار یا عناصر ماتریسی را که نیاز به مکانیک کوانتومی پیشرفته دارند، می‌توان جدا در نظر گرفت و در مطالعه مقدماتی از آنها صرف‌نظر کرد. این جداسازیها و صرف‌نظر کردنها، بدون اینکه به‌جریان منطقی بحث لطمه‌ای وارد کند، قابل اجراست.

پیش‌نیاز ریاضی این کتاب در حد معادلات دیفرانسیل است. **تأکید.** این کتاب دارای دو ویژگی برجسته است. نخستین ویژگی آن، وسعت نظر و تأکید بر گستره مطالب است. مدرس با در اختیار داشتن مجموعه گسترده‌ای از مطالب، متناسب با نیاز خاص دانشجوی، می‌تواند سرفصلهای درس را برگزیند. مطالب این کتاب برای دوره‌های یک ساله تا حدی ناکافی است، ولی برای دوره‌های ثلثی یا نیمسال‌ی خیلی زیاد است. بنا بر این مدرس می‌تواند مطالب را، متناسب با فرصت موجود، چنان انتخاب کند که دانشجویان را تا حد ممکن با زمینه‌های کار فیزیک هسته‌ای آشنا سازد.

ویژگی دوم این کتاب، بدون احساس شرمندگی، تأکید پدیدیده شناختی و طرز ارائه تجربی آن است. بحث واپاشی و پدیده‌های واکنش هسته‌ای با نمونه‌هایی از بررسیهای تجربی که از نشریات علمی اخذ شده‌اند، همراه است. این نمونه‌ها را در پی جستجو برای مقالاتی که اطلاعات مورد نیاز را به روشن‌ترین وجه ممکن ارائه دهند و ارتباط تنگاتنگی با مطلب مورد بررسی داشته باشند، انتخاب کرده‌ام. آزمایشهای بدیع را اغلب با نمودارهایی از وسایل آزمایش، همراه با نتایج و خطاهای آن، ارائه داده‌ام. بدین ترتیب، کوشیده‌ام تا به دانشجویان بفهمانم که پیشرفت فیزیک هسته‌ای منحصرأ از بلاندای پیشانی فرمی برنخاسته است، بلکه حاصل تلاشهای طاقت‌فرسای آزمایشگاهی نیز هست. در همین حال، بنیان منطقی و هدف آزمایشها را نیز مورد بحث قرار داده‌ام، و سهم آنها را در پیشرفت نظریه خاطر نشان کرده‌ام.

**سازمان.** کتاب از چهار قسمت تشکیل شده است: مبانی ساختار هسته‌ای، رادیو اکتیویته و واپاشی هسته‌ای، واکنشهای هسته‌ای، و ملحقات و کاربردها. در قسمت اول، مطالب پایه در باره شکل و اندازه هسته‌ها، مسئله دونوکلئون، و مقدماتی از مدل‌های هسته‌ای مورد بحث و بررسی قرار می‌گیرند. در دوره‌های فشرده، بدون اینکه لطمه‌ای به پیوستگی مطالب وارد شود، می‌توان از دو موضوع آخر صرف‌نظر کرد. در قسمت دوم که مربوط به رادیو اکتیویته و واپاشی است، موضوعات سنتی را همراه با مطالب جدیدی که پل ارتباطی بین واپاشی هسته‌ای و جریان تحقیقی معاصر (مانند مد واپاشی «سنگین» مثلاً به صورت  $^{14}C$  که اخیراً کشف شده است، واپاشی دو بتایی، گسیل نوکلئون تأخیری در واپاشی بتا، اثر موسباوئر، و غیره) هستند آورده‌ام. در قسمت سوم اجمالی از واکنشهای هسته‌ای، از جمله شکافت و همجوشی هسته‌ای و کاربردها، مورد بحث قرار گرفته است. در قسمت چهارم از موضوعاتی سخن رفته است که فقط به‌طور تقریبی می‌توان آنها را زیر عنوان فیزیک هسته‌ای جای داد. از این جمله است برهم‌کنشهای فوق‌ریز، فیزیک ذرات، اختر فیزیک هسته‌ای، و کاربردهای عمومی نظیر پزشکی هسته‌ای. تأکید این قسمت روی مطالب مشترک بین فیزیک هسته‌ای و سایر شاخه‌های تخصصی فیزیک و غیر فیزیک، از قبیل فیزیک اتمی، فیزیک انرژی بالا، کیهان‌شناسی، شیمی، و پزشکی است. بیشتر مطالب این قسمت، بویژه در فصلهای ۱۸ و ۱۹،

۱. ترجمه فارسی این کتاب در دو مجلد منتشر می‌شود که جلد اول آن شامل قسمتهای ۱ و ۲ و جلد دوم شامل قسمتهای ۳ و ۴ است. و.

از تحقیقات سالهای اخیر حاصل شده‌اند و بنابراین، طبق معمول این گونه مطالب، ممکن است حتی پیش از انتشار این کتاب هم منسوخ شوند. در صورتی که چنین وضعی اتفاق بیفتد، باز هم مدرس فرصتی طلایی به دست می‌آورد که نکات مهمی را دربارهٔ پیشرفت علم یادآور شود. در فصل ۲۰ کاربردهایی را متذکر شده‌ام که، مانند مورد روبش PET، از پژوهشهای اخیر حاصل شده‌اند. مطالب این قسمت از کتاب تا حد زیادی بر پایهٔ مطالب قبلی استوار است. برای نمونه، اگر کسی بخواهد بدون آنکه درک درستی از واکنشهای هسته‌ای داشته باشد به مطالعهٔ فیزیک مزونها یا فیزیک ذرات بپردازد، کارش بی‌نتیجه خواهد بود.

ترتیب فصلها یا بخشهایی را که بدون از دست دادن پیوستگی مطالب می‌توان در مطالعهٔ اجمالی حذف کرد، در فهرست مطالب با علامت ستاره (\*) مشخص کرده‌ام. با استفاده از فصلهای ۱، ۲، ۳، ۴، ۶، ۸، ۹، ۱۰، ۱۱ و ۱۶ که شامل مبانی واپاشی هسته‌ای و واکنشهای هسته‌ای است می‌توان یک دورهٔ فشردهٔ فیزیک هسته‌ای مقدماتی را ارائه داد، بدون آنکه از ساختار هسته‌ای چیز زیادی مطرح شود. واکنشهای شکافت همجوشی را می‌توان از فصلهای ۱۳ و ۱۴ بدانها افزود. با انتخاب بعضی از مطالب فصلهای ۷ و ۱۵ می‌توان آشکارسازها و شتاب‌دهنده‌ها را هم معرفی کرد.

قسمت چهارم کتاب (فصلهای ۱۶ تا ۲۰)، به کاربردهای فیزیک هسته‌ای می‌پردازد و لزوماً متعاقب فصل ۱۵ نیست. در واقع، بسیاری از مطالب این قسمت را پس از فراگیری فصل ۱۱ (واکنشهای هسته‌ای) می‌توان مطالعه کرد. فصل ۱۶ را که مشتمل بر اسپینها و گشتاورهاست، حتی می‌توان به قسمت اول منتقل کرد و آن را پس از فصل ۳ قرار داد. مطالعهٔ فصل ۱۹ (اختر فیزیک هسته‌ای) مستلزم مطالب پیش‌نیاز شکافت و همجوشی از فصلهای ۱۳ و ۱۴ است.

بیشتر مطالب این کتاب را با حداقل پیش‌نیاز مکانیک کوانتومی می‌توان فهمید. فصلها یا بخشهایی که مستلزم مکانیک کوانتومی پیشرفته‌تری (در سطح کارشناسی) هستند، در فهرست مطالب با علامت (†) مشخص شده‌اند.

تجربهٔ من نشان می‌دهد که بیشتر دانشجویان دورهٔ کارشناسی حتی مبانی نظریهٔ کوانتومی تکانهٔ زاویه‌ای را دشوار می‌یابند، و مفاهیم مجردتری مانند ایزوسپین می‌تواند آنها را با مشکلات جدی روبه‌رو کند. به همین دلیل، معرفی ایزوسپین را تا فصل ۱۱ (واکنشهای هسته‌ای) به تأخیر انداخته‌ام. استفاده از ایزوسپین در این فصل اجتناب‌ناپذیر است و برای آنکه اهمیت این مفهوم را در واپاشیهای بتا و گاما نشان دهم، کاربرد آن را در این موارد هم متذکر شده‌ام. سعی نکرده‌ام که برای محاسبهٔ دامنه‌ها یا سطح مقطعها از نظریهٔ جفت‌شدگی ایزوسپین استفاده کنم. بنابراین در مطالعهٔ اجمالی می‌توان از بحث ایزوسپین بکلی صرف‌نظر کرد. اما استفاده از آن برای درک فصلهای ۱۷ و ۱۸ که دربارهٔ فیزیک ذرات و مزونهاست، صددرصد الزامی است.

**نمادگذاری.** در این کتاب نمادگذاری استاندارد را برگزیده‌ام. در این روش از

نماد  $T$  برای نمایش سه کمیت مختلف انرژی جنبشی، دما، و ایزوسپین استفاده می‌شود که خالی از دردسر نیست. اگر طرز نمایش متخصصان فیزیک ذرات را که نماد  $I$  را برای ایزوسپین و  $J$  را برای اسپین هسته به کار می‌برند برگزینیم، برای نمایش تکانه زاویه‌ای کل الکترونها نماد شناخته شده‌ای باقی نمی‌ماند. به همین دلیل، نماد  $I$  را برای تکانه زاویه‌ای کل هسته،  $J$  را برای تکانه زاویه‌ای کل الکترونها، و  $T$  را برای ایزوسپین به کار برده‌ام. برای رعایت هماهنگی، استفاده از این نمادها را به مباحث فیزیک ذرات در فصلهای ۱۷ و ۱۸ نیز گسترش داده‌ام، هرچند که این طرز نمایش با نمادگذاری متداول در فیزیک ذرات در تضاد است. حروف کوچک  $z$  را برای نمایش تکانه زاویه‌ای کل یک الکترون در اتم باریک نوکلئون منفرد به کار برده‌ام.

**مراجع.** هیچ سعی نکرده‌ام که مجموعه تاریخی دقیقی از مراجع کارهای بدیع ارائه کنم. برای این امتناع دو دلیل دارم: اولاً مطمئن نیستم که بتوانم نقش یک متخصص تاریخ علم را بازی کنم؛ ثانیاً برای این باورم که مراجع در کتابهای درسی دوره کارشناسی، بیش از آنکه راهنمای دانشجوی باشند، باعث شلوغی متن هستند. هرچند که منابع نگرشهای عمده را مشخص کرده‌ام، ولی بحثهای تاریخی را در حداقل ممکن نگه داشته‌ام. تاریخ فیزیک هسته‌ای که ارتباط تنگاتنگی با انقلابهای نظریه کوانتومی و نسبیت در فیزیک قرن بیستم داشته است، در حد خود بسی مجذوب کننده است، و من دانشجویان جدی را به بررسی آن تشویق می‌کنم. مقالات کلاسیک، در تمایز آشکار با آثار جدید، خوانایی شگفت‌انگیزی دارند. بسیاری از مراجع مربوط به این مقالات اولیه را می‌توان در کتاب هالیدی یا در کتاب زیر یافت:

R. T. Beyer, *Foundations of Nuclear Physics*, (New York: Dover, 1949)

این کتاب مرجع شامل ۱۳ مقاله اصلی تجدید چاپ شده است، و همچنین متضمن کتاب‌شناسی رده‌بندی شده‌ای از تمام کارهای فیزیک هسته‌ای منتشر شده تا سال ۱۹۴۷ است.

در پایان هر فصل، فهرستی از مراجع را برای مطالعات تکمیلی آورده‌ام. مطالب همان فصل را می‌توان با تفصیل بیشتر و بررسی کاملتر در این مراجع یافت. بعلاوه، در این فهرستها، مقالات مروری و مقالات و کتابهای عامه‌پسند نیز گنجانده شده‌اند.

حل بعضی از مسائل پایان فصلها مستلزم استفاده از جداول خواص هسته‌ای است، که از این رو دانشجویان باید به آخرین ویرایش *Table of Isotopes* یا مجموعه کاملی از *Nuclear Data Sheets* دسترسی داشته باشد.

کنت کریگ

## گاهشمار رویدادهای مهم در فیزیک هسته‌ای

- ۱۸۹۶ کشف رادیواکتیویته (بکرل\*)
- ۱۸۹۸ جداسازی رادیم (ماری کوری\* و پیر کوری\*)
- ۱۹۰۵ نظریه نسبیت خاص (اینشتین\*)
- ۱۹۰۹ شناسایی ذره آلفا به‌عنوان هسته هلیوم (رادرفورد\* و رابرتز)
- ۱۹۱۱ اتم هسته‌ای (رادرفورد\*)
- ۱۹۱۲ ساخت اتاقک ابر (ویلسون\*)
- ۱۹۱۳ کشف ایزوتوپهای پایدار (تامسون\*)
- ۱۹۱۳ مدل اتمی سیاره‌ای (نیلس بور\*)
- ۱۹۱۴ تعیین بار هسته با استفاده از پرتوهای ایکس (موزلی)
- ۱۹۱۹ تراجهش مصنوعی به کمک واکنش هسته‌ای (رادرفورد\*)
- ۱۹۱۹ ساخت طیف‌سنج جرمی (استون\*)
- ۱۹۲۵ پیشنهاد اسپین ذاتی (گودشمیت و اولنیک)
- ۱۹۲۶ ظهور مکانیک کوانتومی (شرودینگر\*)
- ۱۹۲۸ نظریه رادیواکتیویته آلفا (گاموف، گورنی، کاندون)
- ۱۹۳۰ فرضیه نوترینو (پاولی\*)
- ۱۹۳۱ ساخت نخستین شتابدهنده الکتروستاتیکی (وان دو گراف)
- ۱۹۳۱ ساخت نخستین شتابدهنده خطی (اسلون\* و لارنس\*)
- ۱۹۳۲ ساخت نخستین سیکلوترون (لارنس\* و لیوینگستون)
- ۱۹۳۲ کشف دوتریم (اوری\*، برکود، مورفی)
- ۱۹۳۲ کشف پوزیترون (اندرسون\*)
- ۱۹۳۲ کشف نوترون (چادویک\*)
- ۱۹۳۲ مدل هسته‌ای پروتون - نوترون (هایزبرگ\*)
- ۱۹۳۲ تحقق نخستین واکنش هسته‌ای با استفاده از شتابدهنده (کوکرافت\* و والتون\*)
- ۱۹۳۴ کشف رادیواکتیویته مصنوعی (ایرن کوری\*، ژولیو\*)
- ۱۹۳۴ نظریه رادیسواکتیویته بنازا (فرمی\*)
- ۱۹۳۵ فرضیه مزون (یوکاوا\*)
- ۱۹۳۵ عرضه تکنیک همفرودی (بوته\*)
- ۱۹۳۶ پیشنهاد نظریه هسته مرکب (نیلس بور\*)
- ۱۹۳۷ کشف لپتون  $\mu$  در پرتوهای کیهانی (ندرمیر و اندرسون\*)
- ۱۹۳۸ کشف شکافت هسته‌ای (هان\* و اشتراسن)
- ۱۹۳۸ طرح همجوشی گرما هسته‌ای به مثابه چشمه انرژی در ستارگان (بنه\*)

\* دانشمندانی که نامشان با علامت ستاره مشخص شده است از برندگان جایزه نوبل در فیزیک یا شیمی هستند، هرچند که ممکن است این جایزه به خاطر کاری که در این فهرست آورده‌ایم نبوده باشد.

- ۱۹۳۹ مدل قطره-مایع برای شکافت (نیلس بور\* و ویلر)
- ۱۹۴۰ تولید نخستین عنصر فرااورانیم (مک‌میلان\* و سی بورگ\*)
- ۱۹۴۱ ساخت نخستین بتاترون، شتابدهنده الکترون با القای مغناطیسی (کرسنت)
- ۱۹۴۲ ساخت نخستین رآکتور شکافت کنترل‌شده (فرمی\*)
- ۱۹۴۴ حصول پایداری فاز برای سنکروترون (مک‌میلان\* و وکسلر)
- ۱۹۴۵ آزمایش نخستین بمب شکافتی
- ۱۹۴۶ کیهان‌شناسی مهبانگ (گاموف)
- ۱۹۴۶ عرضه روش تشدید مغناطیسی هسته (بلوخ\* و پورسل\*)
- ۱۹۴۷ ظهور عمرسنجی رادیوکرینی (لیبی\*)
- ۱۹۴۷ ساخت نخستین سنکروسیکلو ترون پروتونی  $350\text{ MeV}$  (برکلی)
- ۱۹۴۷ کشف مزون  $\pi$  (پاول\*)
- ۱۹۴۸ ساخت نخستین شتابدهنده خطی پروتون،  $32\text{ MeV}$  (آلوارز\*)
- ۱۹۴۹ پیشنهاد مدل پوسته‌ای برای ساختار هسته (مایر\*، جنسن\*، هاگسل، سوئس)
- ۱۹۴۹ ساخت شمارگر سوسوزن (کالمن، کولتمان، مارشال)
- ۱۹۵۲ ساخت نخستین سیکلو ترون پروتونی،  $2.3\text{ GeV}$  (بروکهاون)
- ۱۹۵۲ آزمایش نخستین بمب گرما هسته‌ای
- ۱۹۵۳ فرضیه شکفتی (گلنن\* و نیشی جیما)
- ۱۹۵۳ پیشنهاد مدل جمعی برای ساختار هسته (آگه بور\*، موتسون\*، رینواتر\*)
- ۱۹۵۳ تولید ذرات شکفت برای نخستین بار (بروکهاون)
- ۱۹۵۵ کشف پادپروتون (چمبرلین\* و سگره\*)
- ۱۹۵۶ آشکارسازی تجربی نوترینو (راینز و کوان)
- ۱۹۵۶ نقض پارته در برهم‌کنشهای ضعیف (لی\*، یانگ\*، وو، و همکاران)
- ۱۹۵۸ گسیل بدون پس‌زنی پرتوهای گاما (موسباور\*)
- ۱۹۵۹ ساخت سنکروترون  $26\text{ GeV}$  (سرن)
- ۱۹۶۴ مشاهده نقض CP در واپاشی  $K^0$  (کرونین\* و فیچ\*)
- ۱۹۶۴ پیشنهاد مدل کوآرک برای هادرونها (گلنن\* و زوایک)
- ۱۹۶۷ راه‌اندازی اولیه شتابدهنده SLAC برای الکترونها  $20\text{ GeV}$  (استانفورد)
- ۱۹۶۷ پیشنهاد مدل الکتروضعیف (واینبرگ\* و سلام\*)
- ۱۹۷۰ فرضیه افسون (گلاشو\*)
- ۱۹۷۱ ساخت برخورد دهنده پروتون-پروتون (سرن)
- ۱۹۷۲ ساخت سنکروترون پروتونی  $500\text{ GeV}$  (فرمی‌لب)
- ۱۹۷۴ کشف ذره  $J/\psi$  و تأیید کوآرک افسونگر (ریشتر\* و تینگ\*)
- ۱۹۷۵ کشف لبتون  $\tau$  (پرل)
- ۱۹۷۷ کشف ذره  $\Upsilon$  و طرح کوآرک‌ته (لدرمن)
- ۱۹۸۳ راه‌اندازی برخورد دهنده پروتون-پادپروتون  $300\text{ GeV}$  (سرن)
- ۱۹۸۳ کشف بوزونهای ضعیف  $W^\pm$  و  $Z^0$  (روبیان\*)

قسمت ۳  
واکنش‌های هسته‌ای

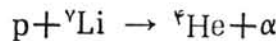


## واکنشهای هسته‌ای

هرگاه ذرات انرژی‌دار حاصل از یک رآکتور یا شتابدهنده (یا حتی حاصل از یک چشمه رادیواکتیو) به توده‌ای از ماده برخورد کنند، این امکان وجود دارد که واکنش هسته‌ای صورت گیرد. چنین واکنشی اولین بار با استفاده از ذرات آلفای حاصل از یک چشمه رادیواکتیو در آزمایشگاه رادرفورد انجام گرفت. در برخی از این آزمایشهای اولیه، ذرات آلفا فقط به صورت کشتان توسط هسته‌های هدف پراکنده می‌شدند. این پدیده که به نام پراکندگی رادرفورد معروف است، اولین شاهد دال بر وجود هسته‌های اتمی را به دست داد. در آزمایشهای دیگر، رادرفورد موفق شد که فرایند تغییر یا تبدیل نوع هسته را همانند آنچه در سال ۱۹۱۹ میلادی در واکنش زیر صورت گرفت، مشاهده کند



اولین شتابدهنده ذره که قادر به انجام واکنشهای هسته‌ای بود، توسط کاکرافت و والتون ساخته شد. نامبردگان در سال ۱۹۳۰ میلادی واکنش زیر را مشاهده کردند

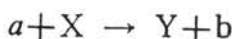


در این فصل انواع مختلف واکنشهای هسته‌ای و خواص آنها را مورد بحث قرار می‌دهیم. در بیشتر حالات، با پرتوهای سبک، معمولاً  $A \leq 4$ ، سروکار داریم که بر هدفهای سنگین فرود می‌آیند. با این حال، واکنشهای جالب و جدیدی نیز مطرح می‌شوند که توسط یونهای سنگین شتابدار (معمولاً  $A \leq 40$ )، و حتی باریکه‌های ذرات سنگین همانند اورانیوم نیز مورد توجه بوده‌اند) به وجود می‌آیند. ضمناً تنها با واکنشهایی سروکار داریم که تحت نام «انرژی پایین» یعنی از مرتبه  $10 \text{ MeV}$  به‌ازای هر نوکلئون یا کمتر، رده‌بندی می‌شوند.

در گستره  $1\text{ GeV} - 100\text{ MeV}$ ، که «انرژی میانی» نام دارد، تولید مزونی می‌تواند صورت گیرد و پروتونها و نوترونها به یکدیگر تبدیل شوند. در «انرژی بالا»، انواع ذرات عجیب و غریب را می‌توانیم تولید کنیم، و حتی می‌توانیم آرایش کوارکها را هم که سازنده نوکلئونها هستند تغییر دهیم. در فصول ۱۷ و ۱۸ انواع واکنشهای اخیر مورد بحث قرار خواهند گرفت.

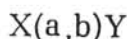
## ۱.۱۱ انواع واکنشها و قوانین پایستگی

واکنش هسته‌ای معمولاً به شکل زیر نوشته می‌شود



که در آن  $a$  پرتابه شتابدار،  $X$  هدف (معمولاً ساکن در آزمایشگاه)، و  $Y$  و  $b$  محصولات واکنش هستند. معمولاً  $Y$  محصول سنگینی است که در هدف متوقف می‌شود و مستقیماً قابل مشاهده نیست، در حالی که  $b$  ذره سبکی است که می‌تواند آشکارسازی و اندازه‌گیری شود. عموماً  $a$  و  $b$  را نوکلئونها یا هسته‌های سبک تشکیل می‌دهند، ولی هرگاه  $b$  یک پرتو  $\gamma$  باشد واکنش را گیراندازی تابشی می‌نامند. (هرگاه  $a$  یک پرتو  $\gamma$  باشد، فرایند را واکنش فوتونی هسته می‌نامند).

واکنش فوق را می‌توان به شکل خلاصه شده زیر نیز نشان داد



که راه ساده‌ای برای نمایش واکنش است زیرا بر اساس آن می‌توان واکنشهای باخواص مشترک، مثلاً واکنشهای  $(\alpha, n)$  یا  $(n, \gamma)$ ، را در یک رده عمومی قرارداد. واکنشها به راههای مختلفی رده بندی می‌شوند. هرگاه ذرات فرودی و خروجی یکسان باشند (که در این صورت  $X$  و  $Y$  نیز هسته‌های یکسان‌اند)، فرایند یک نوع پراکندگی است. اگر  $Y$  و  $b$  در حالت پایه خود قرار داشته باشند پراکندگی کشسان است، و هرگاه  $Y$  و  $b$  در حالت برانگیخته قرار گیرند (که عموماً از این حالت به سرعت باگسیل  $\gamma$  واپاشیده می‌شوند) پراکندگی ناکشسان خواهد بود. گاهی اوقات  $a$  و  $b$  ذراتی یکسان‌اند، ولی واکنش موجب می‌شود که نوکلئون دیگری نیز جداگانه پرتاب شود (به طوری که در حالت نهایی سه ذره حضور دارند)، این واکنش را اخراجی می‌نامند. در واکنش انتقالی یک یا دو نوکلئون بین پرتابه و هدف مبادله می‌شود. مثلاً دوترون ورودی به پروتون یا نوترون خروجی تبدیل می‌شود و لذا نوکلئونی به هدف  $X$  اضافه شده و  $Y$  را تشکیل می‌دهد. واکنشها را می‌توان بر اساس سازوکاری که حاکم بر فرایند است نیز رده بندی کرد. در واکنشهای مستقیم (که در آنها واکنشهای انتقالی زیر گروه مهمی را تشکیل می‌دهند)، تنها تعداد خیلی کمی از نوکلئونها در واکنش شرکت دارند، و نوکلئونهای باقیمانده در هدف به صورت تماشاچی غیر فعال ظاهر می‌شوند. در این واکنشها ممکن است نوکلئون منزوی از یک حالت مدل

پوسته‌ای حذف یا بدان افزوده شود و لذا می‌تواند به‌عنوان یکی از روشهای بررسی ساختار پوسته‌ای هسته‌ها مورد استفاده قرار گیرد. در این واکنشها می‌توان به تعدادی از حالت‌های برانگیخته  $\gamma$  دسترسی پیدا کرد. از سوی دیگر با سازوکار هسته مرکب روبه‌رو می‌شویم که در آن، تا قبل از پرتاب نوکلئون خروجی، هسته‌های ورودی و هدف موقتاً درهم ادغام می‌شوند و تقسیم کامل انرژی انجام می‌شود. فرایند اخیر قابل‌قیاس با تبخیر یک مولکول از مایع داغ است. بین این فرایند حدی، واکنشهای تشدیدی قرار دارند که در آنها، قبل از پرتاب ذره خروجی، ذره ورودی حالت «شبه مقید» پیدا می‌کند.

### مشاهده پذیرها

تکنیک‌هایی در اختیار داریم که می‌توانیم انرژی ذرات خروجی را با دقت زیاد (شاید با تفکیک  $10 \text{ keV}$  با طیف‌سنج مغناطیسی) اندازه‌گیری کنیم. راستای گسیل ذره خروجی را می‌توان تعیین کرد و با شمارش تعداد ذرات گسیل شده در زوایای مختلف، توزیع زاویه‌ای آن را (معمولاً نسبت به محور باریکه اصلی) به دست آورد. با تعیین احتمال مشاهده ذره  $b$ ، با انرژی مشخص و در تحت زاویه مشخص  $(\theta, \phi)$  نسبت به محور باریکه، سطح مقطع جزئی به دست می‌آید. با انتگرال‌گیری سطح مقطع جزئی روی تمام زوایا، سطح مقطع کلی گسیل ذره  $b$  در انرژی مشخص معلوم می‌شود (کدگاهی آن را سطح مقطع جزئی می‌گویند). ضمناً با انتگرال‌گیری روی تمام انرژی‌های  $b$ ، سطح مقطع کلی مطلق به دست می‌آید که در حقیقت همان احتمال تشکیل هسته  $\gamma$  در واکنش است. به‌عنوان مثال، در فعالسازی نوترونی یا تولید رادیوایزوتوپ این کمیت مورد توجه است.

با انجام آزمایشهای قطبش می‌توان سمتگیری اسپین هسته محصول  $\gamma$  یا شاید وابستگی اسپینی سطح مقطع واکنش را استنباط کرد. برای انجام این آزمایشها می‌توان از یک باریکه فرودی ذرات قطبیده، یک هدف هسته‌های قطبیده، و یک طیف‌سنج برای تعیین قطبیدگی ذره خروجی  $b$  استفاده کرد.

تابشهای  $\gamma$  یا الکترونهاي تبدیل حاصل از واپاشی حالت‌های برانگیخته  $\gamma$  را می‌توان به‌طور همزمان مشاهده کرد. این اندازه‌گیری معمولاً در هم‌فرودی با ذره  $b$  انجام می‌گیرد تا به کمک آن معلوم شود که تابشها از کدامین حالت برانگیخته ناشی شده‌اند. ضمناً ممکن است توزیع زاویه‌ای تابشهای  $\gamma$  را به دست آوریم تا به کمک آن بتوانیم خواص حالت‌های برانگیخته را تعبیر کنیم، و مخصوصاً وضعیت اسپین-پاریته آنها را درک کنیم.

### قوانین پایستگی

درواکنشهای هسته‌ای همان قوانین پایستگی به کار رفته در مطالعه واپاشیهای رادیواکتیو را در نظر می‌گیریم. با استفاده از پایستگی انرژی کل و تکانه خطی می‌توان انرژی‌های نامعلوم ولی احتمالاً قابل اندازه‌گیری محصولات را با انرژی معلوم و قابل کنترل پرتابه مرتبط ساخت. بنابراین، با اندازه‌گیری انرژی  $b$  می‌توان انرژی برانگیختگی حالت‌های  $\gamma$  یا

اختلاف جرم بین  $X$  و  $Y$  را نتیجه گرفت. پایستگی عدد پروتونی و عدد نوترونی نتیجه‌ای از انرژی پایین فرایند است که در آن تشکیل مزون یا تغییر آرایش کواریک رخ نمی‌دهد. (درمقیاس زمانی واکنشهای هسته‌ای که در حدود  $10^{-16}$  تا  $10^{-22}$  ثانیه است، برهم کنش ضعیف نیز قابل اغماض است.) در انرژیهای بالاتر، عدد نوکلئونی کل (یا همانطور که در فصل ۱۸ بحث خواهیم کرد، عدد باریونی کل) هنوز هم پایسته است ولی در انرژی پایین، عدد پروتونی و عدد نوترونی به‌طور جداگانه پایسته است. پایستگی تکانه زاویه‌ای ما را قادر می‌سازد که اسپین ذرات درگیرشونده را با تکانه زاویه‌ای مدارای حمل شده به وسیله ذره خروجی، که با اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای آن قابل تعیین است، مرتبط سازیم و بنابراین اسپین حالت‌های هسته‌ای را نتیجه بگیریم. پایستگی پادریته نیز مورد استفاده است. به موجب این قانون، پادریته خالص قبل از واکنش باید با پادریته خالص بعد از آن مساوی باشد. هرگاه تکانه زاویه‌ای مدارای ذره خروجی معلوم باشد، با استفاده از قاعده (۱-۱) و دیگر پارامترهای مشخص در واکنش می‌توان پارامترهای نامعلوم حالت‌های برانگیخته را به دست آورد. در بخش ۳.۱۱ کمیت دیگری را نیز که در واکنشهای هسته‌ای پایسته است، مورد بحث قرار می‌دهیم.

### ۳.۱۱ انرژی واکنشهای هسته‌ای

بر طبق پایستگی انرژی نسبیتی کل، درواکنش اساسی  $X(a,b)Y$  خواهیم داشت

$$m_X c^2 + T_X + m_a c^2 + T_a = m_Y c^2 + T_Y + m_b c^2 + T_b \quad (۱۰.۱۱)$$

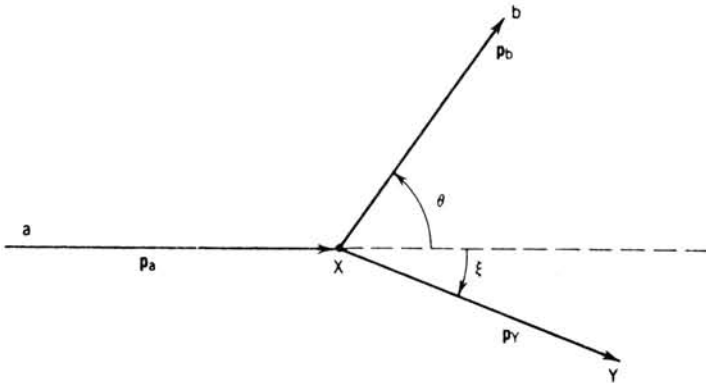
که در آن  $T$ ها انرژی جنبشی (در انرژی پایین می‌توان رابطه ناسبیتی  $mv^2/2$ ) را به کار برد) و  $m$ ها جرمهای سکون‌اند. مقدار  $Q$  واکنش، همانند مقادیر  $Q$  واپاشی رادیواکتیو، به صورت انرژی-جرم اولیه منهای انرژی-جرم نهایی تعریف می‌شود

$$Q = (m_i - m_f) c^2 = (m_X + m_a - m_Y - m_b) c^2 \quad (۲۰.۱۱)$$

که درست مساوی انرژی جنبشی اضافی محصولات نهایی است

$$Q = T_f - T_i = T_Y + T_b - T_X - T_a \quad (۳.۱۱)$$

مقدار  $Q$  ممکن است مثبت، منفی، یا صفر باشد. اگر  $Q > 0$  (یعنی  $m_i > m_f$ ) یا  $(T_f > T_i)$  باشد، واکنش را گرمازا یا انرژی‌زا می‌نامند. در این حالت، جرم هسته‌ای یا انرژی بستگی به صورت انرژی جنبشی محصولات نهایی آزاد می‌شود. برای  $Q < 0$  (یعنی  $m_i < m_f$  یا  $T_f < T_i$ )، واکنش گرماگیر یا انرژی‌گیر نام دارد و انرژی جنبشی اولیه در شکل جرم هسته‌ای یا انرژی بستگی ظاهر می‌شود. البته تغییر جرم و انرژی باید طبق رابطه معروف نسبیت خاص  $\Delta E = \Delta mc^2$  با یکدیگر مرتبط باشند، یعنی هر تغییر



شکل ۱۰۱۱ نمایش هندسی واکنش اساسی  $a+X \rightarrow b+Y$

انرژی جنبشی سیستم ذرات برهم‌کنشی باید با تغییر مساوی در انرژی سکون آن در توازن قرار گیرد.

معادلات (۱۰۱۱) تا (۳۰۱۱) در هر چارچوب مرجعی معتبرند. ابتدا آنها را در چارچوب مرجع آزمایشگاه، یعنی وقتی که هسته‌های هدف را در حال سکون در نظر می‌گیریم (در واکنشهای هسته‌ای با انرژیهای MeV، انرژی گرمایی متناظر با دمای اطاق قابل اغماض است)، به کار می‌بریم. هرگاه صفحه واکنش را به کمک راستای باریکه فرودی و راستای یکی از ذرات خروجی تعریف کنیم، در این صورت پایستگی مؤلفه تکانه عمود بر این صفحه فوراً نشان می‌دهد که حرکت دومین ذره خروجی نیز باید در همین صفحه قرار گیرد. شکل ۱۰۱۱ وضعیت هندسی را در صفحه واکنش نشان می‌دهد. پایستگی تکانه خطی در راستای باریکه عمود بر آن روابط زیر را به دست می‌دهد

$$p_a = p_b \cos \theta + p_Y \cos \xi \quad (۴۰۱۱ \text{ الف})$$

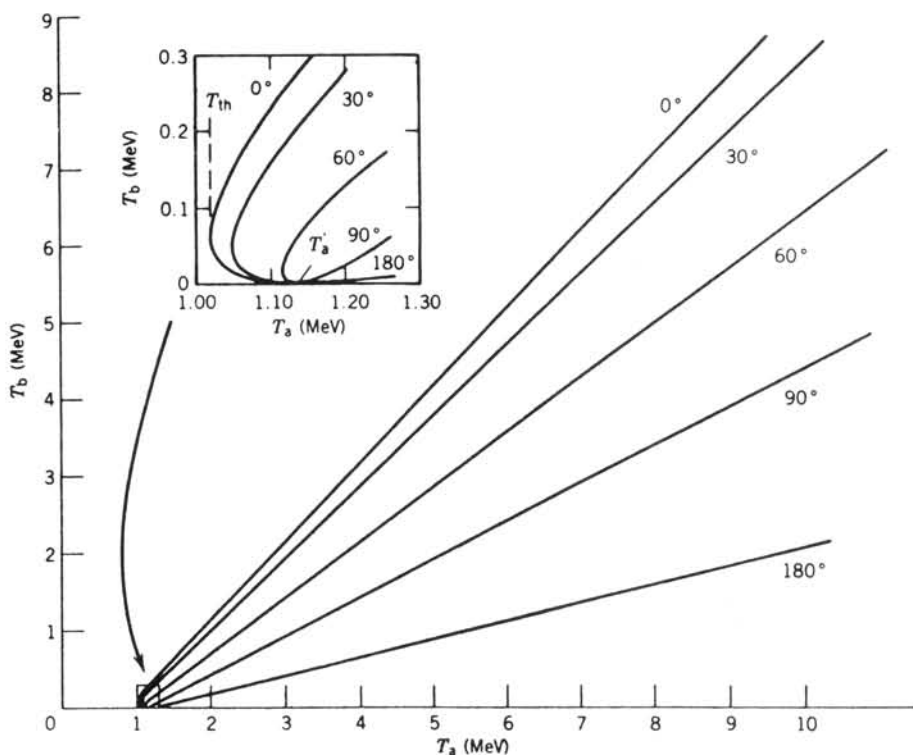
$$0 = p_b \sin \theta - p_Y \sin \xi \quad (۴۰۱۱ \text{ ب})$$

با توجه به اینکه  $Q$  کمیتی معلوم است و  $T_a$  (ولذا  $p_a$ ) پارامتری قابل کنترل، معادلات (۳۰۱۱) و (۴۰۱۱ الف و ب)، یک دستگاه متشکل از سه معادله و چهار مجهول ( $\theta$ ،  $\xi$ ،  $T_b$ ، و  $T_Y$ ) است که جواب یگانه‌ای ندارد. هرگاه به‌طور معمول، ذره  $Y$  قابل مشاهده نباشد، از حذف  $\xi$  و  $T_Y$  در معادلات می‌توانیم رابطه بین  $T_b$  و  $\theta$  را به دست آوریم

$$T_b^{1/2} = \quad (۵۰۱۱)$$

$$\frac{(m_a m_b T_a)^{1/2} \cos \theta \pm \{m_a m_b T_a \cos^2 \theta + (m_Y + m_b)[m_Y Q + (m_Y - m_a)T_a]\}^{1/2}}{m_Y + m_b}$$

در شکل ۲۰۱۱ (الف) این رابطه برای واکنش  ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$  که در آن



شکل ۲۰۱۱ (الف) نمایش تغییرات  $T_b$  بر حسب  $T_a$  برای واکنش  ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ . ناحیه مربوط به رفتار دو مقداره در نزدیکی انرژی  $1.0\text{ MeV}$  در داخل کادر مربعی نشان داده شده است.

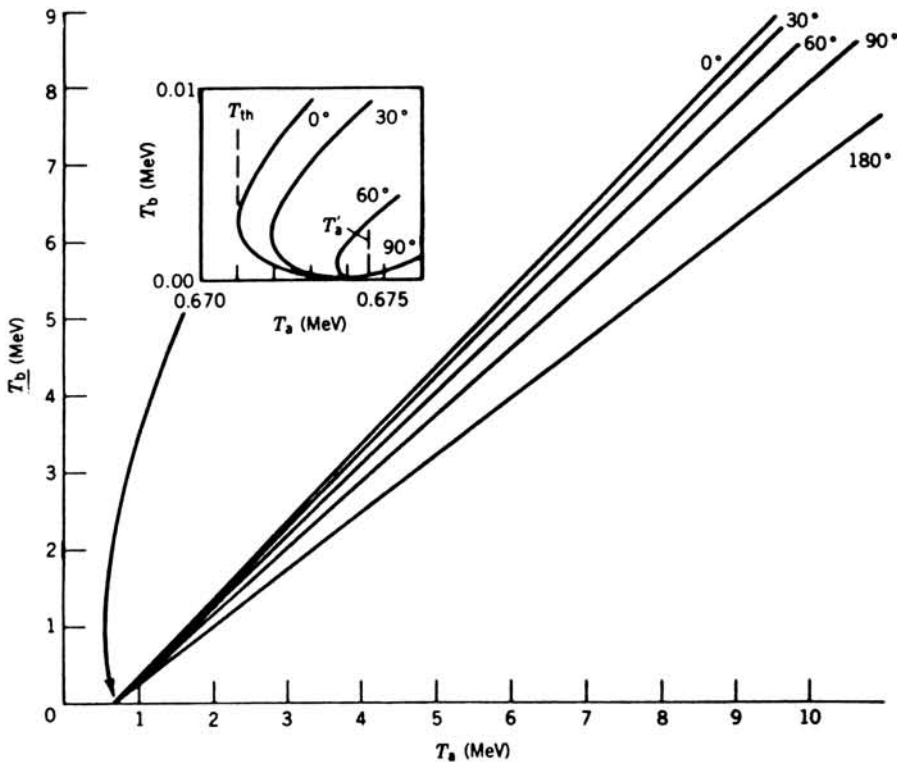
$Q = -76375\text{ keV}$  است، ترسیم شده است. بجز برای ناحیه بسیار کوچک انرژی بین  $1.019\text{ MeV}$  و  $1.147\text{ MeV}$ ، بین  $T_b$  و  $\theta$  تناظر یک-به-یک (به ازای مقدار مشخص  $T_a$ ) وجود دارد. یعنی، با ثابت نگاه داشتن انرژی فرودی و انتخاب مقدار  $\theta$  برای مشاهده ذرات خروجی، انرژی آنها هم انتخاب می‌شود.

چند خصوصیت دیگر شکل ۲۰۱۱ نیز قابل مشاهده اند که به کمک معادله (۵.۱۱) می‌توان به طور صریح آنها را نشان داد.

۱. یک مقدار کمینه مطلق برای  $T_a$  وجود دارد که کمتر از آن واکنش غیر ممکن است. این موضوع فقط برای  $Q < 0$  رخ می‌دهد که مقدار  $T_a$  متناظر انرژی آستانه  $T_{th}$  نام دارد

$$T_{th} = (-Q) \frac{m_Y + m_b}{m_Y + m_b - m_a} \quad (6.11)$$

شرط آستانه همیشه برای  $\theta = 0^\circ$  (و بنا بر این برای  $\xi = 0^\circ$ ) روی می‌دهد، یعنی محصولات  $Y$  و  $b$  در راستای مشترکی (ولی هنوز هم به صورت هسته‌های مجزا) حرکت می‌کنند.



شکل ۲۰۱۱ (ب) نمایش تغییرات  $T_a$  بر حسب  $T_b$  برای واکنش  $^{14}\text{C}(p,n)^{14}\text{N}$ . ناحیه دو مقداره در داخل کادر مربعی نشان داده شده است.

در فرایند انتقال تکانه عمود بر راستای باریکه به محصولات، هیچ انرژی «تلف نمی‌شود». هرگاه  $Q > 0$  باشد، هیچ شرط آستانه‌ای وجود ندارد و حتی برای انرژیهای بسیار کوچک نیز واکنش «انجام» خواهد شد، با این حال ممکن است مجبور شویم که سدهای کولنی را نیز در نظر بگیریم. این سدها که در اینجا در نظر گرفته نشده‌اند، تمایل دارند که  $a$  و  $X$  را در خارج از برد نیروی هسته‌ای متقابل نگه دارند.

۲. برای انرژیهای تابشی بین  $T_{th}$  و حد فوقانی  $T'_a$  با وضعیت دومقداره سروکار داریم

$$T'_a = (-Q) \frac{m_Y}{m_Y - m_a} \quad (۷.۱۱)$$

این فرایند نیز فقط برای  $Q < 0$  صورت می‌گیرد و تنها برای واکنشهای هسته‌هایی که جرمشان با هم قابل مقایسه باشد مهم است. با استفاده از معادلات (۶.۱۱) و (۷.۱۱) می‌توان این گستره را با تقریب زیر بیان کرد

$$T'_a - T_{th} \cong T_{th} \frac{m_a m_b}{m_Y (m_Y - m_a)} \left( 1 - \frac{m_b}{m_Y} + \dots \right) \quad (۸.۱۱)$$

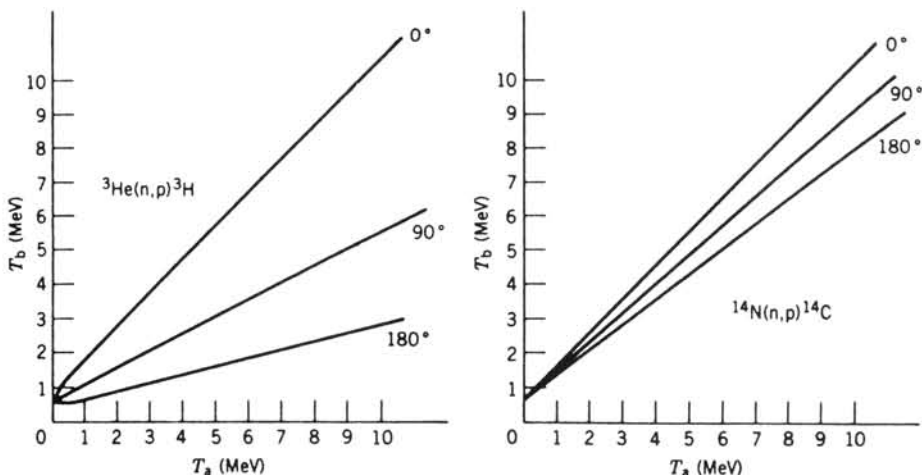
ملاحظه می‌شود که اگر عدد جرمی  $a$  و  $b$  مساوی ۴ یا کمتر و  $Y$  نیز هسته متوسط یا سنگینی باشد، در این صورت گستره  $(T'_a - T_{th})$  خیلی کوچکتر از ۱٪ انرژی آستانه می‌شود. شکل ۲.۱۱ (ب) ناحیه دو مقدره را برای واکنش  $^{14}\text{C}(p,n)^{14}\text{N}$  نشان می‌دهد. ۳. یک زاویه بیشینه  $\theta_m$  نیز وجود دارد که به ازای آن این رفتار دو مقدره قابل مشاهده است. هنگامی که  $T_a$  در گستره مجاز قرار دارد، مقدار این زاویه را می‌توان از صفر قراردادن عبارت زیر رادیکال در معادله (۵.۱۱) به دست آورد

$$\cos^2 \theta_m = - \frac{(m_Y + m_b)[m_Y Q + (m_Y - m_a)T_a]}{m_a m_b T_a} \quad (9.11)$$

برای  $T_a = T'_a$ ، رفتار دو مقدره بین  $\theta = 0^\circ$  و  $\theta_m = 90^\circ$  قرار می‌گیرد، نزدیک  $T_a = T_{th}$  این رفتار فقط در نزدیکی  $\theta_m = 0^\circ$  رخ می‌دهد.

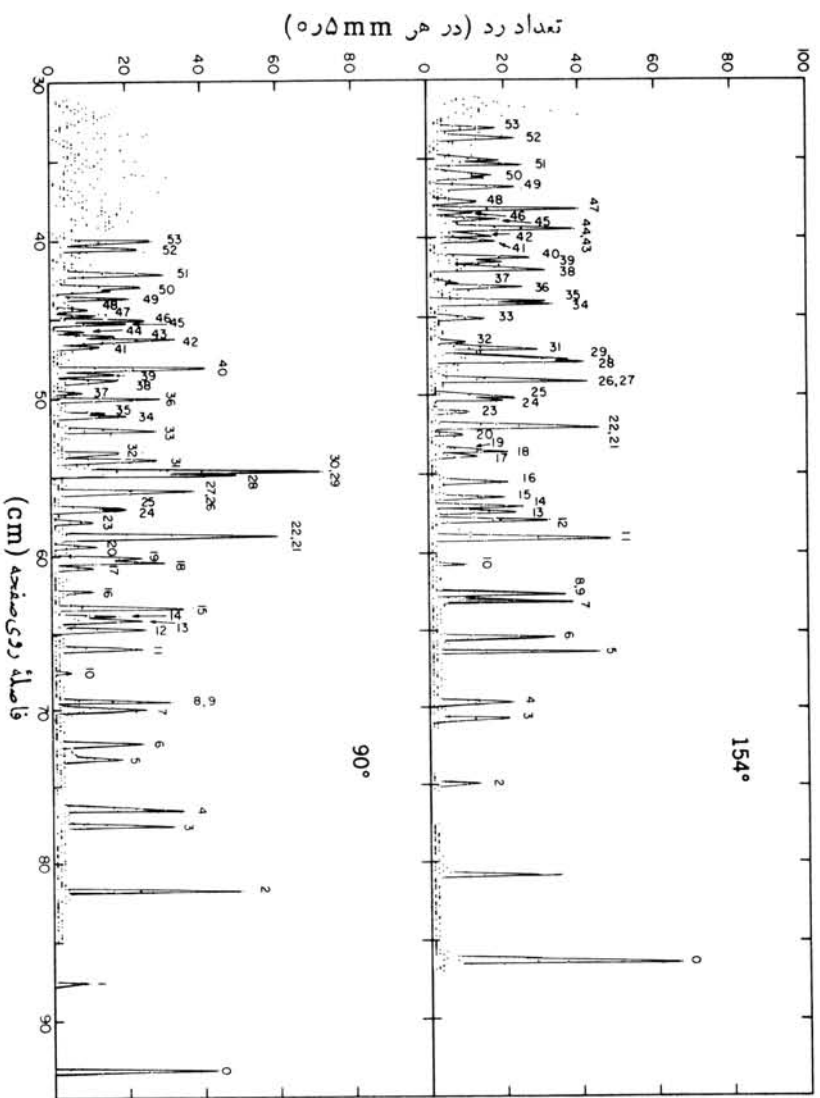
۴. واکنشهای با  $Q > 0$  نه دارای آستانه هستند و نه رفتار دو مقدره. با معکوس کردن واکنشهای نشان داده شده در شکلهای ۲.۱۱ (الف) و ۲.۱۱ (ب)، یعنی  $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$  و  $^{14}\text{C}(n,p)^{14}\text{N}$ ، می‌توان این موضوع را درک کرد. در هر یک از این واکنشها می‌توان تبدیل منفرد  $+Q \rightarrow -Q$  را انجام داد. شکل ۳.۱۱ منحنیهای  $T_b$  را بر حسب  $T_a$  برای این حالتها نشان می‌دهد. واکنشها تا انرژی  $0 \rightarrow T_a$  (یعنی به طور بدون آستانه) رخ می‌دهند، و منحنیها برای تمام مقادیر  $\theta$  و  $T_a$  تک مقدارند.

هر گاه برای هر  $\theta$  و  $T_a$  مشخص،  $T_{th}$  را اندازه گیری کنیم، در این صورت می‌توانیم مقدار  $Q$  واکنش را تعیین کنیم و روابط جرمی بین اجزای اصلی را به دست آوریم. لذا با معلوم بودن  $m_a$ ،  $m_b$ ، و  $m_X$  می‌توان طریقه‌ای برای تعیین جرم  $Y$  به دست آورد. از حل معادله (۵.۱۱) برای  $Q$  خواهیم داشت

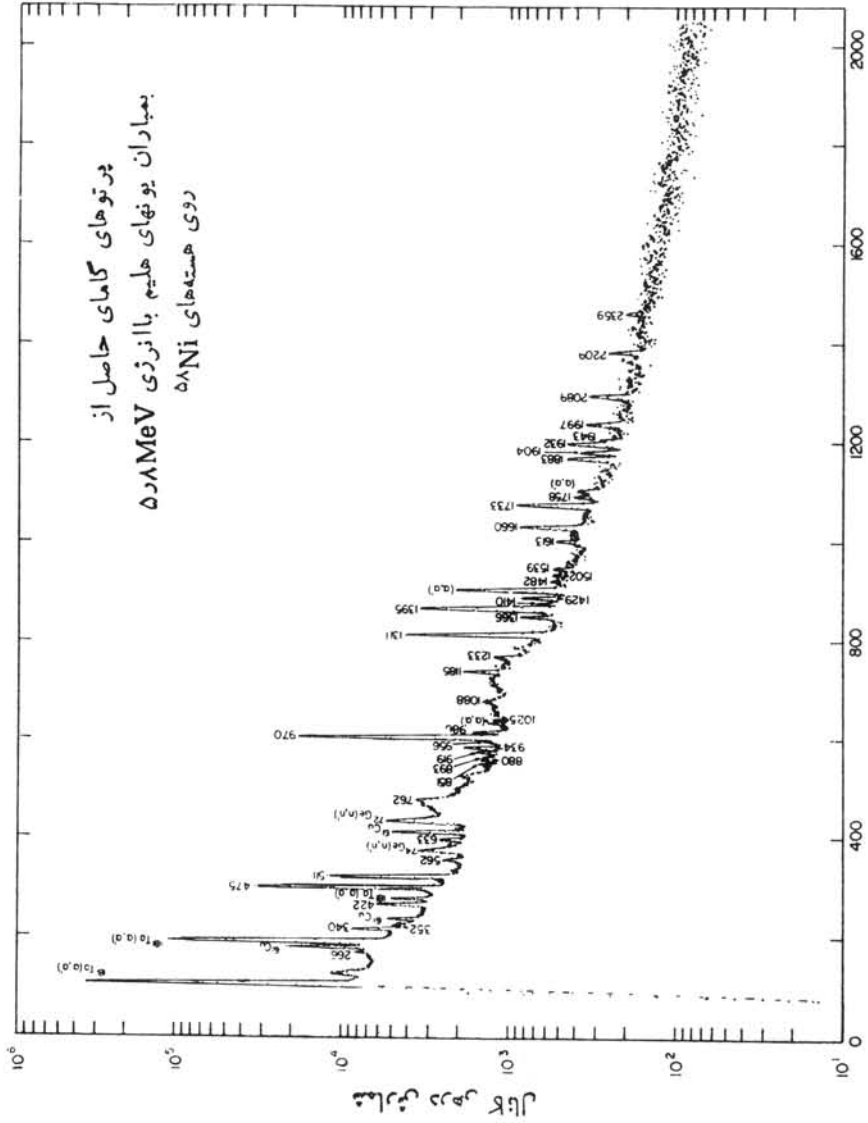


شکل ۳.۱۱ نمایش تغییرات  $T_b$  بر حسب  $T_a$  برای واکنشهای  $^{14}\text{C}(n,p)^{14}\text{N}$  و  $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$  هیچ رفتار دو مقدره‌ای رخ نمی‌دهد.

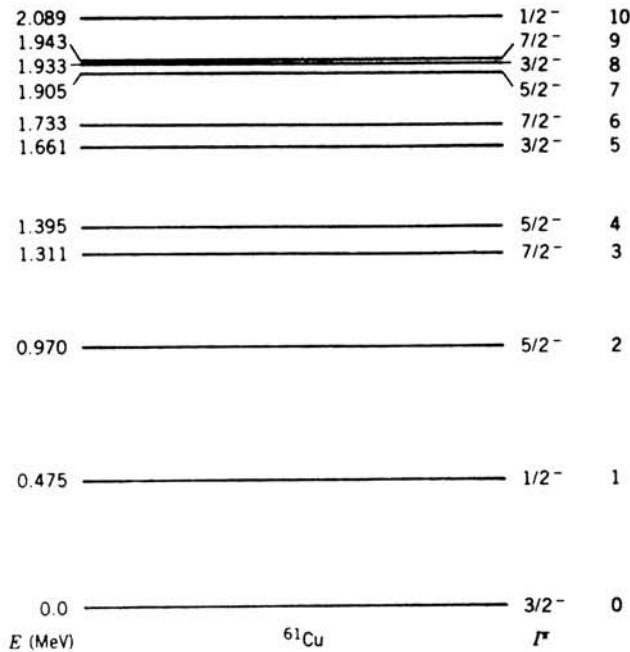




**شکل ۴-۱۱ (الف)** طیف پرتوهای حاصل از واکنش  $^{61}\text{Cu}(\text{He,p})^{58}\text{Ni}$ . گروه پرتون با بالاترین انرژی به حالت پایسته  $^{61}\text{Cu}$  منتهی می‌شود. در حالی که گره‌های باقیمانده به حالت‌های بن‌انگینخته (مشخص شده با ۱، ۲، ۳، ...) منبج می‌شوند. طیف‌های به دست آمده در زاویه‌ای  $154^\circ$  و  $90^\circ$  وابستگی زاویه‌ای شدیدی نشان می‌دهند. مخصوصاً نتایج سطح مقطع گره‌های ۱ و ۲ را در این دو زاویه مورد توجه قرار دهید. (ب) پرتوهای حاصل از واکنش (ج) نمودار تن‌انجرفی حاصل از  $^{61}\text{Cu}$ .



شماره کانال  
 شکل ۴۰۱ (ب)



شکل ۴.۱۱ (ج)

$$Q = T_b \left( 1 + \frac{m_b}{m_Y} \right) - T_a \left( 1 - \frac{m_a}{m_Y} \right) - \gamma \left( \frac{m_a}{m_Y} \frac{m_b}{m_Y} T_a T_b \right)^{1/2} \cos \theta \quad (10.11)$$

این روش اعتبار کلی ندارد، زیرا  $m_Y$  ممکن است در طرف راست معادله نیز ظاهر شود ولی معمولاً می‌توان با دقت کافی جرمها را با اعداد جرمی درست جایگزین کرد، خصوصاً هنگامی که اندازه‌گیری در زاویه  $90^\circ$  صورت گیرد آخرین جمله حذف می‌شود.

به عنوان مثالی از کاربرد این روش، واکنش  ${}^{25}\text{Ne}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B}){}^{26}\text{Mg}$  را در نظر می‌گیریم. هسته  ${}^{26}\text{Mg}$  قبل از واکنش از فزونی نوترون برخوردار است و حذف دو پروتون اضافی در واکنش منجر به هسته نهایی  ${}^{25}\text{Ne}$  می‌شود که فزونی نوترون قابل توجهی دارد. داده‌های گزارش شده توسط ویل کوکس و همکاران يك قله  ${}^8\text{B}$  با انرژی  $55.8\text{MeV}$  را نشان می‌دهد که در زاویه  $10^\circ$  آزمایشگاه برای باریکه فرودی  ${}^7\text{Li}$  با انرژی  $78.9\text{MeV}$  مشاهده شد. با قراردادن اعداد جرمی معلوم، به کمک معادله (10.11) نتیجه می‌شود  $Q = -22.27\text{MeV}$  که جرم  ${}^{25}\text{Ne}$  را برابر  $24.997905\text{u}$  به دست می‌دهد. تکرار محاسبه و قراردادن جرمهای حقیقی به جای اعداد جرمی، نتیجه را حتی در این سطح دقت نیز تغییر نخواهد داد.

هرگاه واکنش به حالتی بسرانگیخته  $Y$  منجر شود، معادله مقدار  $Q$  جرم-انرژی

حالت برانگیخته رانیز شامل می‌شود

$$Q_{ex} = (m_X + m_a - m_Y - m_b)c^2 = Q_0 - E_{ex} \quad (11.11)$$

که در آن  $Q_0$  مقدار  $Q$  مربوط به حالت پایه  $Y$  است و  $m_Y c^2 = m_X c^2 + E_{ex}$  انرژی برانگیختگی بالاتر از حالت جرم-انرژی حالت برانگیخته در نظر گرفته‌ایم ( $E_{ex}$  انرژی برانگیختگی بالاتر از حالت پایه است). بزرگترین مقدار مشاهده شده  $T_b$  معمولاً برای واکنشهایی است که به حالت پایه منجر می‌شوند، و لذا می‌توان معادله (۱۰.۱۱) را برای تعیین  $Q_0$  به کار برد. مقادیر متوالیاً کوچکتر  $T_b$  به حالت‌های برانگیخته بالاتر مربوط می‌شوند، و با اندازه‌گیری  $T_b$  می‌توان  $Q_{ex}$  و انرژی برانگیختگی  $E_{ex}$  را به دست آورد.

شکل ۴.۱۱ نمونه‌ای از این اندازه‌گیری را نشان می‌دهد. قله‌های موجود در شکل برای تعیین  $T_b$  به کار می‌روند که از آن می‌توان مقادیر  $Q$  و انرژی‌های حالت برانگیخته‌زیر را به دست آورد (میزان خطای این انرژی‌ها در حدود  $\pm 0.05 \text{ MeV}$  است):

$E_{ex}(\text{MeV})$	$Q(\text{MeV})$	قله
۰۰۰	۳۱۵۲	۰
۰۰۴۷۹	۳۰۶۳۱	۱
۰۰۹۷۰	۲۹۷۲۲	۲
۱۰۳۱۲	۲۹۰۶۴	۳
۱۰۳۹۵	۲۸۵۴۷	۴
۱۰۶۵۸	۲۸۱۰	۵
۱۰۷۳۲	۲۷۸۸۴	۶
۱۰۹۱۹	۲۷۰۶۱	۷
۱۰۹۳۸	۲۷۰۹۰	۹ و ۸
۲۰۵۸۸	۲۷۲۴۰	۱۰

این حالت‌های برانگیخته را در شکل ۴.۱۱ نشان داده‌ایم. طیف پرتوهای  $\gamma$  گسیل شده در تعقیب واکنش نیز در شکل نشان داده شده است. متناظر با هر مقدار استنتاجی  $E_{ex}$  می‌توان گذارها را ملاحظه کرد و لذا به صورت گذارهای مستقیم از حالت برانگیخته به حالت پایه تعبیر کرد. بالاخره، با استفاده از مطالعات توزیع زاویه‌ای حاصل از واکنش می‌توان وضعیت‌های اسپین-پارته حالت‌های برانگیخته را نتیجه گرفت که به نمودار ترانز نشان داده شده در شکل منجر می‌شود. توجه کنید که چگونه در تشکیل نمودار تراز، اجزای مختلف داده‌ها یکدیگر را تکمیل می‌کنند. مثلاً، به کمک پرتوهای گاما نمی‌توان گفت کدامین گذار حالت پایه را به یک حالت برانگیخته متصل می‌سازد و لذا انرژی حالت‌های برانگیخته چه اندازه است. اما، طیف پرتون مستقیماً انرژی‌های حالت برانگیخته را به دست می‌دهد، و با توجه به انرژی‌های پرتو  $\gamma$  که با دقت زیادتری قابل اندازه‌گیری است، می‌توان مقادیر

دقیقتی را برای انرژیهای حالتها به دست آورد.

### ۳.۱۱ ایزوسپین

برهم کنشهای يك نوكلئون با اطرافیان خود (مثلاً نوكلئونهای دیگر) در بیشتر حالات بستگی به آن ندارد که مؤلفه اسپین نوكلئون نسبت به محور اختیاری  $z$  دارای مقدار  $m_s = +1/2$  است یا  $m_s = -1/2$ . در فرمول بندی فیزیک هسته‌ای احتیاجی نیست که بین نوكلئون با «اسپین-بالا» و نوكلئون با «اسپین-پایین» تمایزی قائل شویم. چندگانگی سمتریکریهای اسپین (که برای يك نوكلئون منفرد مساوی ۲ است) ممکن است در معادلات وارد شود، مثلاً مورد آمار برهم کنش، ولی مقدار واقعی تصویر اسپین ظاهر نمی‌شود. مورد استثنایی برای این قاعده وقتی بروز می‌کند که يك میدان مغناطیسی اعمال شود. یعنی برهم کنش مغناطیسی نوكلئون به مؤلفه اسپین آن نسبت به راستای میدان خارجی وابسته است.

استقلال از بار نیروهای هسته‌ای بدان معنی است که در اکثر حالات نیازی نداریم در فرمول بندی بین نوترونها و پروتونها تمایزی قائل شویم. این امر موجب می‌شود که آنها را به صورت اعضای يك خانواده مشترك به نام نوكلئونها، گروه بندی کنیم. فرمول بندی برهم کنشهای هسته‌ای ممکن است به چندتا یکی حالتهاى نوكلئونی (دو) وابسته باشد ولی مستقل از بار الکتریکی نوكلئون (یعنی پروتون یا نوترون بودن آن) است. البته برهم کنش الکترومغناطیسی موردی استثنایی است که در آن می‌توان بین پروتونها و نوترونها تمایز قائل شویم. اگر نیروی هسته‌ای قوی را به تنهایی در نظر گیریم، تقارن بین پروتونها و نوترونها معتبر باقی می‌ماند.

طبیعتاً این واکنشی دو حالتی به فرمول بندی منجر می‌شود که قابل مقایسه با فرمول بندی برهم کنش مغناطیسی يك ذره با اسپین  $1/2$  است. نوترونها و پروتونها را به صورت دو حالت متفاوت از يك ذره منفرد، یعنی نوكلئون، در نظر می‌گیریم. به هر نوكلئون يك بردار اسپین پنداری به نام ایزوسپین<sup>۱</sup> نسبت می‌دهیم. بنا بر این همانند دو حالت واگن اسپینی يك نوكلئون در غیاب يك میدان مغناطیسی، دو حالت واگن هسته‌ای نوكلئون در غیاب میدانهای الکترومغناطیسی به صورت «ایزوسپین-بالا» و «ایزوسپین-پایین» هستند که به ترتیب آنها را به دلخواه به پروتون و نوترون نسبت می‌دهیم.<sup>۲</sup> یعنی وقتی که عدد کوانتومی ایزوسپین يك

۱. غالباً ایزوسپین را اسپین ایزوتوپی یا اسپین ایزوباری می‌نامند. نام اولی به خاطر آن است که مقدار تصویر آن برابر  $(Z-N)/2$  است که بین ایزوتوپها تمایز قائل می‌شود، و نام دومی به آن علت است که عدد کوانتومی ایزوسپین برای مشخص کردن چندتا یه‌های ایزوباری قابل استفاده است. نام «ایزوسپین» مجادله لفظی را متوقف ساخته است و امروزه عموماً به عنوان اصطلاح قبول شده‌ای مورد استفاده است.

۲. در ابتدا فیزیکدانان هسته‌ای، نوترون را به صورت عضو ایزوسپین-بالا در خانواده نوكلئون تعریف کردند. فیزیکدانان ذرات بنیادی نیز ایزوسپین را برای مشخص کردن حالتهاى پار متفاوت ذرات در برهم کنش قوی به کار می‌برند، ولی اصرار دارند که ارتباط با پار الکتریکی را با انتخاب ایزوسپین-بالا برای پروتون نشان دهند. امروزه این انتخاب مورد قبول فیزیکدانان هسته‌ای نیز قرار گرفته است.

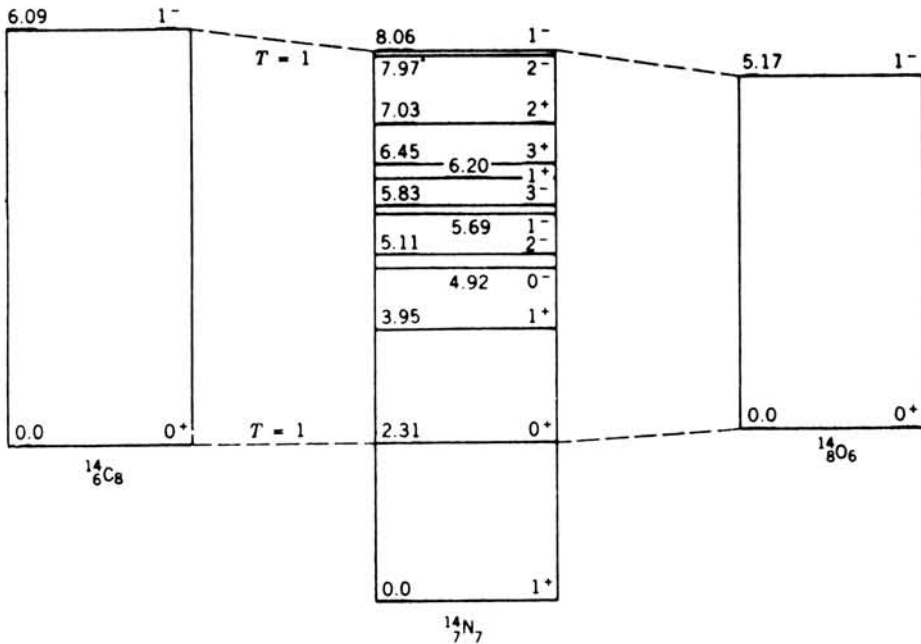
نوکلئون به صورت  $z = 1/2$  باشد، به ترتیب برای پروتون و نوترون خواهیم داشت:  $m_z = +1/2$  و  $m_z = -1/2$ . این تصاویر نسبت به محور دلخواهی اندازه گیری می شوند که در دستگاه مختصاتی که محورهای آن با اعداد ۱، ۲، و ۳ نامگذاری شده اند، «محور ۳» نام دارد تا آنرا از محور آزمایشگاهی  $z$  در دستگاه مختصات  $x, y, z$  متمایز سازد. ایزوسپین از قواعد معمول بردارهای تکانه زاویه ای پیروی می کند، بنا بر این یک بردار ایزوسپین  $\mathbf{I}$  به طول  $\sqrt{I(I+1)\hbar}$  را که تصاویر محور ۳ آن به صورت  $I_z = m_z \hbar$  هستند به کار می بریم.

برای سیستمی متشکل از چند نوکلئون، ایزوسپین از قواعد جفت شدگی مشابه با قواعد بردارهای تکانه زاویه ای معمولی پیروی می کند. مثلاً هر سیستم دونوکلئونی می تواند ایزوسپین کل  $T$  مساوی با صفر یا یک را دارا باشد که (به طور نیمه کلاسیکی) به سمتگیریهای پادموازی یا موازی دو بردار ایزوسپین  $1/2$  مربوط می شود. مؤلفه محور ۳ بردار ایزوسپین کل  $T_z$  حاصل جمع مؤلفه های محور ۳ نوکلئونهای منفرد است و لذا برای هر هسته خواهیم داشت

$$T_z = \frac{1}{2}(Z - N) \quad (12.11)$$

این حاصل جمع با یکای  $\hbar$  بیان می شود که در اینجا آنرا صریحاً نشان نداده ایم. برای هر هسته مشخص،  $T_z$  توسط تعداد پروتونها و نوترونها تعیین می شود. برای هر مقدار  $T_z$ ، عدد کوانتومی ایزوسپین کل  $T$  می تواند هر مقداری را حداقل به بزرگی  $|T_z|$  اختیار کند. در اینجا فوراً دو سؤال مرتبط زیر مطرح می شوند: آیا می توان عدد کوانتومی  $T$  را به حالت های هسته ای منفرد نسبت داد؟ آیا چنین انتسابی مثلاً در پیش بینی احتمال واپاشی یا واکنش می تواند مفید باشد؟

به عنوان یک مثال، یک سیستم دونوکلئونی را در نظر می گیریم که در آن  $T$  می تواند ۰ یا ۱ باشد. بنا بر این چهار مؤلفه محور ۳ ممکن خواهند بود:  $T_z = +1$  (دوپروتون)،  $T_z = -1$  (دونوترون)، و دو ترکیب با  $T_z = 0$  (یک پروتون و یک نوترون). در دو حالت اول باید  $T = 1$  شود در حالی که دو حالت بعدی می توانند به صورت  $T = 0$  یا  $T = 1$  مطرح باشند. هر گاه برهم کنش هسته ای کاملاً مستقل از بار باشد (و اگر از برهم کنش الکترومغناطیسی «جلوگیری» شود)، در این صورت سه تصویر محور ۳ مربوط به  $T = 1$  (+۱، ۰، -۱) باید از انرژی یکسانی برخوردار باشند، در حالی که حالت منفرد  $T = 0$  ممکن است دارای انرژی متفاوتی باشد. در حقیقت، می دانیم که سه تاییه ایزوسپین (که همان تک تاییه  $I = 0$  اسپین معمولی است) نامقید است. این موضوع در فصل ۴ مورد بحث قرار گرفت. مثال واضح تری از انتساب ایزوسپین را می توان در هسته های  $A = 14$  یافت. شکل ۵.۱۱ حالت های  $^{14}\text{C}$  ( $T_z = -1$ )،  $^{14}\text{N}$  ( $T_z = 0$ )،  $^{14}\text{O}$  ( $T_z = +1$ ) را نشان می دهد. برای  $^{14}\text{N}$  می دانیم که هر  $T$  صحیح می تواند یک مؤلفه صفر محور ۳ داشته باشد و بنا بر این مقادیر ممکن  $T$  در گستره صفر تا بیشینه  $A/2$  یا ۷ قرار می گیرند. گرایش به طرف تقارن هسته ای (که در جمله تقارنی فرمول نیمه تجربی جرم منعکس شده است) نشان می دهد که



شکل ۵.۱۱ ترازهای انرژی پایین ایزوهارهای  $A=14$ . حالت‌های پایه  $^{14}\text{C}$  و  $^{14}\text{O}$  نسبت به  $^{14}\text{N}$  به خاطر اختلاف جرم پروتون-نوترون و نیز انرژی کولنی جابه‌جا شده‌اند، و جابه‌جایی آنها به ترتیب برابر  $2336\text{ MeV}$  و  $244\text{ MeV}$  است. ترازهای انرژی در  $^{14}\text{C}$  و  $^{14}\text{O}$  دارای  $T=1$ ، و ترازهای  $^{14}\text{N}$  دارای  $T=0$  اند بجز ترازهای با انرژیهای  $231$  و  $806\text{ MeV}$  که در آنها  $T=1$  است.

پایینترین حالتها به احتمال زیاد به صورت  $T=|T_3|$ ، یعنی کوچکترین مقدار ممکن  $T$ ، هستند. این موضوع یقیناً در مورد حالت پایه برقرار است، ولی انتساب ایزوسپین به حالت‌های برانگیخته باید بر اساس مطالعات واپاشی یا واکنش و یا موازین تقارن صورت گیرد. در شکل ۵.۱۱ انرژی طوری تنظیم شده‌اند که اختلاف جرم پروتون-نوترون (اثر الکترومغناطیسی) و انرژی کولنی هسته کنار گذاشته شوند. در این صورت، انرژی حالتها فقط باید از نیروی هسته‌ای ناشی شود. توجه کنید که انرژی حالت‌های  $0^+$  در هر سه هسته تقریباً یکسان است؛ اینها همان حالت‌های سه‌تاییه  $T=1$  هستند. برای سه‌تاییه  $1^-$  نیز با سازگاری مشابهی روبه‌رو می‌شویم.

این گونه تفکرات درباره‌ی انتساب  $T$  را می‌توان از طریق مطالعات واپاشی یا واکنش اثبات کرد. به عنوان مثال، نظریه‌ی جفت‌شدگی تکانه‌ی زاویه‌ای به قواعدگزينش برای گذارهای  $E1$  منجر می‌شود:  $\Delta T$  باید صفر یا  $\pm 1$  باشد، به استثنای اینکه گذارهای از  $T=0$  به  $T=0$  ممنوع‌اند و گذارهای  $\Delta T=0$  هم در هسته‌های با  $T_3=0$  ممنوع‌اند. به منظور آزمودن این قواعد، نیمه‌عمرهای گذارهای  $E1$  برای  $1^-$  به  $0^+$  را در هسته‌های  $^{14}\text{O}$ ،  $^{14}\text{C}$ ، و  $^{14}\text{N}$  مورد بررسی قرار می‌دهیم. نیمه‌عمرهای اندازه‌گیری شده‌ی حالت‌های متشابه

به ترتیب عبارت اند از  $10^{-4} \times 1.2$ ، کمتر از ۷، و  $2.7 \text{ fs}$ . گذار  $^{14}\text{N}$  که يك گذار  $E_1$  با  $\Delta T = 0$  درهسته  $T_p = 0$  است، بنا بر قاعده گزینش ایزوسپین ممنوع است و در واقع همان طور که نیمه عمر بلندتر آن نشان می دهد قویاً گذار منع شده ای است (بر آورد وایسکوف نیمه عمر را در حدود  $7 \times 10^{-2} \text{ fs}$  به دست می دهد).

واپاشی تراز  $1^-$  را هم با  $T = 0$  و انرژی  $5.69 \text{ MeV}$  در نظر می گیریم. واپاشی  $E_1$  به حالت پایه  $1^+$  با  $T = 0$  باید از نظر قاعده گزینش ممنوع باشد در حالی که واپاشی  $E_1$  به تراز  $0^+$  با  $T = 1$  در  $2.31 \text{ MeV}$  مجاز است. به خاطر اینکه احتمال گذار  $E_1$  متناسب با  $E^3$  است، شدت گذار با انرژی بالاتر باید در حدود ۵ برابر بیشتر باشد، اما در عمل مشاهده می شود که شدت گذار انرژی پایینتر در حدود دو برابر است. اثر قاعده گزینش ایزوسپین به کاهشی در حدود يك مرتبه بزرگی در شدت نسبی انتظاری گذار  $E_1$  با انرژی  $5.69 \text{ MeV}$  منجر می شود.

قواعد گزینش مشابهی نیز در واپاشی بتا با به کار برده می شود. جزء ماتریس فرمی ممنوع است مگر وقتی که  $\Delta T = 0$  باشد، که همان مورد واپاشیهای آینه ای است که در نیمه بالای جدول ۳.۹ ذکر شده است. واپاشیهای غیر آینه ای به صورت  $\Delta T = 1$  هستند، و سهم گذار فرمی در نقض قاعده گزینش ایزوسپین به اندازه چند مرتبه بزرگی کاهش می یابد. واپاشیهای  $0^+$  به  $0^+$ ، که صرفاً بر اساس تکانه زاویه ای معمولی باید از نوع واپاشیهای فرمی خالص در رده ابرمجاز باشد (جدول ۲.۹)، برای  $\Delta T \neq 0$  به اندازه سه مرتبه بزرگی ممنوع شده اند؛ مقدار  $\log f t$  از حدود ۳.۵ برای واپاشیهای  $\Delta T = 0$  که بر اساس قاعده گزینش ایزوسپین مجازند تا ۷ یا بیشتر برای واپاشیهای  $\Delta T \neq 0$  که از لحاظ ایزوسپین ممنوع اند، افزایش می یابد.

واکنشهای هسته ای نیز اثرات ایزوسپین را نشان می دهند. از آنجا که نیروهای هسته ای تمایزی بین پروتونها و نوترونها قائل نیستند، ایزوسپین باید مطلقاً در تمام واکنشهای هسته ای پایسته باشد. هنگامی که تعداد پروتونها و نوترونها ثابت می ماند مؤلفه محور ۳ خود به خود پایسته است. اما این نیز حقیقت دارد که عدد کوانتومی ایزوسپین کل  $T$  در واکنشها ناوردا باقی می ماند. واکنش  $^{16}\text{O} + ^2\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + ^4\text{He}$  را در نظر می گیریم که به حالتهای  $^{14}\text{N}$  منجر می شود. تمام چهار ذره برهم کنشی در حالتهای پایه  $T = 0$  قرار دارند. بنا بر این اگر ذرات محصول در حالتهای پایه خود قرار گیرند،  $T$  پایسته است. برانگیختگی  $^4\text{He}$  در واکنشهای انرژی پایین نامحتمل به نظر می رسد، زیرا اولین حالت برانگیخته آن در بالای  $20 \text{ MeV}$  قرار دارد و لذا انتظار می رود که در این واکنش تنها بتوان به حالتهای برانگیخته  $T = 0$  در  $^{14}\text{N}$  دسترسی یافت. حالت  $T = 1$  با انرژی  $2.31 \text{ MeV}$  تراکم نخواهد داشت. مشاهده هر جمعیت کوچکی از این حالت را باید ناشی از ناخالصیهای ایزوسپین در ذرات برهم کنش کننده تلقی کرد. مشاهده شده است که سطح مقطع برای رسیدن به حالت  $2.31 \text{ MeV}$  در حدود ۲ مرتبه بزرگی کوچکتر از سطح مقطعیهای رسیدن به حالت  $T = 0$  مجاور آن است که کار آبی و تأثیر قاعده گزینش ایزوسپین را نشان می دهد. در واکنش مشابه  $^{14}\text{N}(\alpha, d)^{12}\text{C}$  سطح مقطع برای حالت  $2.31 \text{ MeV}$  در حدود سه مرتبه



بزرگی کوچکتر از سطح مقطعهای مجاز ایزوسپین است، و در  ${}^{10}\text{B}({}^6\text{Li}, d){}^{14}\text{N}$  و  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha){}^{14}\text{N}$  نیز سطح مقطعها حداقل دو مرتبه بزرگی کوچکترند. در مغایرت با آن، در واکنش  ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^2\text{H}){}^{14}\text{N}$  تراز  $T=1$  با شدتی قابل مقایسه با شدت تراز مجاور  $T=0$  از تراکم برخوردار است. قاعده گزینش ایزوسپین احتمال رسیدن به تراز  $T=1$  را منع نمی‌کند. ( $T$  کل در هسته‌های اولیه برابر  $1/2$  است، ایزوسپین  $1/2$  مربوط به  ${}^3\text{H}$  می‌تواند با  $T=0$  یا  $T=1$  در  ${}^{14}\text{N}$  جفت شود و برآیند  $1/2$  را نتیجه دهد.)

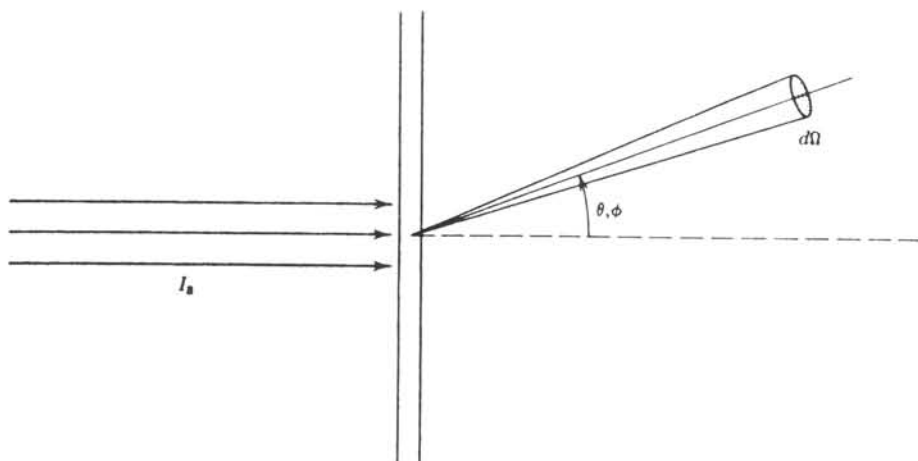
اعضای یک چندتاییه ایزوسپین، مثلاً زوج هسته‌های آینه‌ای یا مجموعه‌ای سه‌حالتی که در شکل ۵.۱۱ با خط چین به هم وصل شده‌اند، حالت‌های مانسته‌ایزوباری نامیده می‌شود. در بخش ۸.۰۹، در بحث واپاشی بتا با این اصطلاح آشنا شدیم. در هسته‌های مجاور، حالت‌های مانسته بجز برای تغییر تعداد پروتونها و نوترونها، از تابع موجهای نوکلئونی یکسانی برخوردارند. در حالت‌های پایه  ${}^{14}\text{C}$  و  ${}^{14}\text{O}$ ، نوکلئونها قویاً به طریق تزیجی با هم جفت شده‌اند (با دوحفره پروتونی جفت‌شده در  ${}^{14}\text{C}$  و دو حفره نوترونی جفت‌شده در  ${}^{14}\text{O}$ )، و حالت مانسته  $231\text{MeV}$  در  ${}^{14}\text{N}$  با حفره‌های قویاً جفت‌شده نوترونی و پروتونی فرد، باید از تابع موج مشابهی برخوردار باشند. از آنجا که حالت‌های مانسته از مبادله یک پروتون با یک نوترون به دست می‌آیند، لذا در واپاشی بتا (شکل ۱۷.۰۹) و در واکنشهای  $(p, n)$  یا  $(n, p)$  قویاً میل به تراکم دارند. در هسته‌های متوسط و سنگین، قرارداد یک پروتون در حالتی که قبلاً با یک نوترون اشغال شده بود مستلزم انتقال انرژی زیادی است، زیرا با توجه به  $N > Z$  و بنابراین مدل پوسته‌ای انرژی حالت نوترون از پروتون بیشتر است. حالت‌های مانسته در هسته‌های متوسط و سنگین ممکن است در انرژیهای  $10\text{MeV}$  و بالاتر ظاهر شوند و بنابراین در مطالعات واپاشی و واکنش انرژی پایین عموماً سهمی نخواهند داشت.

### ۴.۱۱ سطح مقطعهای واکنش

در فصل ۴ ماهیت سطح مقطعها و کاربرد آنها را در پراکندگی نوکلئون-نوکلئون مورد توجه قرار دادیم. در این بخش پاره‌ای از تعاریف کلی‌تر کمیات مختلف قابل اندازه‌گیری را که تحت نام «سطح مقطع» رده‌بندی می‌شوند ارائه می‌دهیم.

به‌زبان عادی، سطح مقطع معیاری است که احتمال نسبی وقوع واکنش را نشان می‌دهد. هر گاه برای ثبت ذره گسیل‌شده  $b$  در راستای  $(\theta, \phi)$  نسبت به راستای باریکه از یک آشکارساز استفاده شود، آشکارساز از دید هسته هدف با زاویه فضایی کوچک  $d\Omega$  تعریف می‌شود (شکل ۶.۱۱). هر گاه جریان ذرات فرودی شامل  $I_a$  ذره در واحد زمان و هدف شامل  $N$  هسته هدف در واحد سطح باشد و ذرات خروجی نیز با آهنگ  $R_b$  ظاهر شوند، در این صورت سطح مقطع واکنش عبارت است از

$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N} \quad (13.11)$$



شکل ۶.۱۱ وضعیت هندسی واکنش که باریکه فرودی، هدف و باریکه خروجی را تحت زاویه فضایی  $d\Omega$  در جهت  $\theta, \phi$  نشان می‌دهد.

با این تعریف،  $\sigma$  دارای بعد سطح به ازای هر هسته است، اما  $\sigma$  می‌تواند خیلی بزرگتر یا کوچکتر از سطح هندسی قرص هسته هدفی باشد که در برابر باریکه فرودی قرار می‌گیرد. برای یک هسته نوعی به شعاع  $R = 6 \text{ fm}$ ، سطح هندسی  $\pi R^2$  در حدود  $100 \text{ fm}^2 = 10^6 \text{ b}$  خواهد بود. برای گیراندازی نوترون به وسیله  $^{135}\text{Xe}$ ، سطح مقطع در حدود  $10^6 \text{ b}$  است در حالی که برای واکنشهای دیگری که احتمال وقوع بسیار کمتری دارند، سطح مقطع ممکن است بر حسب میلی بارن یا میکروبارن باشد. شما می‌توانید  $\sigma$  را به صورت کمیته تصور کنید که با بعد سطح بیان می‌شود، ولی با احتمال وقوع واکنش متناسب است.

آشکارساز فقط زاویه فضایی کوچک  $d\Omega$  را اشغال می‌کند و لذا تمام ذرات خروجی را مشاهده نخواهد کرد. تنها کسر کوچک  $dR_b$  عملاً شمرده می‌شود و لذا فقط کسری از سطح مقطع، یعنی  $d\sigma$ ، تعیین می‌شود. علاوه بر این، ذرات خروجی عموماً به طور یکنواخت در تمام راستاها گسیل نمی‌شوند بلکه از توزیع زاویه‌ای برخوردارند که به  $\theta$  و احتمالاً به  $\phi$  نیز وابسته است. هر گاه این تابع توزیع زاویه‌ای را به دلخواه  $r(\theta, \phi)$  نمایش دهیم، در این صورت  $dR_b = r(\theta, \phi) d\Omega / 4\pi$  (کمیت  $4\pi$  به این علت وارد شده است که  $d\Omega / 4\pi$  به صورت کسر بی‌بعد درآید). بنابراین داریم

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \phi)}{4\pi I_0 N} \quad (14.11)$$

کمیت  $d\sigma/d\Omega$  را سطح مقطع جزئی (یا سطح مقطع دیفرانسیل) می‌نامند، و اندازه‌گیری آن می‌تواند اطلاعات مهمی را درباره توزیع زاویه‌ای محصولات واکنش به دست دهد.

این کمیت غالباً در کتابها و مقالات به صورت  $\sigma(\theta, \phi)$  یا  $\sigma(\theta)$  یا گاهی اوقات (متأسفانه) به عنوان «سطح مقطع» معرفی می‌شود. (هرگاه به یک منحنی «سطح مقطع» بر حسب  $\theta$  نگاه کنید، متوجه خواهید شد که مراد سطح مقطع جزئی است). از آنجا که زاویه فضایی بر حسب استرادیان (سطح یک کسره تحت زاویه فضایی  $4\pi$  استرادیان در مرکزش دیده می‌شود) اندازه گیری می‌شود، یکای سطح مقطع جزئی بر حسب بارن بر استرادیان است. با انتگرال گیری  $d\sigma/d\Omega$  روی تمام زوایا می‌توان سطح مقطع واکنش،  $\sigma$ ، را به دست آورد. با توجه به  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$  خواهیم داشت<sup>۱</sup>

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (15.11)$$

توجه کنید که اگر  $d\sigma/d\Omega$  ثابت باشد (مستقل از زاویه)، مقدار این انتگرال برابر  $\sigma = 4\pi(d\sigma/d\Omega)$  می‌شود. این موضوع، ورود ثابت  $4\pi$  را در معادله (۱۴.۱۱) توجیه می‌کند. در این حال تابع  $r(\theta, \phi)$  به ثابت  $R_b$  تبدیل می‌شود و معادله (۱۴.۱۱) با معادله (۱۳.۱۱) سازگاری دارد.

در بیشتر کار بردهای فیزیک هسته‌ای، احتمال یافتن ذره گسیل شده  $b$  در زاویه مشخص را به سادگی در نظر نمی‌گیریم بلکه مایلیم که احتمال وجود ذره را با انرژی معین، که با انرژی خاصی از هسته باقیمانده  $Y$  متناظر است، ببایم. بنابراین لازم است تعریف سطح مقطع را اصلاح کنیم تا احتمال مشاهده  $b$  را در گستره زاویه‌ای  $d\Omega$  و در گستره انرژی  $dE_b$  به دست آوریم. بررسی این موضوع به مفهوم سطح مقطع جزئی دو متغیره  $d^2\sigma/dE_b d\Omega$  منتهی می‌شود. در نوشته‌های علمی، این وابستگی اضافی انرژی صریحاً بیان نمی‌شود و معمولاً سطح مقطعه‌ها به صورت  $d\sigma/d\Omega$  بر حسب  $\theta$  ترسیم می‌شوند که در آنها احتمال رسیدن به یک حالت انرژی نهایی خاصی مطرح است. این درحقیقت همان  $d^2\sigma/dE_b d\Omega$  است، هر چند که ممکن است به این صورت مشخص نشده باشد. برای حالت‌های ناپیوسته، ممکن است تنها یک تراز منفرد در گستره انرژی  $dE_b$  موجود باشد و تمایز را بی‌اهمیت سازد. از طرف دیگر، هرگاه راستای ذره  $b$  مطرح نباشد (با احاطه کردن ناحیه هدف با آشکارسازهای حاوی زاویه فضایی  $4\pi$ ، یا به طور کلی با عدم مشاهده  $b$ )، در این صورت هنوز هم با سطح مقطع جزئی دیگری به صورت  $d\sigma/dE$  سروکار داریم که در اینجا  $E$  ممکن است معرف انرژی برانگیختگی  $Y$  باشد.

سطح مقطع دیگری نیز وجود دارد که می‌تواند مورد توجه قرار گیرد و آن سطح مقطع کلی  $\sigma_t$  است. در اینجا برای یک ذره تابشی مشخص  $a$ ، سطح مقطعه‌های واکنش  $\sigma$  را برای تمام ذرات خروجی مختلف و ممکن  $b$ ، بدون توجه به راستای انرژی، با هم جمع می‌کنیم. با این سطح مقطع می‌توانیم بگوییم که احتمال انجام واکنش یک ذره

۱. در مختصات کروی، جزء سطح روی کره مساوی  $r^2 d\Omega$  یا  $r^2 \sin\theta d\theta d\phi$  است لذا داریم  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$

جدول ۱.۱۱ سطح مقطعهای واکنش

کاربرد ممکن	روش	نماد	سطح مقطع
حفاظ‌گذاری	تضعیف باریکه	$\sigma_t$	کلی
تولید ایزوتوپ پرتوزای	اندازه‌گیری روی تمام	$\sigma$	واکنش
Y دريك واکنش هسته‌ای	زوایا و تمام انرژیهای b (تمام حالت‌های برانگیخته (Y		
b تشکیل باریکه ذرات	مشاهده b در جهت $(\theta, \phi)$	$d\sigma/d\Omega$	جزئی (زاویه‌ای)
درجهت مشخص (پاس‌زنی Y درجهت مشخص)	ولی انتگرال‌گیری روی تمام انرژیها		
مطالعه واپاشی حالت‌های Y برانگیخته	عدم مشاهده b ولی مشاهده برانگیختگی Y که گسیل $\gamma$ را به دنبال دارد.	$d\sigma/dE$	جزئی (انرژی)
اطلاعات پیرامون حالت‌های Y برانگیخته با توجه به توزیع زاویه‌ای b	مشاهده b در جهت $(\theta, \phi)$ دريك انرژی مشخص	$d^2\sigma/dE_b d\Omega$	جزئی (دو متغیره)

تابشی باهدف به‌طور کلی چه اندازه است، که در این صورت ذره از باریکه ذرات تابشی حذف خواهد شد. این موضوع را مستقیماً می‌توان اندازه‌گیری افت شدت يك باریکه موازی شده در عبور از ضخامت مشخص از ماده هدف تعیین کرد.

هنگامی که واکنش ویژه‌ای را مورد بحث قرار می‌دهیم، معنی صحیح واژه سطح مقطع دقیقاً به چیزی وابسته است که اندازه‌گیری می‌کنیم. در جدول ۱.۱۱، اندازه‌گیری‌های مختلف همراه با نحوه انجام آنها و کاربرد نتایج آنها خلاصه شده است. مثلاً هرگاه بخواهیم ایزوتوپ پرتوزایی را به صورت هسته باقیمانده Y ایجاد کنیم، راستای گسیل ذره b و نیز حالت‌های برانگیخته Y که ممکن است تولید شوند مطلقاً مورد نظر نیست زیرا این حالت‌ها سریعاً با گسیل  $\gamma$  به حالت پایه Y واپاشیده می‌شوند. معمولاً در نوشته‌های علمی، بین این تعاریف دقیقاً تمایزی قائل نمی‌شوند و غالباً از آنها به صورت ساده «سطح مقطع» یاد می‌شود. عموماً با توجه به زمینه‌ای که مطرح می‌شود، منظور از سطح مقطع مشخص است و لذا لزومی ندارد که تمایز دقیقی بین آنها در نظر گرفته شود.

## ۵.۱۱ روشهای تجربی

مطالعهٔ يك واکنش هسته‌ای نیاز به بساریکه ذرات، هدف، و دستگاه آشکارسازی دارد. با انواع مختلف شتابدهنده‌ها (فصل ۱۵ را ببینید) می‌توان بساریکه ذرات باردار را تولید کرد. به کمک رآکتورهای هسته‌ای و نیز بساریکهٔ ثانوی حاصل از شتابدهنده‌های ذرات باردار نیز می‌توان به بساریکهٔ نوترونی دسترسی یافت، برای انجام طیف‌نمایی دقیق ذرهٔ خروجی  $b$  هستهٔ باقیماندهٔ  $Y$ ، تهیهٔ بساریکه باید براساس ضوابط زیر باشد:

۱. بساریکه باید به شدت کانونی و موازی شده باشد، به طوری که بتوان راستای مرجع دقیقی را برای تعیین  $\theta$  و  $\phi$  در اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای در اختیار داشت.
۲. بساریکه باید انرژی کاملاً معینی داشته باشد، در غیر این صورت، در مشاهدهٔ يك حالت برانگیختهٔ خاص که با استفاده از تعیین  $Q_{ex}$  و  $E_{ex}$  و به کمک معادلهٔ (۵.۱۱) انجام می‌شود، ممکن است با تغییرات  $T_a$  روبه‌رو شویم که به دو یا چند مقدار متفاوت  $E_{ex}$  برای  $T_b$  یکسان منجر می‌شود.
۳. بساریکه باید شدت زیادی داشته باشد، تا بتوان آمار مورد نیاز برای آزمایشهای دقیق را جمع‌آوری کرد.
۴. هرگاه بخواهیم اندازه‌گیریهای زمان‌گیری (نظیر اندازه‌گیری طول عمرهای حالت‌های برانگیختهٔ  $Y$ ) انجام دهیم، بساریکه باید به صورت تپ تیز درآید تا برای تشکیل حالت مورد نظر علامت مرجعی در اختیار داشته باشیم. تپها باید در فواصل زمانی حداقل مساوی با تفکیک زمانی دستگاه اندازه‌گیری و ترجیحاً مساوی با همان مرتبهٔ زمانی که قصد اندازه‌گیری آن را داریم، از هم مجزا شده باشند.
۵. در شرایط ایده‌آل، بساریکهٔ شتابدهنده باید به آسانی قابل‌گزینش باشد تا بتوان انرژی تابشی  $T_a$  یا حتی نوع ذرهٔ تابشی را در يك زمان معقول تغییر داد. نیاز تنظیم دقیق شتابدهنده‌های بزرگ جدید و تقاضای جریانهای شدید از منابع یونی، عملاً الزام فوق را با مشکلاتی مواجه می‌سازد. معمولاً زمان بساریکهٔ شتابدهنده‌ها قبل از مدت زمان طولانی (عموماً ۶ ماه تا يك سال) برنامه‌ریزی شده‌است، بنا بر این آزمایشهای با شرایط بساریکه‌ای مشترك رامی‌توان با هم دسته‌بندی کرد و زمان تنظیم بساریکه را به حداقل رساند.
۶. شدت بساریکهٔ تابشی باید تقریباً ثابت و به آسانی قابل‌اندازه‌گیری باشد، زیرا شناخت آن برای تعیین سطح مقطع لازم است. هرگاه آشکارسازی را از يك محل به محل دیگر تغییر مکان دهیم، باید بدانیم که آیا تغییر آهنگ آشکارسازی ذرهٔ  $b$  از وابستگی زاویه‌ای سطح مقطع جزئی ناشی می‌شود یا اینکه صرفاً از تغییر شدت بساریکهٔ تابشی سرچشمه می‌گیرد.
۷. بر طبق تمایل و تقاضای آزمایش‌کنندگان، بساریکه ممکن است قطبیده باشد (یعنی اسپین ذرات تابشی تماماً در جهت مشخصی همراستا شده باشد) یا ناقطبیده.
۸. بساریکه باید از طریق کانالهای خلأ کامل به ناحیهٔ هدف انتقال یابد تا از تضعیف بساریکه

و نیز تولید محصولات ناخواسته در اثر برخورد با مولکولهای هوا جلوگیری شود.

هدفها ممکن است بر طبق اهداف آزمایش بسیار متنوع باشند. هر گاه بخواهم بهره‌  
یک واکنش (یعنی  $\sigma$  یا  $\sigma_1$ ) را، مثلاً از طریق مشاهده تضعیف باریکه یا واپاشی ایزوتوپ  
پرتوزای Y، اندازه‌گیری کنیم، ممکن است هدف جامد ضخیمی را انتخاب کنیم. چنین  
هدفی می‌تواند ذرات خروجی b را کاهش دهد، پراکنده کند، یا حتی متوقف سازد که  
در این نوع اندازه‌گیری اشکالی به وجود نمی‌آورد، از طرف دیگر، هر گاه بخواهیم ذاتی  
(b) را مشاهده کنیم که تحت تأثیر برهم‌کنش در هدف قرار نگرفته‌اند، هدف بسیار نازک  
مورد نیاز خواهد بود. معمولاً از ورقه‌های فلزی به عنوان هدف استفاده می‌شود ولی برای  
غیر فلزات، از جمله ترکیباتی نظیر اکسیدها، ماده هدف غالباً در پوشش نازکی قرار می‌گیرد  
که سهمی درواکنش ندارد و با روی عبور ذره b تأثیر نمی‌گذارد. برای بیشتر کار بردها،  
هدفهای خیلی نادر (و اغلب گران‌قیمت) ایزوتوپهای جدا شده به کار می‌روند. یک باریکه  
قویاً کانونی شده باشدت زیاد (عملاً به قطر چند میلی‌متر) توان گرمایی قابل ملاحظه‌ای را به  
هدف منتقل می‌کند (جذب  $1 \mu A$  پروتون  $10 \text{ MeV}$  توانی حدود  $10 \text{ W}$  منتقل می‌کند) که  
برای سوزاندن این هدفها کافی است، بنا بر این لازم است برای خنک کردن هدف و بیرون  
کشیدن گرمای تولید شده به وسیله باریکه، راهی پیدا کرد. همانند باریکه، تغییر هدفها نیز  
باید نسبتاً به آسانی صورت گیرد تا از اتلاف زمان با ارزش باریکه جلوگیری شود. در  
بعضی موارد ممکن است لازم باشد که اسپین هسته‌های هدف را قطبیده کنیم.

در آشکارسازی ممکن است از یکی از آشکارسازهای زیر (یا تمام آنها) استفاده  
شود: آشکارسازهای ذره یا تلسکوپسی به منظور تعیین انرژی و نوع ذرات خروجی،  
طیف‌سنجهای مغناطیسی برای تفکیک خوب انرژی (بعضی اوقات لازم است که حالت‌های  
برانگیخته نزدیک به یکدیگر  $\gamma$  را مشخص سازیم)، آشکارسازهای حساس نسبت به مکان  
ذره (نظیر شمارگرهای تناسبی چندسیمی) برای انجام کارهای دقیق مربوط به توزیع  
زاویه‌ای، آشکارسازهای پرتو  $\gamma$  برای مشاهده و انگیزه‌نگاری حالت‌های برانگیخته  $\gamma$   
(در هم‌فروبی با ذره b)، قطب‌سنجها جهت اندازه‌گیری قطبیدگی ذرات b، و غیره.  
از آنجا که در شتابدهنده‌های جدید، زمان باریکه از ارزش و اهمیت زیادی برخوردار  
است، همیشه تأکید می‌شود که بیشترین مقدار داده‌ها را در کوتاهترین زمان ممکن به دست  
آوریم. از این رو، برنامه‌هایی که در آنها از چند آشکارساز به طور همزمان استفاده می‌شود،  
خیلی متداول‌اند؛ بدین ترتیب علامتهای زیادی به طور همزمان به آشکارسازها می‌رسند  
و توسط کامپیوتر روی خط انبار می‌شوند تا در آینده و در فرصت کافی با «نمایش مجدد»  
مورد تجزیه و تحلیل قرار گیرند (غالباً در خلال آزمایش، تمام توجه آزمایش‌کنندگان متوجه  
باریکه و آشکارسازهاست و زمان کمتری برای تحلیل داده‌ها باقی می‌ماند).

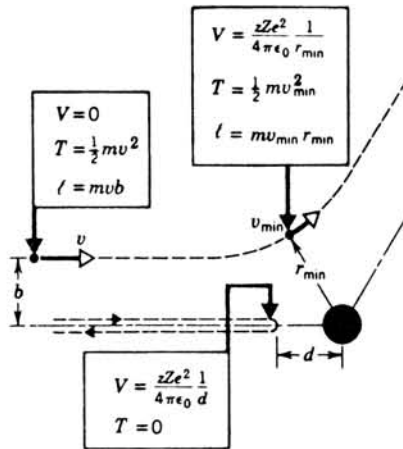
## ۶-۱۱ پراکنده‌گی کولنی

از آنجا که هسته دارای توزیع بار الکتریکی است، از طریق پراکنده‌گی الکتریکی (کولنی)

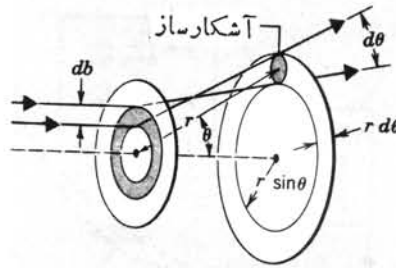
باریکه ذرات باردار می‌توان به مطالعه آن پرداخت. این پراکندگی می‌تواند کشسان یا ناکشسان باشد.

پراکندگی کولنی کشسان پراکندگی رادرفورد نام دارد، زیرا آزمایشهای اولیه پراکندگی ذرات آلفا (۱۹۱۳-۱۹۱۱) در آزمایشگاه رادرفورد انجام شدند. این آزمایشها که نخستین بار توسط گایگر ومارسدن انجام شدند منجر به کشف وجود هسته شدند. در شکل ۷۰۱۱ ترتیب هندسی آزمایش پراکندگی نشان داده شده است. همان‌طور که می‌دانیم برای مدارهای نامقید تحت تأثیر نیروی  $1/r^2$ ، ذره پراکنده شده مسیر هذلولی شکلی را دنبال می‌کند (فرض می‌کنیم که هسته هدف، جرم بسیار زیادی دارد و در نتیجه به عنوان مرکز پراکندگی ثابت باقی می‌ماند). درغیاب نیروی دافعه، ذره در امتداد خط مستقیمی که به فاصله  $b$  از هسته قرار دارد به سوی هدف حرکت می‌کند. این فاصله پارامتر برخورد نام دارد.  $\theta$  زاویه پراکندگی است. در فواصل خیلی دور از هسته، ذره فرودی از انرژی پتانسیل کولنی قابل اغماضی برخوردار است. لذا انرژی کل آنرا تنها انرژی جنبشی  $T_0 = (1/2)mv_0^2$  تشکیل می‌دهد. در فواصل زیاد، تکانه زاویه‌ای آن نسبت به هسته هدف مساوی است با:  $|\mathbf{r} \times m\mathbf{v}| = mv_0 b$ . هنگام عبور از نزدیکی هسته هدف، ذره به کمترین فاصله جدایی  $r_{min}$  می‌رسد (که مقدار آن به  $b$  بستگی دارد) و حداقل مقدار مطلق آن در برخورد شاخ به شاخ ( $b = 0$ ) دیده می‌شود. در حالت اخیر ذره فرودی قبل از آنکه حرکت خود را معکوس سازد، به طور محظظه‌ای به حال سکون درمی‌آید. در این نقطه انرژی جنبشی اولیه آن به انرژی پتانسیل کولنی تبدیل می‌شود

$$\frac{1}{2} mv_0^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{d} \quad (16.11)$$



شکل ۷۰۱۱ مسیر ذره در پراکندگی رادرفورد. کمترین فاصله نزدیکی به هسته هدف نیز نشان داده شده است.



شکل ۸.۱۱ ذرات فرودی در حلقه بین  $b$  و  $b + db$  به طور یکنواخت روی طوقی به پهناهای زاویه‌ای  $d\theta$  توزیع می‌شوند. آشکارساز در فاصله  $r$  از ذره پراکنده قرار دارد.

که در آن  $ze$  بار ذره فرودی و  $Ze$  بار هدف است. فاصله  $d$  کمترین فاصله نزدیکی نام دارد. در نقاط مختلف مسیر، قسمتی از انرژی به صورت انرژی جنبشی و قسمتی به صورت انرژی پتانسیل است. پایداری انرژی (برای هر مقدار پارامتر برخورد) رابطه زیر را به دست می‌دهد

$$\frac{1}{2} mv_0^2 = \frac{1}{2} mv^2 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{r} \quad (17.11)$$

پراکندگی حول محور باریکه دارای تقارن استوانه‌ای است (زیرا نیروی کولنی متقارن است)، و بنا بر این سطح مقطع مستقل از زاویه سمتی  $\phi$  خواهد بود. از این رو مطالعه را روی یک حلقه یا طوق (شکل ۸.۱۱) دنبال می‌کنیم. ذرات با پارامتر برخورد بین  $b$  و  $b + db$  در داخل حلقه‌ای تحت زوایای بین  $\theta$  و  $\theta + d\theta$  پراکنده می‌شوند. فرض می‌کنیم هدف شامل  $n$  هسته در واحد حجم و به قدر کافی نازک است به طوری که هر نوع «همپوشی» یک هسته توسط هسته دیگر قابل اغماض باشد. هدف را به صورت ورقه‌ای به ضخامت  $x$  در نظر می‌گیریم. در این صورت، تعداد هسته‌ها در واحد سطح مساوی  $nx$  خواهد بود و کسر  $df$  از ذرات فرودی که از میان ناحیه حلقه‌ای شکل به مساحت  $2\pi b db$  عبور می‌کند برابر است با

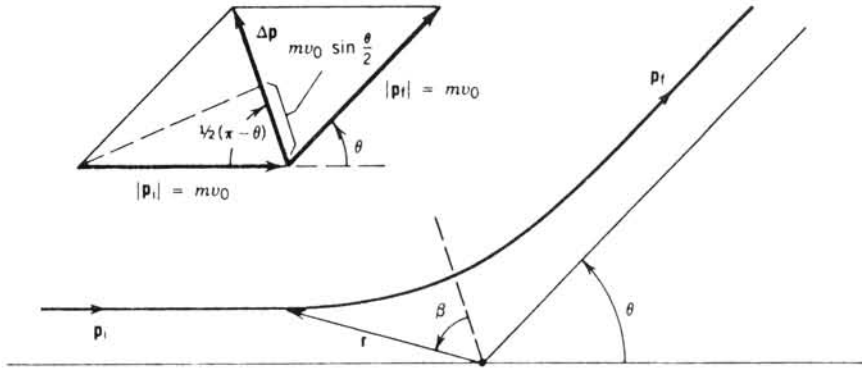
$$df = nx (2\pi b db) \quad (18.11)$$

کسر  $f$  با پارامترهای برخورد کوچکتر از  $b$  مساوی است با

$$f = nx \pi b^2 \quad (19.11)$$

هرگاه ذرات با پارامتر برخورد  $b$  پراکنده شوند تحت زاویه  $\theta$  بیرون می‌آیند، لذا معادله (۱۹.۱۱) همچنین کسری را به دست می‌دهد که ذرات آن در زوایای بزرگتر از  $\theta$  پراکنده شده‌اند. اما برای ادامه بحث باید از رابطه بین  $b$  و  $\theta$  آگاهی داشته باشیم. (در اینجا





شکل ۹.۱۱ مسیر هندلولی شکل یک ذره پراکنده شده.  $\beta$  و  $r$  مختصات لحظه‌ای هستند. تغییر تکانه برابر  $\Delta p$  است که در راستای خط چین روی نیمساز زاویه  $(\pi - \theta)$  قرار دارد.

فرض می‌کنیم که هر ذره فرودی فقط یکبار پراکنده می‌شود. بحث بیشتر درباره این فرض را بعداً خواهیم دید.

تکانه خطی خالص ذرات پراکنده شده فقط از لحاظ جهت تغییر می‌کند؛ بدین معنی که در فواصل دور از پراکندگی، تکانه خطی ذره ورودی و خروجی هر دو مساوی  $mv_0$  است (این موضوع از این فرض نتیجه می‌شود که هدف به قدری سنگین است که هیچ حرکتی ندارد). تغییر بردار تکانه (شکل ۹.۱۱) برداری به بزرگی زیر است

$$\Delta p = 2mv_0 \sin \frac{\theta}{2} \quad (20.11)$$

که در راستای نیمساز  $\pi - \theta$  قرار دارد. طبق قانون دوم نیوتون  $F = dp/dt$ ، این کمیت بامقدار ضربه خالص نیروی کولنی در همان راستا برابر است

$$\Delta p = \int dp = \int F dt = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dt}{r^2} \cos \beta \quad (21.11)$$

که در آن  $\beta$  زاویه بین نیمساز و بردار لحظه‌ای  $\mathbf{r}$  است که مکان ذره را مشخص می‌سازد. در وضعیت اولیه دور از پراکندگی، که زمان نظیر آن را  $t = 0$  اختیار می‌کنیم، زاویه  $\beta$  برابر  $(\pi/2 - \theta/2)$  و در وضعیت نهایی ( $t = \infty$ )، زاویه  $\beta$  برابر  $(\pi/2 + \theta/2)$  است.

سرعت لحظه‌ای  $\mathbf{v}$  را می‌توان بر حسب مؤلفه‌های شعاعی (در امتداد  $\mathbf{r}$ ) و مماسی نوشت

$$\mathbf{v} = \frac{dr}{dt} \hat{r} + r \frac{d\beta}{dt} \hat{\beta} \quad (22.11)$$

که در آن  $\hat{r}$  و  $\hat{\beta}$  معرف بردارهای یکه در راستاهای شعاعی و مماسی اند. تنها مؤلفه مماسی است که در تکانه زاویه‌ای حول هسته سهم دارد

$$l = |m\mathbf{r} \times \mathbf{v}| = mr^2 \frac{d\beta}{dt} \quad (23.11)$$

در فواصل دور از هسته، تکانه زاویه‌ای برابر  $mv_0 b$  است. پایداری تکانه زاویه‌ای رابطه زیر را به دست می‌دهد

$$mv_0 b = mr^2 \frac{d\beta}{dt}$$

$$\frac{dt}{r^2} = \frac{d\beta}{v_0 b} \quad (24.11)$$

پس از قراردادن در معادله (۲۱.۱۱) خواهیم داشت

$$\Delta p = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 v_0 b} \int_{-(\pi/2 - \theta/2)}^{+(\pi/2 - \theta/2)} \cos \beta d\beta$$

$$= \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 v_0 b} \cos \frac{\theta}{2} \quad (25.11)$$

ترکیب این نتیجه با معادله (۲۰.۱۱) رابطه مورد نیاز بین  $b$  و  $\theta$  را به دست می‌دهد

$$b = \frac{d}{\gamma} \cot \frac{\theta}{2} \quad (26.11)$$

که در آن  $d$  کمترین فاصله نزدیکی حاصل از معادله (۱۶.۱۱) است. از ترکیب معادلات (۱۸.۱۱) و (۲۶.۱۱) چنین داریم

$$|df| = \pi n x \frac{d^2}{\gamma} \cot \frac{\theta}{2} \csc^2 \frac{\theta}{2} d\theta \quad (27.11)$$

آهنگ پراکندگی یا تعداد ذراتی که در زاویه فضایی واحد به حلقه می‌رسند، عبارت است از

$$r(\theta, \phi) = \frac{I_a |df|}{d\Omega / 4\pi} \quad (28.11)$$

که در آن  $I_a$  آهنگ برخورد ذرات فرودی روی هدف است (ولذا  $I_a |df|$  تعداد ذراتی است که با پارامتر برخورد بین  $b$  و  $b+db$  روی آن فرود می‌آیند). با توجه به اینکه در این

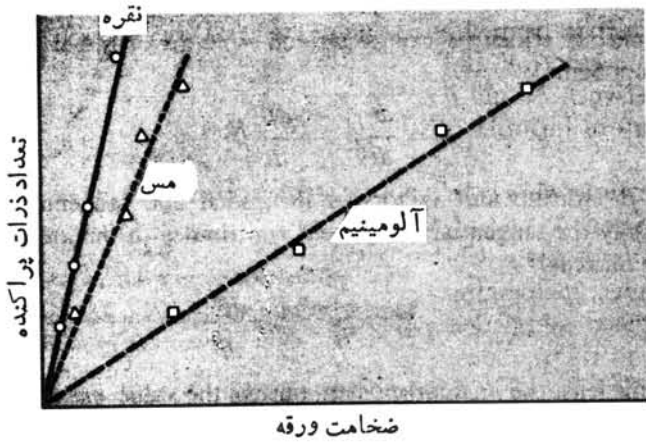
وضعیت هندسی  $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta d\phi$  است (انتگرال گیری  $\sin\theta d\theta d\phi$  روی  $\phi$ ) نتیجه نهایی به صورت زیر به دست می آید

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{1}{4T_a}\right)^2 \left(\frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}}\right) \quad (29.11)$$

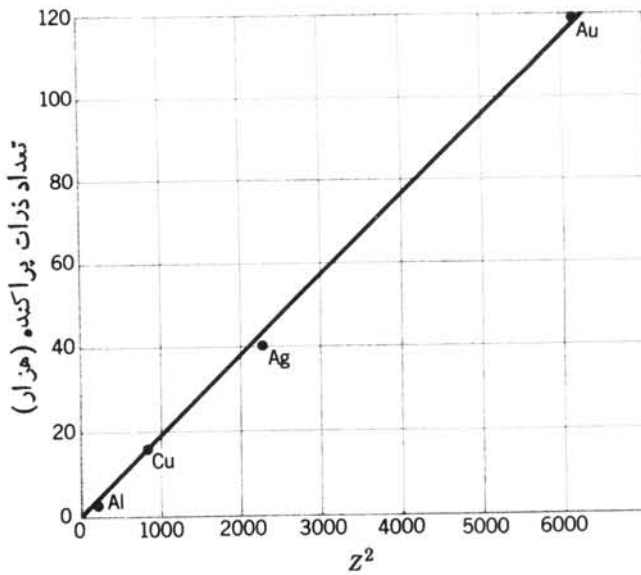
این همان سطح مقطع جزئی پراکندگی رادرفورد است که غالباً سطح مقطع رادرفورد نامیده می شود. خصوصاً به وابستگی  $\sin^{-4}(\theta/2)$  که مشخصه این نوع پراکندگی است توجه کنید.

در یک رشته آزمایشهای مشکل و پرحمت، گایگر و ماساردن سه جنبه از فرمول رادرفورد، یعنی وابستگی سطح مقطع به  $Z^2$ ،  $T_a^{-2}$ ، و  $\sin^{-4}(\theta/2)$  را اثبات کردند. شکل (۱۰.۱۱) سازگاری بسیار عالی نتایج آزمایش را با پیش بینیهای فرمول نشان می دهد. با ارزشترین جنبه آزمایش پراکندگی، و بخشی که منجر به ارائه مفهوم اتم هسته‌ای توسط رادرفورد شد، کسر پراکنده شده در زوایای بزرگ یا زوایای بزرگتر از  $90^\circ$  است. به عنوان مثال، ورقه طلای با ضخامت  $2.0 \times 10^{-4} \text{ cm}$  را در نظر می گیریم که ذرات آلفای با انرژی  $8.0 \text{ MeV}$  روی آن تابیده می شوند. از معادله (۲۶.۱۱) معلوم می شود که  $b = 14 \text{ fm}$  است، که به کمک آن معادله (۱۹.۱۱) مقدار  $f = 7.5 \times 10^{-5}$  را به دست می دهد. این کسر بزرگی از ذرات است که در چنین زوایایی پراکنده می شوند و مستلزم وجود هسته‌های متراکم و چگال است که بتوانند به عنوان پراکنده کننده عمل کنند.

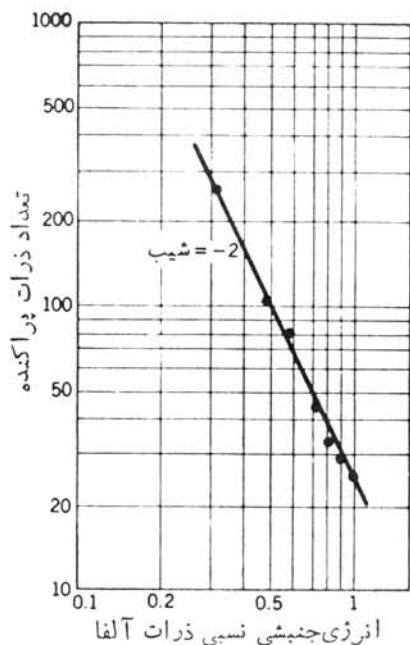
اینک به وضعیت زوایای کوچک توجه کنیم. در ورقه طلای فوق حدود  $12 \times 10^{18}$  هسته در هر سانتی متر مربع وجود دارد که از دید ذرات آلفا به معنی وجود فواصل از مرتبه  $3 \text{ nm}$  فضای عرضی بین هسته‌هاست. این بدان معنی است که حدود  $2/3$  ذرات آلفا از پارامتر برخورد  $1 \text{ nm}$  یا بزرگتر برخورد دارند. برای چنین پارامتر برخوردی، زاویه پراکندگی برابر  $16^\circ$  است. بنابراین زاویه پراکندگی متوسط از مرتبه  $1^\circ$  یا کمتر است. برای اینکه پراکندگی در زوایای بزرگ دیده شود، یا باید تعداد زیادی پراکندگی در زوایای کوچک وجود داشته باشد، و یا یک پراکندگی منفرد در زاویه بزرگ. البته هر گاه تعداد زیادی پراکندگی جداگانه با ماهیت کاتوره‌ای موجود باشند، پاره‌ای از آنها باعث افزایش زاویه پراکندگی نهایی و برخی موجب کاهش آن می شوند. برای مشاهده پراکندگی در زاویه کل حدود میانگین  $N\theta$ ، لازم است در حدود  $N^2$  پراکندگی جداگانه وجود داشته باشد. هر گاه پراکندگی در زاویه ثابت  $\theta$  بزرگتر از  $1^\circ$  را مورد مشاهده قرار دهیم، در صورتی که ضخامت  $x$  ورقه پراکنده تغییر کند، انتظار داریم که احتمال مشاهده ذرات پراکنده شده در پراکندگی چندباره بر حسب  $\sqrt{x}$  تغییر کند، در حالی که در حالت مربوط به پراکندگی منفرد باید بر حسب  $x$  تغییر کند (زیرا با افزایش تعداد هسته‌ها، به طور خطی شانس بیشتری وجود دارد که پراکندگی منفرد با زاویه بزرگ وجود داشته باشد).



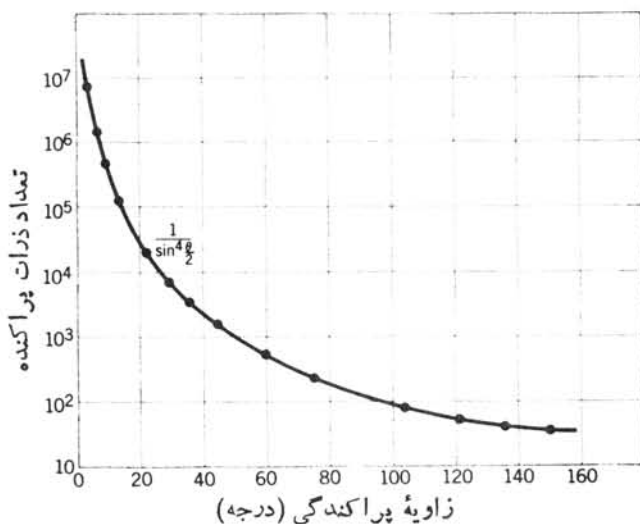
شکل ۱۰.۱۱ (الف) بستگی آهنک پر اکنده‌گی به ضخامت ورقه برای سه ورقهٔ پر اکندهٔ متفاوت.



شکل ۱۰.۱۱ (ب) بستگی آهنک پر اکنده‌گی به بار هسته‌ای  $Z$  برای ورقه‌های مواد مختلف. نتایج بر حسب  $Z^2$  رسم شده‌اند.



شکل ۱۰.۱۱ (ج) بستگی آهنک پراکنده به انرژی جنبشی ذرات فرودی آلفا در پراکندگی از یک ورقه منفرد. به مقیاس لگاریتم-لگاریتم توجه کنید. شیب ۲- نشان می‌دهد که  $\log N$  متناسب است با  $2 \log T$  یا  $N \propto T^{-2}$ . این نتیجه از فرمول رادرفورد قابل پیش بینی است.



شکل ۱۰.۱۱ (د) بستگی آهنک پراکندگی به زاویه پراکندگی  $\theta$  (با استفاده از ورقه طلا). وابستگی  $\sin^{-4}(\theta/2)$  دقیقاً با پیش‌بینی فرمول رادرفورد سازگاری دارد.

شکل ۱۰.۱۱ (الف) تغییر تعداد ذرات پراکنده شده را بر حسب  $\theta$  نشان می‌دهد که رفتار خطی آن کاملاً مشهود است.

بحث ما دربارهٔ پراکندگی رادرفورد کاملاً بر اساس مفاهیم کلاسیکی استوار بوده و هیچ اثر کوانتومی در آن وارد نشده است. بویژه باید توجه داشت که اصل عدم قطعیت هرگونه بحث مبتنی بر مسیرهای ثابت و مدارهای ذره‌ای را با تردید روبه‌رو می‌کند. هر تلاش به منظور تعیین محل یک ذره با پارامتر برخوردی که عدم قطعیت اختیاری کوچکی داشته باشد موجب ظهور عدم قطعیت در تکانهٔ عرضی و از این رو در زاویهٔ پراکندگی می‌شود. در اینجا اشکال تجربی «هدف‌گیری» یک باریکه با پارامتر برخورد ویژه را مورد بحث قرار نمی‌دهیم. گسترهٔ پارامتر برخورد، با توجه به بستگی  $d\sigma/d\Omega$  با  $\theta$ ، خود به خود در نظر گرفته شده است. آنچه را که در اینجا بحث می‌کنیم این است که آیا فرض مسیرهای مشخص باعث بروز خطاهای فاحش در سطح مقطع رادرفورد می‌شود یا نه.

با وجود عدم قطعیت  $\Delta b$  در پارامتر برخورد، عدم قطعیت  $\Delta p$  در تکانهٔ عرضی از مرتبهٔ  $\hbar/\Delta b$  خواهد بود. فقط در صورتی که  $\Delta b \ll b$  و عرضی  $\Delta p \ll p$  باشد، نتیجه‌گیری کلاسیکی بامعنی خواهد بود

$$b\Delta p_{\text{عرضی}} \gg \Delta b \Delta p \gtrsim \hbar$$

$$\frac{b\Delta p_{\text{عرضی}}}{\hbar} \gg 1 \quad (30.11)$$

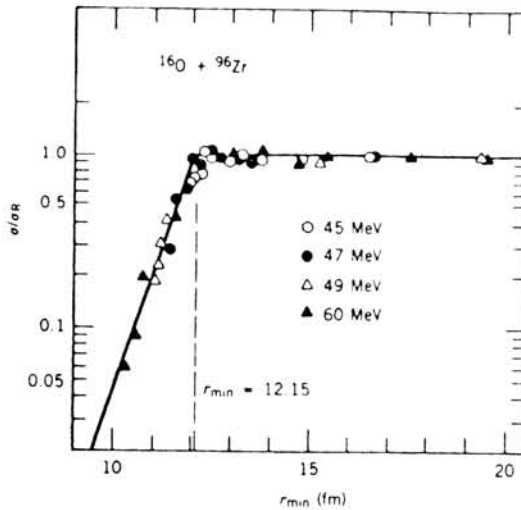
در اینجا دو حالت حدی را در نظر می‌گیریم: (۱) پراکندگی  $90^\circ$ ، که برای آن داریم  $b = d/2 = 14 \text{ fm}$  و  $\Delta p_{\text{عرضی}} = mv_0 = 250 \text{ MeV}/c$  که در آن فرض شده است ذرات آلفای  $8 \text{ MeV}$  روی ورقه‌ای از طلا تابیده می‌شوند. برای این حالت، نسبت موجود در معادلهٔ (۳۰.۱۱) در حدود ۱۸ است که به طور معقولی از حد کوانتومی فاصله دارد. (۲) پراکندگی زاویهٔ کوچک ( $\theta \simeq 1^\circ$ )، که برای آن داریم  $b = 1600 \text{ fm}$  و  $\Delta p_{\text{عرضی}} \simeq mv_0 \tan \theta \simeq 4 \text{ MeV}/c$  در اینجا نسبت پیشگفته در حدود ۳۲ است که مجدداً از حد کوانتومی فاصله دارد.

بالاخره آنچه باعث تأیید محاسبهٔ کلاسیکی می‌شود صرفاً ناشی از حسن تصادف در فیزیک کوانتومی است: محاسبهٔ کوانتومی سطح مقطع پراکندگی کولنی به همان نتیجهٔ محاسبهٔ کلاسیکی معادلهٔ (۲۹.۱۱) منجر می‌شود. این موضوع ناشی از ویژگی نیروی  $1/r^2$  است که در آن نتیجهٔ کوانتومی محض شامل هیچ ضربی از  $\hbar$  نیست و لذا «حد کلاسیکی»  $\hbar \rightarrow 0$  نتیجهٔ کوانتومی را بدون تغییر باقی می‌گذارد.

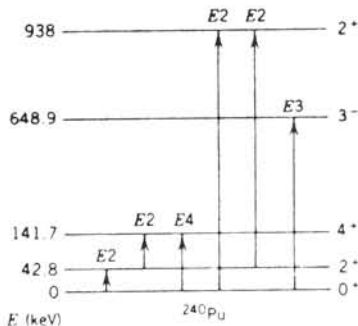
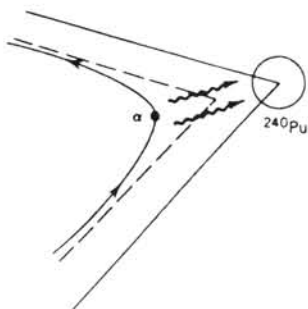
با افزایش انرژی ذرهٔ تابشی سرانجام به نقطه‌ای خواهیم رسید که کمترین فاصلهٔ نزدیکی به حدود شعاع هسته‌ای کاهش می‌یابد و لذا پرتابه و هدف نیروی هسته‌ای یکدیگر را حس می‌کنند. در این نقطه، فرمول رادرفورد که صرفاً بر اساس برهم‌کنشهای کولنی نتیجه شده است، برای محاسبهٔ سطح مقطع با شکست مواجه می‌شود. این موضوع قبلاً در شکل

۱۱.۳ نشان داده شد (در این صورت همان‌طور که در حالت پراکندگی پروتون-پروتون، معادله (۴۳.۴)، مشاهده کردیم، سطح مقطع شامل دو قسمت کوئنی و هسته‌ای است). بنا بر این همانند آنچه در شکل ۱۱.۱۱ نشان داده شده است، فاصله بین هسته‌ای که در آن فرمول رادرفورد باشکست مواجه می‌شود معیاری از شعاع هسته‌ای است.

تا اینجا تنها پراکندگی کوئنی کشسان را در نظر گرفتیم. پراکندگی کوئنی ناکشسان را برانگیختگی کوئنی می‌نامند. در این حالت، هسته هدف (و شاید هم پرتابه که البته عمومیت ندارد) بر اثر رویارویی در یک حالت برانگیخته قرار می‌گیرد و سپس با گسیل پرتوهای  $\gamma$  به سرعت واپاشیده می‌شود. این فرایند را می‌توان به صورت گسیل و جذب فوتونهای مجازی با محتملترین مد  $E2$  در نظر گرفت. بدین ترتیب، برای مطالعه اولین حالت‌های برانگیخته  $2^+$  در هسته‌های  $Z$  زوج و  $N$  زوج از این فرایند به‌طور وسیعی استفاده شده است. از آنجا که احتمال جذب فوتون در فرایند  $2^+ \rightarrow 0^+$  با احتمال گسیل فوتون  $0^+ \rightarrow 2^+$  رابطه نزدیک دارد، احتمال برانگیختگی کوئنی می‌تواند معیاری از نیمه‌عمر حالت  $2^+$  را به دست دهد. علاوه بر این، از آنجا که زمان دوام حالت  $2^+$  خیلی بیشتر از زمان رویارویی بین هدف و پرتابه است، یک برهم‌کنش مرتبه دوم بین پرتابه و هسته‌های حالت برانگیخته هدف وجود دارد. این برهم‌کنش می‌تواند منشأ متفاوتی داشته باشد، از جمله جذب



**شکل ۱۱.۱۱** پراکندگی کشسان  $^{16}\text{O}$  از  $^{96}\text{Zr}$  در انرژیهای تابشی متفاوت. محور افقی کمترین فاصله جدایی  $r_{\min}$  بین پرتابه و هدف را نشان می‌دهد که متناسب با  $b$  و در نتیجه متناسب با  $\theta$  تغییر می‌کند. محور عمودی سطح مقطع را بر حسب سطح مقطع محاسبه شده رادرفورد نشان می‌دهد. اثرات پراکندگی هسته‌ای در فواصل کمتر از  $12.15$  تا  $12.5$  fm ظاهر می‌شوند که متناسب با  $R_0 = 12.7$  fm و به‌طور قابل ملاحظه‌ای بزرگتر از شعاع متوسط  $12.5$  fm است. اما با «ضخامت پوست» حدود  $5$  fm که اجازه می‌دهد دو توزیع هسته‌ای در این فواصل بزرگتر برهم‌نهی کنند سازگاری دارد.



**شکل ۱۲.۱۱** پراکندگی کولنی ناکشسان (پرانگیخته‌گی کولنی). پرتابه از طریق برهم‌کنش کولنی با هدف انرژی مبادله می‌کند (فوتونهای مبادله‌شده به صورت خطوط موجدار در شکل نشان داده شده‌اند) و هدف  $^{240}\text{Pu}$  که در آغاز در حالت پایه خود قرار دارد می‌تواند به یکی از حالت‌های پراکنجیده رانده شود. چندمد مختلف پراکنجیده‌گی، از جمله فرایندهای دومرحله‌ای، نشان داده شده‌اند. طیف ذرات آلفایی که به طور ناکشسان پراکنده شده‌اند نشان می‌دهد کدامیک از حالت‌های پراکنجیده  $^{240}\text{Pu}$  پراکنجیده شده‌اند.

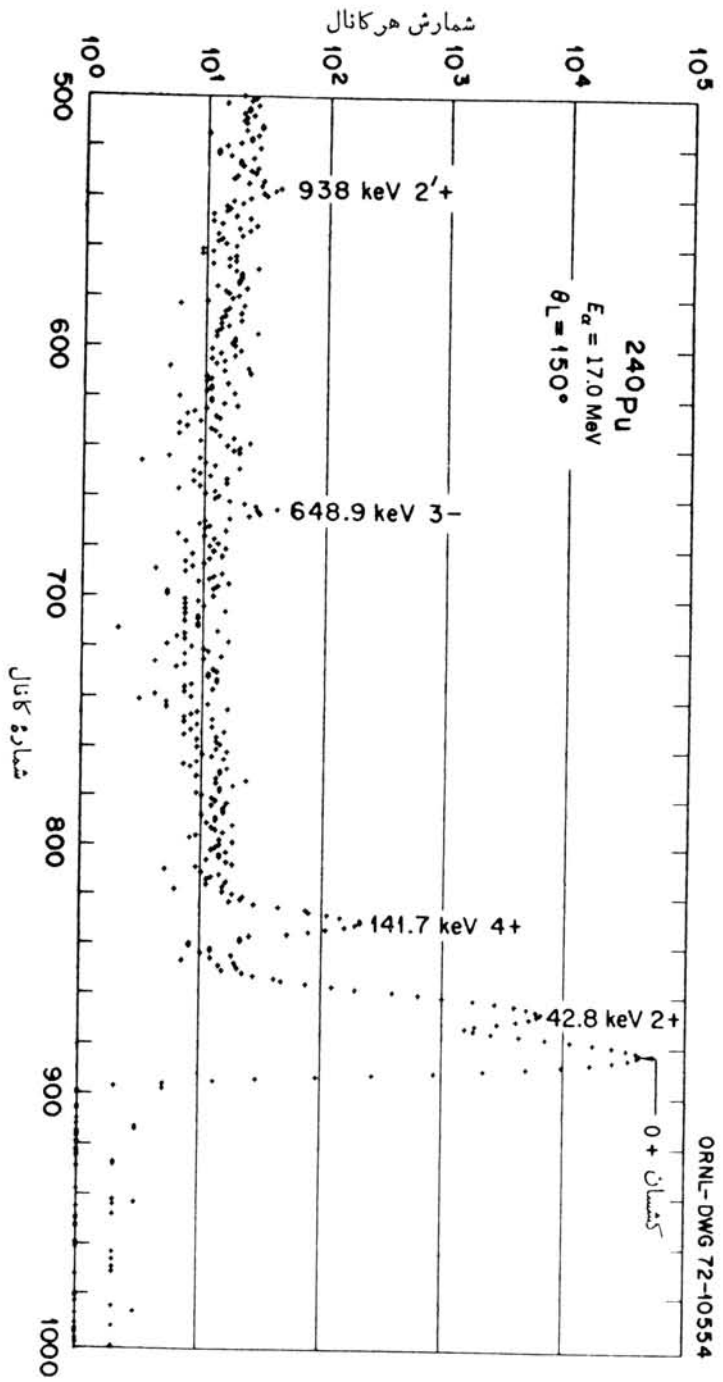
فوتون که موجب گذار به طرف بالای  $4^+ \rightarrow 2^+$  می‌شود و تغییر تراکم حالت  $m$  تراز  $2^+$  در اثر برهم‌کنش گشاور چارقه‌طبی آن با گرادیان میدان الکتریکی پرتابه متحرک. شکل ۱۲.۱۱ چند نمونه از نتایج پراکندگی کولنی ناکشسان را نشان می‌دهد. انرژی کاهش یافته ذرات آشکار شده دقیقاً با انرژی که به طور همزمان در گسیل پرتو  $\gamma$  از حالت‌های پراکنجیده مشاهده می‌شود سازگاری دارد.

### ۷.۱۱ پراکندگی هسته‌ای

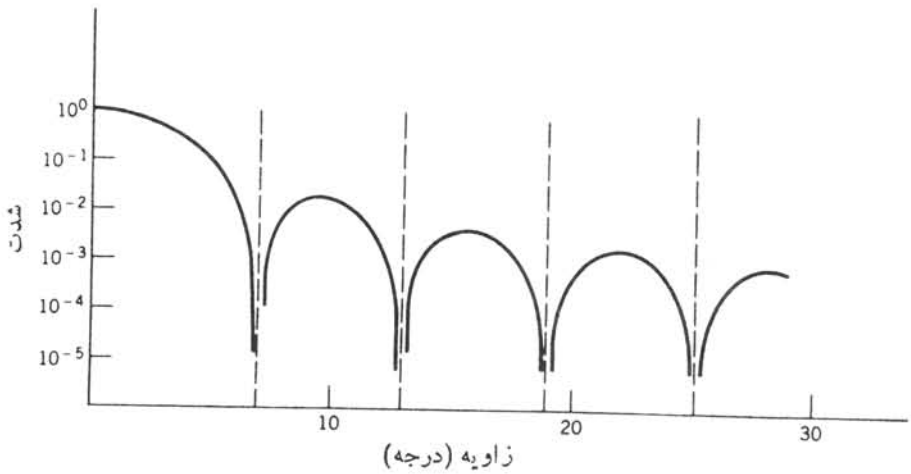
پراکندگی هسته‌ای کشسان ذرات با مسئله معروف پراش نور توسط قرص کدر در اپتیک تشابه زیادی دارد. (شکل‌های ۳.۴ و ۱۳.۱۱). در حالت اپتیکی، پراش در لبه تیز قرص منجر به یک رشته کمینه‌ها و بیشینه‌ها می‌شود. اولین کمینه در زاویه  $\theta \sim \lambda/R$  تشکیل می‌شود و کمینه‌های بعدی به فواصل تقریباً (ولسی نه کاملاً) مساوی از هم قرار می‌گیرند، و شدت بیشینه‌های بینابینی به تدریج به طور قابل توجهی کاهش می‌یابد.

هسته یک مرکز جذب بسیار قوی برای نوکلئونهاست و بنا بر این مقایسه آن را با قرص کدر باید کاملاً معتبر دانست. برای ذرات باردار، لازم است تداخل بین پراکندگی هسته‌ای و کولنی را مورد نظر قرار دهیم، شکل ۹.۴ و معادله (۴.۳.۴). همان‌طور که در شکل ۱۱.۱۱ نشان داده شده است، همین اثر است که به انحراف سطح مقطع‌های پراکندگی از فرمول رادفورد منجر می‌شود. هر گاه بخواهیم پراکندگی کشسان نوکلئونها را در شکل نقش «پراش گونه» مشاهده کنیم، باید اثرات پراکندگی رادفورد را حذف کنیم که می‌تواند به دو طریق صورت گیرد. راه اول آن است که از نوترونهای بدون بار به عنوان ذره پراکنده‌شونده استفاده شود. شکل ۱۴.۱۱ مثالی از پراکندگی کشسان نوترون را نشان می‌دهد.

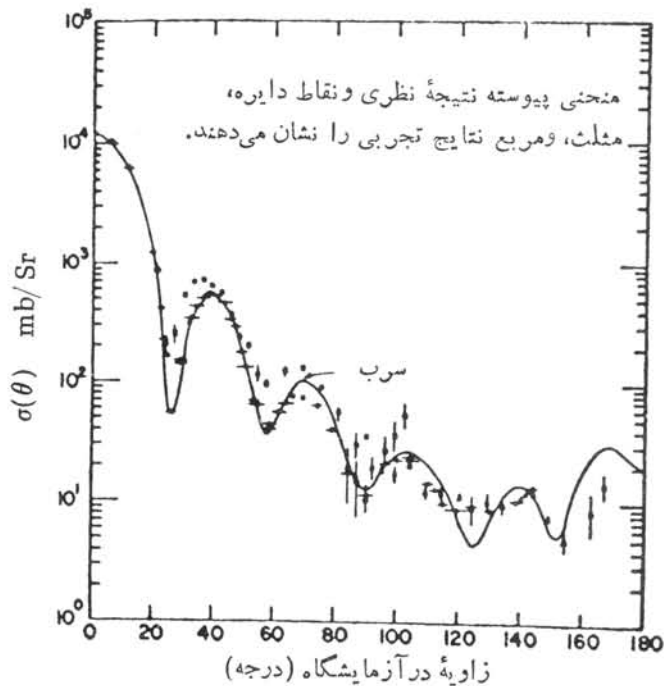




شکل ۱۳-۱۱ (ادامه)



شکل ۱۳.۱۱ نقش پراش حاصل از نور تابیده شده به یک روزنه دایره‌ای. یک قرص دایره‌ای نیز نقش مشابهی را نتیجه می‌دهد، شدت کمینه‌ها به صفر می‌رسد. این منحنی برای طول موج مساوی با ده برابر قطر روزنه یا قرص ترسیم شده است.



شکل ۱۴.۱۱ پراکندگی کشسان نوترونهای ۱۴ MeV توسط Pb.

یک اختلاف خاص بین پراکندگی هسته‌ای و پراش اپتیکی آن است که کمینه‌ها به‌صفر سقوط نمی‌کنند. این موضوع نتیجه مستقیم پخش بودن سطح هسته‌ای است (یعنی هسته‌ها فاقد لبه‌های تیزند).

در مورد ذرات باردار، به‌منظور کاهش اثرتداخل یا پراکندگی کولنی، لازم است از دو طریق اقدام شود: در انرژی بالاتر کار کنیم به‌طوری‌که سطح مقطع رادرفورد کوچک باشد و پرتابه به آسانی بتواند در هسته نفوذ کرده و برهم کنش هسته‌ای را حس کند، و همچنین آزمایش را در زوایای بزرگتر انجام دهیم که در آن هم سطح مقطع رادرفورد کوچک است و پارامتر برخورد کوچک نیز کم می‌کند تا نفوذ ذره در هسته تضمین شود. مثالی از پراکندگی کشسان نوکلئون در شکل ۱۵.۱۱ نشان داده شده‌است، که در آن اثرات «پراش گونه» به‌وضوح دیده می‌شود.

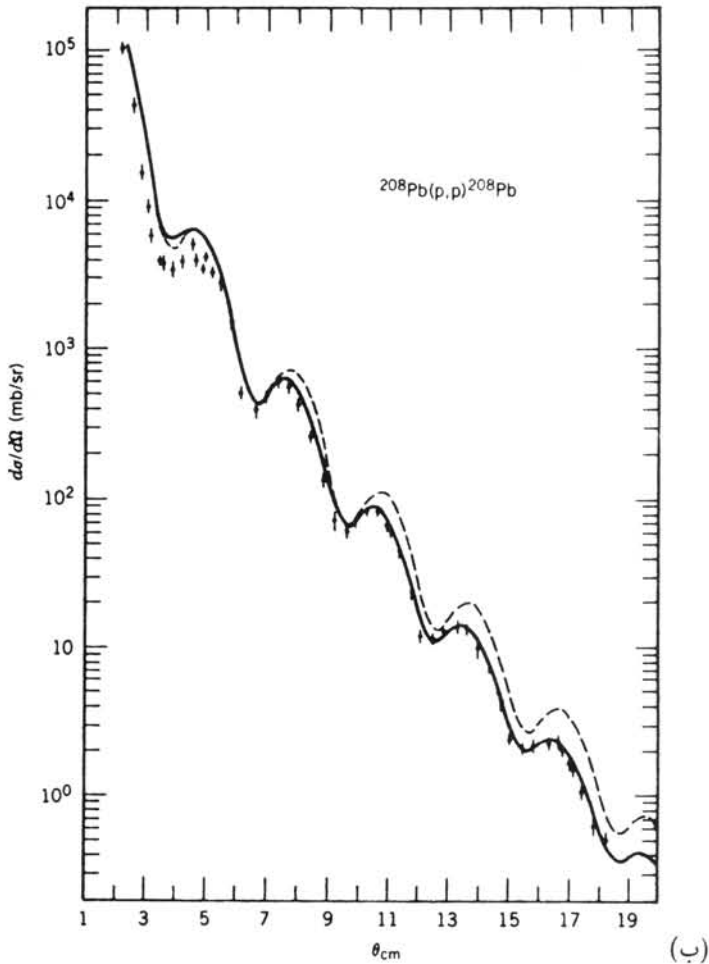
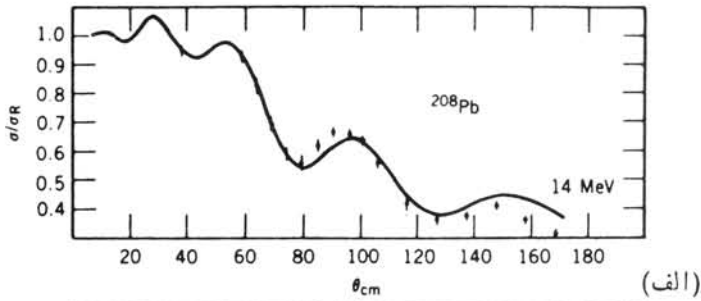
یکی از نتایج مطالعات پراکندگی کشسان نوکلئون تعیین شعاع هسته‌ای است. با آنکه مقدار شعاع هسته‌ای می‌تواند به‌طریقی به‌مدل پتانسیل به‌کاررفته جهت تحلیل پراکندگی وابسته باشد (نظیر چاه مربعی بحث‌شده در فصل ۴)، نتایج عموماً همانند مطالعات دیگر به‌صورت  $R = R_0 A^{1/3}$  به‌دست می‌آید که در آن  $R_0 = 1.25 \text{ fm}$  است. در بخش ۹.۱۱ تأثیر این آزمایشها را روی اطلاعات مربوط به پتانسیل به‌تفصیل مورد بحث قرار خواهیم داد.

پراکندگی هسته‌ای ناکشسان، مثل پراکندگی کولنی ناکشسان، هنگامی نتیجه می‌شود که هسته هدف از پرتابه انرژی بگیرد و به‌حالت‌های برانگیخته برود. (ممکن است پرتابه‌ها نیز در حالت‌های برانگیخته قرار گیرند، که در اینجا از این اثر چشمپوشی می‌کنیم.) هرگاه توزیع انرژی پرتابه‌های پراکنده‌شده رادرفوردی ثابت اندازه‌گیری کنیم. قله کشسان منفردی را مشاهده خواهیم کرد که پرتابه پراکنده‌شده با بالاترین انرژی را نشان می‌دهد. هر قله ناکشسان به‌حالت برانگیخته ویژه‌ای از هسته هدف مربوط می‌شود. شکل ۱۴.۱۱ نمونه‌ای از پراکندگی هسته‌ای ناکشسان بوده و مثال دیگر در بخش ۱۱.۱۱ بحث شده است. از بررسی وضعیت قله‌های ناکشسان می‌توان به انرژی حالت برانگیخته آگاهی یافت. به‌کمک ارتفاع نسبی آنها نیز می‌توان سطح مقطعی نسبی برانگیختگی هر حالت را مطالعه کرد، که همچنین اطلاعاتی از تابع موج حالت برانگیخته به‌دست می‌دهد. ضمناً می‌توان توزیع زاویه‌ای پرتابه‌های پراکنده‌شده را برای هر حالت برانگیخته اندازه‌گیری کرد و از آن اطلاعاتی درباره اسپین و پارامتر حالت‌های برانگیخته به‌دست آورد.

## ۸.۱۱ سطح مقطعی پراکندگی و واکنش

در این بخش پاره‌ای از جزئیات سطح مقطعی واکنش را کاملتر از آنچه قبلاً در بخش ۲.۴ بحث کردیم، مورد بررسی قرار می‌دهیم. قبل از مطالعه این بخش بهتر است که مطالب آنرا مجدداً مرور کنید.

محور  $z$  را در راستای باریکه تابشی در نظر می‌گیریم و فرض می‌کنیم که باریکه را



شکل ۱۵.۱۱ پراکندگی کشسان پروتونها بر اثر  $^{208}\text{Pb}$ . (الف) در انرژی پایین (۱۴ MeV)، رفتار پراش گونه فقط در زوایای بزرگ (بالاتراز  $60^\circ$ ) روی می‌دهد. در این زوایا پراکندگی هسته‌ای صورت می‌گیرد، زیرا کمترین فاصله بین پرتابه و هدف ( $12.9\text{ fm}$  در  $60^\circ$  که از فرمول رادرفورد به دست می‌آید) با فاصله بین هسته‌ای مناسب برای برهم کنشهای هسته‌ای ( $11.8\text{ fm}$ ) سازگاری دارد. مقدار اخیر با استفاده از  $R_0 = 1.7\text{ fm}$  محاسبه شده است (شکل ۱۱.۱۱). این شکل را با شکل مربوط به پراکندگی نوترون با همین انرژی (شکل ۱۴.۱۱) مقایسه کنید. (ب) در انرژی تابشی  $1050\text{ MeV}$  سد کولنی به آسانی نفوذپذیر است و اثرات پراش در زوایای کوچک هم قابل مشاهده‌اند.

بتوان باموج تخت  $e^{ikz}$  و باتکانه  $p = \hbar k$  نشان داد. ذرات خروجی بامواج کروی نمایش داده می‌شوند، و بنابراین اگر موج تخت تابشی را به صورت برهم‌نهی از امواج کروی در نظر بگیریم، انجام مطالعه آسانتر خواهد شد

$$\psi_{\text{inc}} = Ae^{ikz} = A \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) j_l(kr) P_l(\cos \theta) \quad (31.11)$$

$A$  ثابت بهنجارش است که به طور مناسب اختیاری می‌شود. توابع شعاعی  $j_l(kr)$  توابع بسل کروی اند که قبلاً در جدول ۳.۲ داده شده‌اند. این توابع جوابهای قسمت شعاعی معادله شرودینگر، معادله (۶۰.۲)، در ناحیه‌ای دور از هدف است که در آن پتانسیل هسته‌ای حذف می‌شود. توابع زاویه‌ای  $P_l(\cos \theta)$  چند جمله‌ایهای لژاندر هستند

$$P_0(\cos \theta) = 1$$

$$P_1(\cos \theta) = \cos \theta \quad (32.11)$$

$$P_2(\cos \theta) = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1)$$

این بسط موج تابشی (وسرانجام، موج پراکنده شده) بسط موج جزئی نام دارد و هر موج جزئی به تکانه زاویه‌ای ویژه  $l$  مربوط می‌شود. این عمل تنها هنگامی معتبر است که پتانسیل هسته‌ای به صورت مرکزی فرض شود. آنچه این روش را مفید می‌سازد آن است که اغلب کفایت می‌کند اثر پتانسیل هسته‌ای را تنها روی تعدادی از امواج جزئی پسا یینتر (نظیر  $l=0$  یا موج  $s$  پراکنندگی نوکلئون-نوکلئون که در فصل ۴ بحث شد) در نظر بگیریم. هرگاه ذرات با تکانه  $p$  با پارامتر برخورد  $b$  برهم‌کنش کنند، در این صورت تکانه زاویه‌ای نسبی (نیمه کلاسیکی) عبارت است از

$$l\hbar = pb$$

یا

$$b = l \frac{\hbar}{p} = l \frac{\lambda}{2\pi} = l\tilde{\lambda} \quad (33.11)$$

که  $\tilde{\lambda} = \lambda / 2\pi$  طول موج کاهیده دو بروی است، و ضمناً  $\tilde{\lambda} = k^{-1}$ . بر طبق مکانیک کوانتومی،  $l$  فقط بر حسب واحدهای درست قابل تعریف است و لذا بر آورد نیمه کلاسیکی را باید تا حدودی مورد تجدید نظر قرار داد. یعنی ذراتی که تکانه‌های زاویه‌ای (نیمه کلاسیکی) آنها بین  $0$  و  $1\hbar$  است با پارامترهای برخورد بین  $0$  و  $\tilde{\lambda}$ ، و از این رو در عمل روی ناحیه‌ای به مساحت (سطح مقطع) حداکثر  $\pi\tilde{\lambda}^2$  برهم‌کنش می‌کنند. وقتی که  $\hbar \leq l \leq 2\hbar$  باشد، سطح مقطع حلقه‌ای به شعاع داخلی  $\tilde{\lambda}$  و شعاع خارجی  $2\tilde{\lambda}$  است که

مساحت آن برابر  $3\pi\lambda^2$  می‌شود. بنابراین می‌توان ناحیهٔ برهم‌کنش را به تعدادی منطقه تقسیم کرد که هر کدام از آنها متناظر با تکانهٔ زاویه‌ای ویژه  $l$  و مساحت  $(2l+1)\pi\lambda^2 = \pi[(l+1)\lambda]^2 - \pi(l\lambda)^2$  است. برای پراکنده‌گی هسته‌ای می‌توان بیشینهٔ پارامتر برخورد را حدود  $R = R_1 + R_2$  (حاصل جمع شعاعهای هسته‌های تابشی و هدف) تخمین زد، و لذا بیشینهٔ مقدار  $l$  احتمالاً در  $R/\lambda$  روی می‌دهد و سطح مقطع کلی به صورت زیر به دست می‌آید

$$\sigma = \sum_{l=0}^{R/\lambda} (2l+1)\pi\lambda^2 = \pi(R+\lambda)^2 \quad (34.11)$$

که برآوردی معقول است، زیرا نه فقط فاصلهٔ برهم‌کنش  $R$  را در بر دارد بلکه اجازه می‌دهد خصوصیت موجی ذرهٔ تابشی در فاصله‌ای در مرتبهٔ  $\lambda$  گسترش یابد و شعاع برهم‌کنش مؤثر را به  $(R+\lambda)$  افزایش دهد. بعداً خواهیم دید که چگونه می‌توان با محاسبهٔ درست این تخمین را اصلاح کرد.

هنگامی که موج دوراز هسته است،  $j_l(kr)$  بسط سادهٔ زیر را دارد

$$\begin{aligned} j_l(kr) &\cong \frac{\sin(kr - l\pi/2)}{kr} & (kr \gg l) \\ &= i \frac{e^{-i(kr - l\pi/2)} - e^{+i(kr - l\pi/2)}}{2kr} & (35.11) \end{aligned}$$

به طوری که داریم

$$\psi_{\text{inc}} = \frac{A}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} i^{l+1} (2l+1) [e^{-i(kr - l\pi/2)} - e^{+i(kr - l\pi/2)}] P_l(\cos\theta) \quad (36.11)$$

جملهٔ اول گروه با مؤلفهٔ  $e^{-ikr}$  معرف موج کروی فرودی است که روی هدف همگرا می‌شود، در حالی که جملهٔ دوم با مؤلفهٔ  $e^{+ikr}$  معرف موج کروی خروجی است که از هستهٔ هدف بیرون می‌آید. البته برهم‌نهی این دو موج، موج تخت را به دست می‌دهد.

پراکنده‌گی فقط می‌تواند روی موج خروجی تأثیر بگذارد. این تأثیر ممکن است به دو صورت باشد. از طریق تغییر فاز (همانند تغییر فاز بحث شده در فصل ۴) و از طریق تغییر دامنه. تغییر دامنه بدان معنی است که نسبت به ذرات فرودی، تعداد ذرات کمتری خارج می‌شوند و لذا در تعداد خالص ذرات اتلافی ظاهر می‌شود. با این حال، باید به خاطر داشت که تابع موج فقط معرف ذراتی است که تکانه‌شان برابر  $\hbar k$  است. هر گاه پراکنده‌گی ناکشسان باشد (یا واکنش هسته‌ای دیگری صورت گیرد)، ممکن است انرژی (یا حتی هویت) ذرهٔ خروجی تغییر کند. بنابراین تعجب آور نخواهد بود که بر اثر پراکنده‌گی ناکشسان تعداد کمتری ذره در جملهٔ  $e^{ikr}$  وجود داشته باشند. این طور مرسوم است که مجموعهٔ خاصی از شرایط

غیر از راستای حرکت) ذره خروجی هسته باقیمانده را کانال واکنش می‌نامند. بنا بر این ممکن است واکنش از طریق کانال کشسان یا از طریق یکی از چند کانال ناکشسان صورت گیرد. هرگاه تکانه زاویه‌ای یا انرژی کافی وجود نداشته باشد ممکن است پاره‌ای از کانالها برای ذرات برهم‌کنشی بسته باشد و دسترسی به یک پیکر بندی نهایی ویژه غیر قابل حصول شود.

تغییرات موج جزئی خروجی  $\psi$  را با استفاده از ضریب مختلط  $\eta_l$  در جمله خروجی  $(e^{ikr})$  معادله (۳۶.۱۱) به حساب می‌آوریم

$$\psi = \frac{A}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} i^{l+1} (2l+1) [e^{-i(kr-l\pi/2)} - \eta_l e^{+i(kr-l\pi/2)}] P_l(\cos\theta) \quad (37.11)$$

این موج معرف برهم‌نهی امواج تابشی و پراکنده شده است،  $\psi = \psi_{\text{inc}} + \psi_{\text{sc}}$ ، یعنی دقیقاً همان است که در معادله (۲۳.۴) دیدیم. برای یافتن خود موج پراکنده شده، معادله (۳۷.۱۱) را از معادله (۳۶.۱۱) کم می‌کنیم

$$\begin{aligned} \psi_{\text{sc}} &= \frac{A}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} i^{l+1} (2l+1) (1 - \eta_l) e^{i(kr-l\pi/2)} P_l(\cos\theta) \\ &= \frac{A}{2k} \frac{e^{ikr}}{r} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i (1 - \eta_l) P_l(\cos\theta) \end{aligned} \quad (38.11)$$

از آنجا که تنها اجزایی از  $\psi_{\text{sc}}$  را به حساب آوردیم که عدد موج  $k$  در آنها مساوی موج تابشی است، رابطه فوق فقط معرف پراکندگی کشسان خواهد بود. اینک همانند آنچه در معادله (۲۴.۴) انجام دادیم، چگالی جریان پراکنده شده را به دست می‌آوریم

$$j_{\text{sc}} = \frac{\hbar}{2mi} \left( \psi_{\text{sc}}^* \frac{\partial \psi_{\text{sc}}}{\partial r} - \frac{\partial \psi_{\text{sc}}^*}{\partial r} \psi_{\text{sc}} \right) \quad (39.11)$$

$$= |A|^2 \frac{\hbar}{4mk r^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i (1 - \eta_l) P_l(\cos\theta) \right|^2 \quad (40.11)$$

جریان تابشی مثل معادله (۲۶.۴) است

$$j_{\text{inc}} = \frac{\hbar k}{m} |A|^2 \quad (41.11)$$

و با توجه به معادله (۲۷.۴)، برای سطح مقطع جزئی خواهیم داشت

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i (1 - \eta_l) P_l(\cos\theta) \right|^2 \quad (42.11)$$

برای تعیین سطح مقطع کلی به انتگرال چندجمله‌ای لژاندر نیاز داریم

$$\int P_l(\cos\theta)P_{l'}(\cos\theta)\sin\theta d\theta d\phi = \frac{4\pi}{2l+1} \quad \begin{matrix} l=l' \\ (43.11) \end{matrix}$$

$$= 0 \quad \begin{matrix} l \neq l' \end{matrix}$$

بنابراین خواهیم داشت

$$\sigma_{sc} = \sum_{l=0}^{\infty} \pi \lambda^2 (2l+1) |1 - \eta_l|^2 \quad (44.11)$$

هرگاه پراکندگی کُشان تنها فرایندهای قابل تحقق باشد، در این صورت  $|\eta_l| = 1$  و به‌طور قراردادی می‌توان نوشت  $\eta_l = e^{2i\delta_l}$  که  $\delta_l$  اختلاف فاز موج جزئی  $l$ ام است. برای این حالت داریم  $|1 - \eta_l|^2 = 4 \sin^2 \delta_l$  و

$$\sigma_{sc} = \sum_{l=0}^{\infty} 4\pi \lambda^2 (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (45.11)$$

که برای  $l=0$  مستقیماً به معادله (۳۰.۴) تبدیل می‌شود. هرگاه علاوه بر پراکندگی کُشان فرایندهای دیگری (پراکندگی ناکُشان یا واکنشهای دیگر) نیز موجود باشند، در این صورت معادله (۴۵.۱۱) معتبر نخواهد بود، زیرا  $|\eta_l| < 1$ . تمام این فرایندها را باهم تحت اصطلاح سطح مقطع واکنش  $\sigma_r$  رده‌بندی می‌کنیم، که در آن مقصود از «واکنش» تمام فرایندهای هسته‌ای غیر از پراکندگی کُشان است. برای تعیین این سطح مقطع، باید معادله (۳۷.۱۱) را بر آورد کنیم تا آهنگ «محوشدن» ذرات از کانال با عدد موج  $k$  را به دست آوریم. یعنی اختلاف بین جریان تابشی و جریان خروجی را به ترتیب با استفاده از جمله اول و دوم معادله (۳۷.۱۱) بدست می‌آوریم

$$|j_{in}| - |j_{out}| = \frac{|A^2| \hbar}{4\pi m k r^2} \left\{ \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^{l+1} e^{i l \pi / 2} P_l(\cos\theta) \right|^2 - \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^{l+1} \eta_l e^{-i l \pi / 2} P_l(\cos\theta) \right|^2 \right\} \quad (46.11)$$

و سطح مقطع واکنش به‌صورت زیر درمی‌آید

$$\sigma_r = \sum_{l=0}^{\infty} \pi \lambda^2 (2l+1) (1 - |\eta_l|^2) \quad (47.11)$$

سطح مقطع کلی که شامل تمام فرایندهاست، به‌صورت زیر است



$$\sigma_t = \sigma_{sc} + \sigma_r$$

$$= \sum_{l=0}^{\infty} 2\pi\lambda^2(2l+1)(1 - \text{Re}\eta_l) \quad (48.11)$$

در کاربرد این نتایج باید به نکات زیر توجه داشت:

۱. ممکن است پراکندگی کشسان در غیاب فرایندهای دیگر مطرح شود، یعنی  $|\eta_l| = 1$  و در این صورت معادله (۴۷.۱۱) حذف می‌شود. با این حال، تصور واکنشهای دیگر در غیاب پراکندگی کشسان ممکن نیست. یعنی هر انتخابی از  $\eta_l$  که در آن برای یک تابع جزئی معین  $\sigma_r \neq 0$  باشد، سطح مقطع  $\sigma_{sc}$  برای آن موج جزئی مقصداری غیر صفر خواهد داشت. با مراجعه به مدل پراش مربوط به پراکندگی در نظر گرفته شده در بخش ۷.۱۱ می‌توان این مسئله را درک کرد. هرگاه ذرات را از باریکه تابشی حذف کنیم، «سایه‌ای» در پشت سر هدف تشکیل خواهد شد که ذرات تابشی در داخل سایه پراشیده می‌شوند.

۲. برای یک «قرص سیاه» جذب‌کننده، همانند معادله (۳۴.۱۱): تمام امواج جزئی تا  $l = R/\lambda$  کاملاً جذب می‌شوند (برای جذب کامل  $\eta_l = 0$ ) و امواج  $l > R/\lambda$  دست نخورده باقی می‌مانند ( $\eta_l = 1$ ). در این صورت داریم

$$\sigma_{sc} = \pi(R + \lambda)^2 \quad (49.11)$$

و

$$\sigma_r = \pi(R + \lambda)^2 \quad (50.11)$$

در نتیجه

$$\sigma_t = 2\pi(R + \lambda)^2 \quad (51.11)$$

یعنی سطح مقطع کل دو برابر مساحت ناحیه هندسی است! تعبیر این اثر غیر کلاسیکی را نیز می‌توان در ناحیه «سایه» به دست آورد. هسته هدف نمی‌تواند صرفاً جذب‌کننده باشد و سایه تیزی تشکیل دهد، بلکه باید در داخل ناحیه سایه نیز نقش پراش به وجود آورد.

طریقه استفاده این نتایج در مطالعه ساختار هسته‌ای مشابه همان روشی است که در بخش ۴ برای پراکندگی نوکلئون-نوکلئون به کار برده شد. بدین معنی که برای پتانسیل هسته‌ای شکلی را در نظر می‌گیریم و معادله شرودینگر را در داخل ناحیه برهم کنش  $0 \leq r \leq R$  حل می‌کنیم، و شرایط مرزی را در سطح هسته مورد استفاده قرار می‌دهیم. به این ترتیب، قادر خواهیم بود  $\eta_l$  را محاسبه کنیم و از مقایسه با مقادیر تجربی  $\sigma_{sc}$  و  $\sigma_r$  متوجه شویم که آیا شکل انتخابی پتانسیل معقول بوده است یا خیر. در عمل این کار، جز برای کانال کشسان، برای کانالهای دیگر بسیار مشکل خواهد بود زیرا تمام کانالهای ناکشسان و واکنش هسته‌ای

درهم ادغام می‌شوند و دستگاه معادلات پیچیده‌ای را به وجود می‌آورند. در بخش ۹.۱۱ روش مخصوصی را که مدل اپتیکی نامیده می‌شود، برای پراکندگی کشسان مورد بحث قرار می‌دهیم.

### ۹.۱۱ مدل اپتیکی

مدل ساده‌ای که به‌طور کلی برای توضیح پراکندگی کشسان در حضور اثرات جذبی هسته به‌کار می‌رود، مدل اپتیکی است. علت این نامگذاری آن است که این محاسبه شباهت زیادی به محاسبهٔ مربوط به نور تابیده شده بر کرهٔ شیشه‌ای تاحدی کدر دارد (این مدل به نام «مدل گوی بلوری کدر» نیز معروف است).

در این مدل، پراکندگی به‌صورت پتانسیل مختلط  $U(r)$  نمایش داده می‌شود

$$U(r) = V(r) + iW(r) \quad (۵۲.۱۱)$$

توابع حقیقی  $V$  و  $W$  طوری انتخاب می‌شوند که وابستگی شعاعی پتانسیل به‌طور مناسبی در نظر گرفته شود. قسمت حقیقی،  $V(r)$ ، پاسخگوی پراکندگی کشسان است و برهم کنش هسته‌ای معمولی بین هدف و پرتابه را توضیح می‌دهد و بنا بر این ممکن است خیلی شبیه به پتانسیل مدل پوسته‌ای باشد. قسمت موهومی،  $W(r)$ ، پاسخگوی جذب هسته است. با در نظر گرفتن یک شکل چاه مرعی برای  $U(r)$  می‌توان این موضوع را نشان داد

$$\begin{aligned} U(r) &= -V_0 - iW_0 & r < R \\ &= 0 & r > R \end{aligned} \quad (۵۳.۱۱)$$

موج پراکنده شدهٔ خروجی را به‌شکل  $e^{ikr}/r$  اختیار می‌کنیم و از حل معادلهٔ شرودینگر برای این پتانسیل بدروش متداول به‌دست می‌آوریم  $k = \sqrt{2m(E + V_0 + iW_0)}/\hbar$ . لذا عدد موج  $k$  مختلط است،  $k = k_r + ik_i$ ، که در آن  $k_r$  و  $k_i$  به ترتیب قسمت‌های حقیقی و موهومی اند. رفتار تابع موج به‌شکل  $e^{-k_i r}/r \cdot e^{ik_r r}$  است، و چگالی احتمال شعاعی متناسب با  $e^{-2k_i r}$  است. بنا بر این موج، هنگام عبور از هسته، به‌صورت نمایی تضعیف می‌شود. [انتخاب  $W_0 > 0$  در معادلهٔ (۵۳.۱۱) باعث افت شدت می‌شود نه افزایش آن.] هرگاه فرض کنیم که جذب نسبتاً ضعیف است (یعنی  $W_0$  در مقایسه با  $E + V_0$  کوچک باشد)، در این صورت می‌توانیم قضیهٔ دو جمله‌ای را برای بسط عبارت  $k$  به‌کار ببریم

$$k \cong \sqrt{\frac{2m(E + V_0)}{\hbar^2}} + \frac{iW_0}{2} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \left( \frac{1}{E + V_0} \right)} \quad (۵۴.۱۱)$$

عمق پتانسیل مدل پوسته‌ای معمول  $V_0$  در حدود  $40 \text{ MeV}$  است، و برای یک پرتابهٔ نوعی با انرژی پایین می‌توانیم بنویسیم  $E = 10 \text{ MeV}$ . مسافتی که در آن شدت به نسبت  $e^{-1}$

تضعیف می‌شود (یک نوع مسافت آزاد متوسط) عبارت است از

$$d = \frac{1}{\chi k_i} = \frac{1}{W_0} \sqrt{\frac{\pi^2 (E + V_0)}{2m}} \quad (55.11)$$

هرگاه این مسافت حداکثر از مرتبه شعاع هسته‌ای (مثلاً ۳ fm) باشد، در این صورت  $W_0 \approx 11 \text{ MeV}$  خواهد شد. بنا بر این برای حالت معمولی که در آن جذب نسبتاً ضعیفتر از پراکندگی کشسان است، برآورد مقادیر به صورت  $|V| \sim 40 \text{ MeV}$  و  $|W| \sim 10 \text{ MeV}$  خواهد بود.

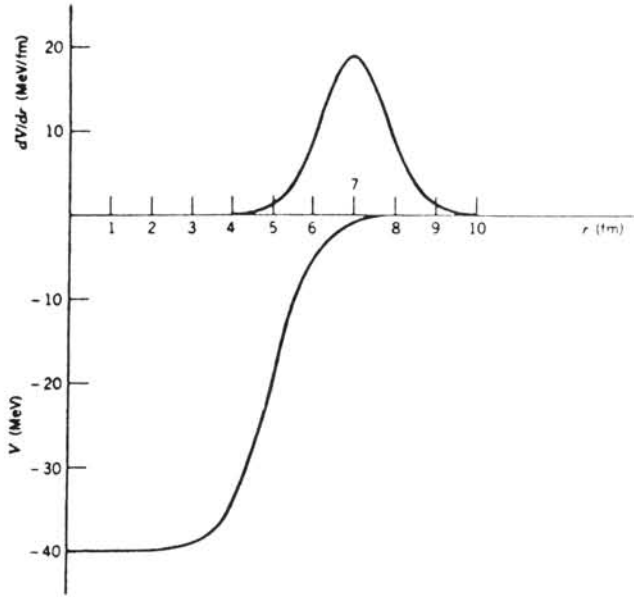
برای به کار بردن مدل اپتیکی باید به طریق زیر اقدام کرد: ابتدا شکلی را برای پتانسیل اختیار می‌کنیم. غالباً شکل چاه مربعی به این منظور کافی است (با  $R = 1.4 A^{1/3}$  که برای احتساب سطح هسته‌ای پخش شده تاحدی بزرگتر از معمول در نظر گرفته شده است)، ولی شکل تفصیلی تر آن اغلب به صورت زیر انتخاب می‌شود

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (56.11)$$

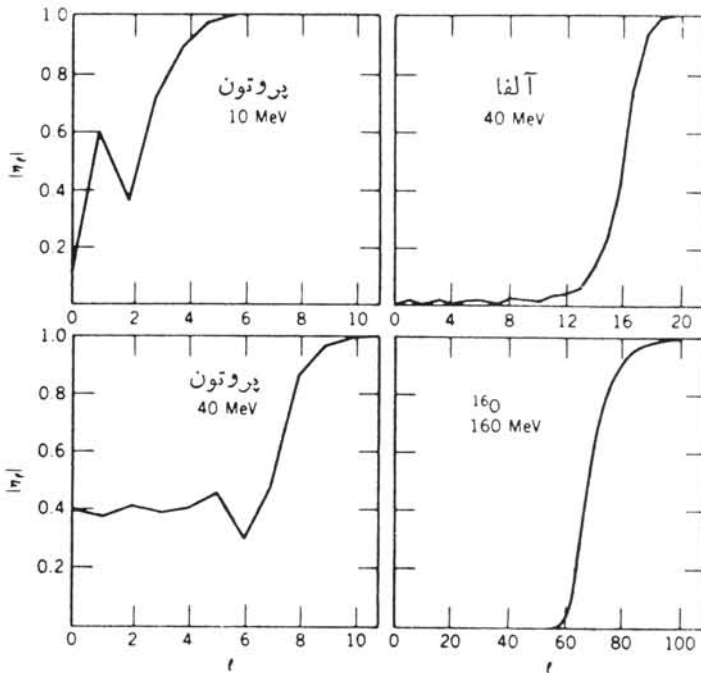
که درست همانند چاه مورد استفاده در مدل پوسته‌ای، معادله (۱.۵)، است. ثابتهای  $V_0$ ،  $R$ ، و  $a$  طوری تنظیم می‌شوند تا بهترین سازگاری را با داده‌های پراکندگی به دست دهند. قسمت جاذبه  $W(r)$  در انرژیهای پایین باید شکل خیلی متفاوتی داشته باشد. به دلیل اصل طرد، نوکلئونهای قویاً مقید در نواحی درونی هسته‌ای نمی‌توانند در جذب نوکلئونهای تابشی شرکت کنند. فقط نوکلئونهای «ظرفیت» نزدیک به سطح می‌توانند انرژی نسبتاً کم ذره تابشی را جذب کنند. بنا بر این تابع  $W(r)$  غالباً متناسب با  $dV/dr$  اختیار می‌شود تا همانند آنچه در شکل ۱۶.۱۱ نشان داده شد، تنها در نزدیکی سطح شکل مناسب و قابل توجه داشته باشد. [در انرژی بالاتر، که نوکلئونهای درونی تر نیز می‌توانند در جذب شرکت کنند،  $W(r)$  ممکن است بیشتر شبیه  $V(r)$  به نظر رسد.] یک جمله اسپین-مداد نیز به پتانسیلهای اپتیکی جدید اضافه می‌شود. این جمله نیز در نزدیکی سطح دایره قله است، زیرا چگالی اسپین نوکلئونهای داخلی تر حذف می‌شوند. بالاخره، اگر ذره تابشی باردار باشد، باید یک جمله کولنی نیز در نظر گرفته شود. برای پتانسیل انتخاب شده، می‌توان معادله شرودینگر را حل کرد و با استفاده از شرایط مرزی در  $r = R$ ، همانند آنچه در فصل ۴ برای مسئله نوکلئون-نوکلئون صورت گرفت، دامنه‌های پراکندگی مختلط  $\eta_l$  را به دست آورد. با استفاده از این دامنه‌ها می‌توان سطح مقطعه‌های محاسبه شده را با نتایج تجربی مقایسه کرد. شکل ۱۷.۱۱ نمونه‌هایی از چند مقدار  $\eta_l$  را نشان می‌دهد.

برآزش کامل مدل اپتیکی با داده‌های پراکندگی غالباً بسیار جالب است. شکل ۱۸.۱۱ مثالی از چند برآزش با سطح مقطعه‌های پراکندگی کشسان و قطبشها را نشان می‌دهد.

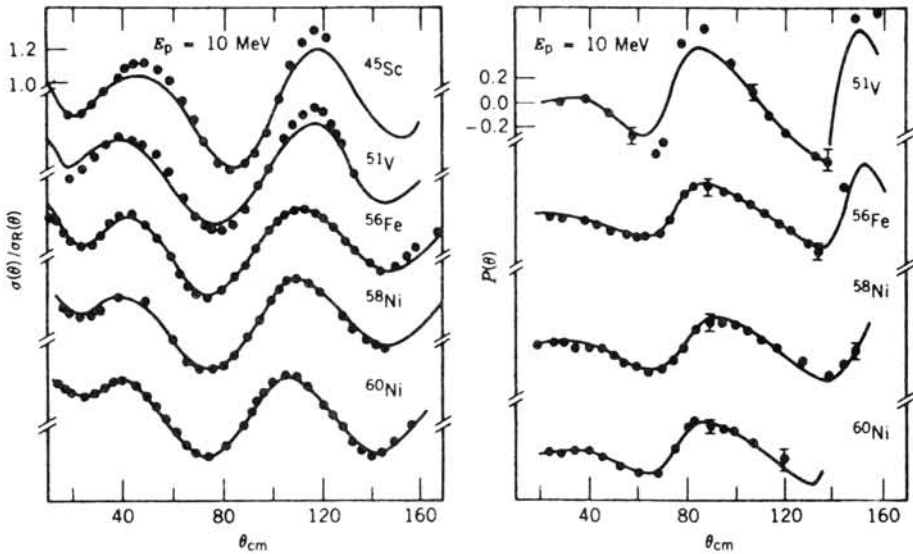
مدل اپتیکی تنها در بحث رفتار میانگین درواکنشهایی نظیر پراکندگی مقید است. فقط در این روش میانگین است که بسیاری از جنبه‌های جالب ساختار میکروسکوپی دستها



شکل ۱۶.۱۱ تابعهای مدل اپتیکی  $V(r)$  و  $W(r) = dV/dr$  پارامترهای نوعی انتخاب شده عبارتند از  $V_0 = 40 \text{ MeV}$ ،  $R = 1.25 A^{1/3}$ ،  $a = 0.523 \text{ fm}$  و  $A = 64$ .



شکل ۱۷.۱۱ مقادیر دامنه‌های پراکندگی مختلط  $\eta_l$  برای پراکندگی پرتابه‌های مختلف در برابر هدف  $^{58}\text{Ni}$ . نزدیک شدن  $|\eta_l|$  به عدد ۱ در انرژی‌های بالا متناظر است با  $\sigma_r \rightarrow 0$ ، به طوری که تعداد ذرات جذب شده اندک است و تنها پراکندگی کشسان صورت می‌گیرد.



شکل ۱۸.۱۱ برآزش مدل اپتیکی با سطح مقطع‌های جزئی (در طرف چپ، سطح مقطع نسبی در مقایسه با سطح مقطع رادرفورد نشان داده شده است) و قطبشهای حاصل از پروتونهای ۱۰ MeV که توسط هدفهای مختلف به طور کشسان پراکنده شده اند. خطوط پر برآزش با داده‌های تجربی با استفاده از بهترین مجموعه پارامترهای مدل اپتیکی است.

به صورت غیر مستقیم به حساب می‌آیند. محاسبه با استفاده از مدل اپتیکی، همانند آنچه در این بخش توضیح داده شد، با این موضوع سروکار ندارد که ذرات جذب شده عملاً به کجای می‌روند بلکه فقط محو شدن ذرات را از کانال کشسان در نظر می‌گیرد. در حقیقت، برهم کنشهای بسیار متعدد بین نوکلئونهای هدف و پرتابه به قدری پیچیده اند که نمایش آنها در یک پتانسیل منفرد تقریبی قابل توجه است. با این حال، مدل اپتیکی در محاسبه پراکندگی کشسان و ناکشسان موفق است و می‌تواند به درک برهم کنشهای هسته‌ای کمک کند.

### ۱۰.۱۱ واکنشهای هسته‌ مرکب

فرض کنیم ذره تابشی با پارامتر برخوردی که در مقایسه با شعاع هسته‌ای کوچک است، وارد هسته هدف شود. در این صورت احتمال زیادی وجود دارد که با یکی از نوکلئونهای هدف، مثلاً از طریق انجام یک پراکندگی ساده، برهم کنش کند. نوکلئون پس زده و ذره تابشی (که اینک انرژی کمتری دارد) می‌توانند هر یک متوالیاً با نوکلئونهای دیگر برخورد کنند. پس از چند برهم کنش، انرژی تابشی بین تعداد زیادی از نوکلئونهای سیستم متشکل از پرتابه و هدف تقسیم می‌شود. افزایش میانگین انرژی هر نوکلئون منفرد تا آن حد نخواهد بود که آن را از هسته آزاد سازد، اما از آنجا که تعداد زیادی برخورد های کم و بیش

کاتورهای رخ می‌دهد، با توزیع آماری انرژی روبرو هستیم و برای یک نوکلئون منفرد احتمال کوچکی وجود دارد که با کسب مقدار کافی انرژی تقسیم شده موفق به فرار از هسته شود. این عمل شبیه به تبخیر مولکولها از مایع داغ است.

این نوع واکنشها يك حالت میانه‌ای مشخصی دارند که از جذب ذره تابشی شروع و به گسیل ذره (یا ذرات) ختم می‌شود. حالت میانه هسته مرکب نام دارد. بنابراین واکنش

$$a + X \rightarrow Y + b$$

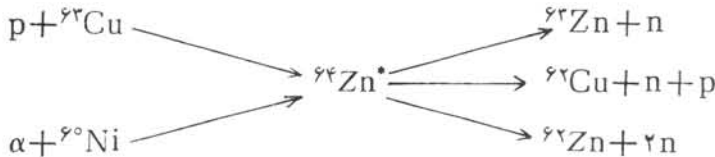
به‌طور نمادی به‌صورت زیر نوشته می‌شود



که  $C^*$  معرف هسته مرکب است.

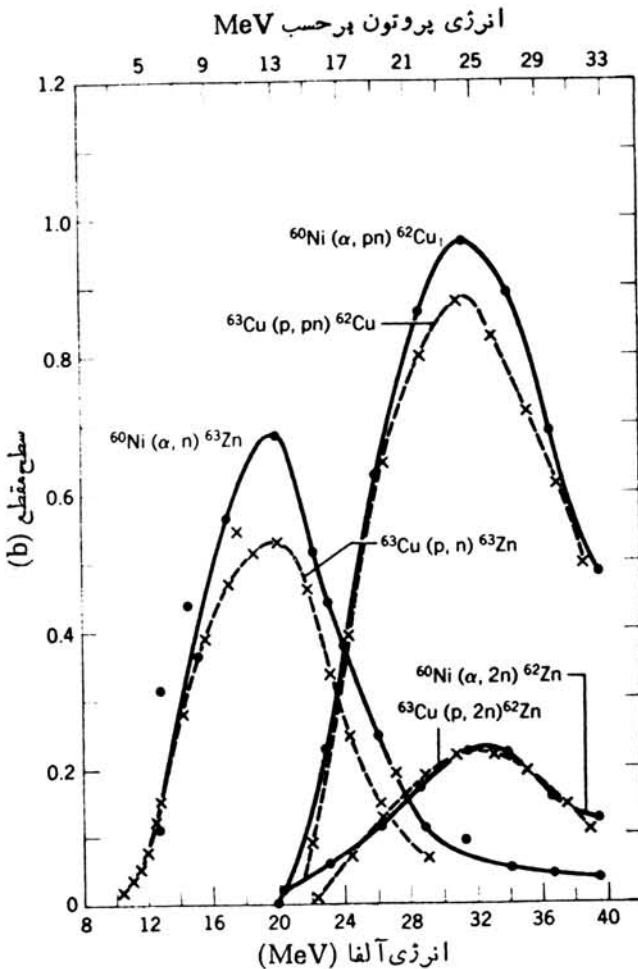
با نوشتن واکنش به این شکل می‌توان فرض کرد که واکنش انجام شده از طریق هسته مرکب يك فرایند دومرحله، شامل تشکیل هسته مرکب و واپاشی آن، است. هر هسته مرکب ممکن است به‌طور مختلفی واپاشیده شود و فرض اساسی مدل هسته مرکب برای واکنشهای هسته‌ای این است که احتمال نسبی واپاشی به هر مجموعه خاصی از محصولات نهایی مستقل از طرز تشکیل هسته مرکب است. احتمال واپاشی فقط به انرژی کل داده شده به سیستم بستگی دارد. در حقیقت، هسته مرکب فرایند تشکیل خود را «فراموش» می‌کند و واپاشی آن بر اساس قواعد آماری حاکم انجام می‌شود.

اینک مثال ویژه‌ای را در نظر می‌گیریم. هسته مرکب  $^{64}\text{Zn}^*$  می‌تواند از طریق چند واکنش مختلف، از جمله  $p + ^{63}\text{Cu}$  و  $\alpha + ^{60}\text{Ni}$  تشکیل شود. ضمناً می‌تواند به‌طور مختلفی نظیر  $^{62}\text{Zn} + n$ ،  $^{63}\text{Zn} + 2n$ ، و  $^{62}\text{Cu} + p + n$  واپاشیده شود. یعنی داریم



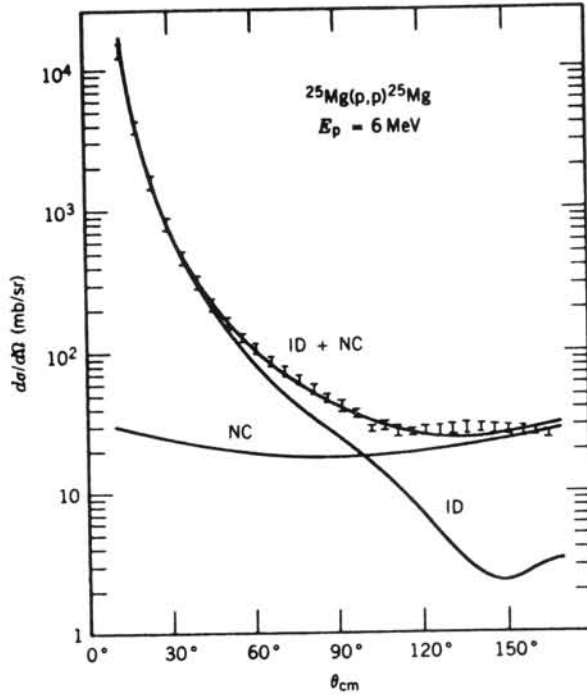
هر گاه این مدل صحیح باشد، انتظار داریم که مثلاً سطح مقطعهای نسبی  $^{63}\text{Cu}(p,n)^{64}\text{Zn}$  و  $^{60}\text{Ni}(\alpha,n)^{64}\text{Zn}$  در انرژیهای تابشی که انرژی برانگیختگی یکسانی را به  $^{64}\text{Zn}^*$  می‌دهند، یکسان باشند. شکل ۱۹۰۱۱ سطح مقطعها را برای حالت نهایی نشان می‌دهد. مقیاسهای انرژی برای پروتونها و ذرات آلفای تابشی طوری جا به جا شده‌اند که به برانگیختگی مشترک کسی برای هسته مرکب مربوط شوند. سازگاری بین هر سه جفت سطح مقطعها قابل توجه است، و این در حقیقت نشان می‌دهد که واپاشی  $^{64}\text{Zn}^*$  به هر يك از حالات نهایی تقریباً مستقل از چگونگی تشکیل اولیه آن است.

در انرژیهای تابشی پایین (۱۰-۲۰ MeV)، مدل هسته مرکب از بهترین کارایی برخوردار است. در این انرژیها، برای پرتابه تابشی شانس اندکی وجود دارد که با حفظ هویت و جدا کثر مقدار انرژی از هسته فرار کند. در هسته‌های متوسط و سنگین هم که فضای داخلی هسته برای جذب انرژی به‌قدر کافی بزرگ است، این مدل به‌بهترین شکل کار می‌کند.

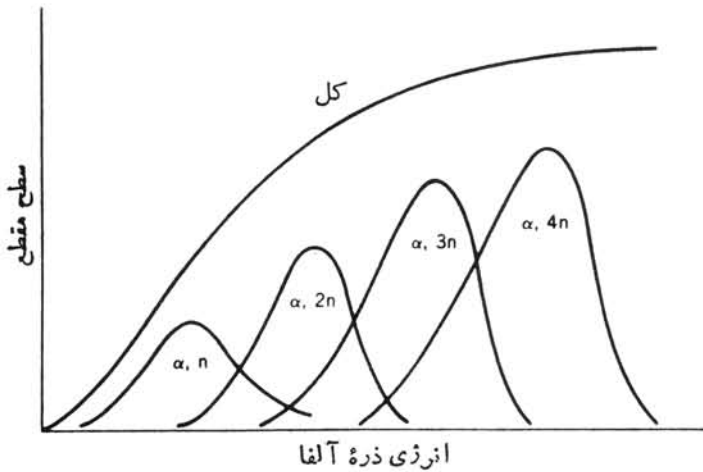


شکل ۱۹.۱۱ سطح مقطعمهای واکنشهای مختلفی که به هسته مرکب  $^{64}\text{Zn}$  منجر می‌شوند از ویژگیهای مشابهی برخوردارند، که این امر با فرضهای اساسی مدل هسته مرکب سازگاری دارد.

مشخصه دیگر واکنشهای هسته مرکب، توزیع زاویه‌ای محصولات است. به خاطر برهم کنشهای کاتوره‌ای بین نوکلئونها انتظار داریم که ذره خروجی با توزیع زاویه‌ای تقریباً همسانگرد (یعنی به طور یکسان در تمام راستاها) گسیل شود. همان طور که در شکل ۲۰.۱۱ نشان داده شده‌است، این انتظار با تجربه سازگاری دارد. درحالاتی که ذره تابشی به صورت یون سنگین باشد، تکانه زاویه‌ای با مقادیر زیاد می‌تواند به هسته مرکب منتقل شود و برای بیرون کشیدن این تکانه زاویه‌ای ذرات گسیل شونده تمایل دارند در زوایای قائم نسبت به بردار تکانه زاویه‌ای و در نتیجه ترجیحاً در زوایای  $0^\circ$  و  $180^\circ$  گسیل شوند. با پرتابه‌های سبک این اثر قابل اغماض است.



شکل ۲۵.۱۱ منحنی مشخص شده با علامت NC سهم حاصل از تشکیل هسته مرکب را در سطح مقطع واکنش  $^{25}\text{Mg}(p, p)^{25}\text{Mg}$ ، و منحنی مشخص شده با علامت ID سهم حاصل از واکنشهای مستقیم را نشان می‌دهد. توجه کنید که سهم واکنش مستقیم از وابستگی زاویه‌ای قوی برخوردار است در حالی که سهم هسته مرکب وابستگی زاویه‌ای کوچکی را نشان می‌دهد.



شکل ۲۱.۱۱ در انرژیهای تابشی بالاتر، احتمال زیادی وجود دارد که نوترونهای اضافی از هسته مرکب «تبخیر» شوند.



قیاس «تبخیر» که در بالا ذکر شد، قیاس کاملاً بجایی است. درحقیقت هر چه انرژی داده شده به هستهٔ مرکب بیشتر باشد، احتمال تبخیر ذرات بیشتر می‌شود. برای هر حالت نهایی، سطح مقطع دارای شکل شبه گاوسی است که در شکل ۱۹.۱۱ نشان داده شد. شکل ۲۱.۱۱ سطح مقطعها را برای واکنشهای  $(\alpha, xn)$  نشان می‌دهد که در آن  $x = 1, 2, 3, \dots$  است. برای هر واکنش، سطح مقطع تا مقدار بیشینه‌ای افزایش و سپس در انرژیهای بالاتر که هسته را برای گسیل یک نوترون اضافی آماده‌تر می‌سازد کاهش می‌یابد.

### ۱۹.۱۱ واکنشهای مستقیم

در نقطهٔ مقابل واکنشهای هستهٔ مرکب، واکنشهای مستقیم قرار دارند که در آنها ذرهٔ تابشی عمدتاً در سطح هسته هدف برهم کنش انجام می‌دهد. چنین واکنشهایی را فرایندهای پیرامونی نیز می‌نامند. با افزایش انرژی ذرهٔ تابشی، طول موج دوبروی آن کاهش می‌یابد و به‌حدی می‌رسد که با احتمال بیشتری با جسمی به بزرگی نوکلئون برهم کنش انجام می‌دهد تا با جسمی به اندازهٔ هسته. یک نوکلئون تابشی با انرژی  $1 \text{ MeV}$  طول موج دوبرویی در حدود  $4 \text{ fm}$  دارد و لذا نوکلئونهای منفرد را «نمی‌بیند» و احتمال بیشتری وجود دارد که از طریق یک واکنش هستهٔ مرکب برهم کنش کند. طول موج دوبروی یک نوکلئون  $20 \text{ MeV}$  در حدود  $1 \text{ fm}$  است و بنابراین ممکن است بتواند در فرایندهای مستقیم شرکت کند. فرایندهای مستقیم بایستترین احتمال بایک نوکلئون یا چند نوکلئون ظرفیت نزدیک به سطح هسته هدف انجام می‌شوند.

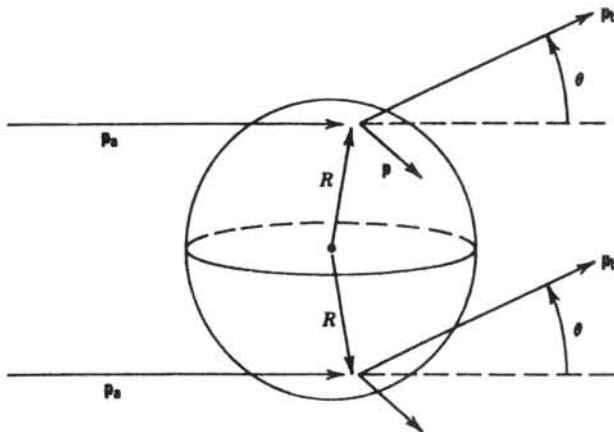
البته ممکن است در یک واکنش مشخص، هر دو فرایند هستهٔ مرکب و مستقیم سهم داشته باشند. چگونه می‌توان سهم هر یک را تشخیص داد و یا فهمید که کدامیک از آنها اهمیت بیشتری دارد؟ دو اختلاف اساسی وجود دارد که به‌طور تجربی می‌تواند قابل مشاهده باشد: (۱) فرایندهای مستقیم خیلی تند و از زمانی از مرتبهٔ  $10^{-22}$  -  $10^{-23}$  s روی می‌دهند در حالی که فرایندهای هستهٔ مرکب در زمانهای طولانیتر، شاید از مرتبهٔ  $10^{-16}$  -  $10^{-18}$  s تا  $10^{-18}$  -  $10^{-19}$  s صورت می‌گیرند. این زمان اضافی برای توزیع و تمرکز مجدد انرژی لازم می‌شود. برای تشخیص این دوبارهٔ زمانی فوق‌العاده کوتاه از یکدیگر، روشهای تجربی مبتکرانه‌ای وجود دارد. (۲) توزیعهای زاویه‌ای ذرات خروجی در واکنشهای مستقیم تمایل دارند که نسبت به واکنشهای هستهٔ مرکب قلهٔ تیزتری داشته باشند.

پراکندگی ناکشسان می‌تواند از طریق فرایند مستقیم یا هستهٔ مرکب انجام شود که نوع آن عمدتاً به انرژی ذرهٔ تابشی وابسته است. واکنش برونکی دوترون  $(d, n)$  مثالی از یک واکنش انتقالی است که در آن یک پروتون منفرد از پرتابه به هدف منتقل می‌شود، و این فرایند نیز ممکن است توسط هر دو سازوکار انجام شود. واکنش دیگر برونکی دوترون، یعنی  $(d, p)$ ، ممکن است با احتمال زیاد توسط فرایند مستقیم انجام شود، زیرا «تبخیر» پروتون از هستهٔ مرکب به‌خاطر سد کولنی با مانع روبه‌رو است. احتمال اینکه واکنش  $(\alpha, n)$  از طریق فرایند مستقیم انجام شود خیلی کم است، زیرا این فرایند مستلزم یک انتقال منفرد سه‌نوکلئون

به حالت‌های ظرفیت هدف است که بی‌اندازه غیرمحمتم خواهد بود. یکی از کاربردهای مخصوصاً مهم واکنشهای انتقالی ذره منفرد بخصوص  $(d, p)$  و  $(d, n)$  را مطالعه حالت‌های برانگیخته مدل پوسته‌ای با انرژی پایین تشکیل می‌دهد. در هر واکنش معین می‌توان چند حالت از این نوع تمرکز را یافت. با استفاده از انرژی نوکلئون خروجی می‌توان یک حالت برانگیخته بخصوص را انتخاب کرد. با انجام این عمل، ما یلیم که مشخصات حالت مدل پوسته‌ای آن را تعیین کنیم. برای این کار به توزیع زاویه‌ای ذرات گسیل شده نیاز داریم که غالباً اسپین و پاریته حالتی را که از یک واکنش مخصوص حاصل می‌شود به دست می‌دهد. بنا بر این در مطالعات واکنشهای انتقالی، توزیعهای زاویه‌ای از اهمیت زیادی برخوردارند. (مثلاً واکنشهای قاپ‌زنی  $(p, d)$  که در آن نوکلئونی از هدف جذب پرتابه می‌شود نیز می‌توانند اطلاعاتی را درباره حالت‌های ذره منفرد به دست دهند.) در اینجا انتقال تکانه زاویه‌ای در یک واکنش بر کنسی دوترون را با تفصیل بیشتری مورد نظر قرار می‌دهیم. در آرایش هندسی شکل ۲۲.۱۱، ذره تابشی با تکانه  $\mathbf{p}_a$  باعث تولید ذره خروجی با تکانه  $\mathbf{p}_b$  می‌شود، در حالی که هسته باقیمانده (هسته هدف به اضافه نوکلئون منتقل شده) باید با تکانه  $\mathbf{p} = \mathbf{p}_a - \mathbf{p}_b$  پس‌زنی کند. در فرایند مستقیم می‌توان فرض کرد که نوکلئون منتقل شده به طور لحظه‌ای تکانه پس‌زنی را با خود منتقل می‌کند و باید در مداری با تکانه زاویه‌ای مداری  $l = Rp$  قرار گیرد، البته با این فرض که برهم‌کنش در سطح هسته روی می‌دهد. بردارهای تکانه طبق قانون کسینوسها با یکدیگر ارتباط دارند

$$\begin{aligned} p^2 &= p_a^2 + p_b^2 - 2p_a p_b \cos \theta \\ &= (p_a - p_b)^2 - 2p_a p_b (1 - \cos \theta) \end{aligned} \quad (57.11)$$

با در دست داشتن انرژیهای ذرات ورودی و خروجی می‌توان رابطه مستقیمی بین  $l$  و  $\theta$  به دست



شکل ۲۲.۱۱ آرایش هندسی واکنشهای مستقیم که عمدتاً در سطح هسته اتفاق می‌افتند.

آورد، یعنی ذراتی که تحت زاویه مشخص بیرون می‌آیند باید متناظر با تکانه زاویه‌ای خاصی از ذره دوار باشند.

اینک مثال خاصی را در نظر می‌گیریم. واکنش (d, p) در هسته  ${}^9\text{Zr}$  به حالت‌های مدل پوسته‌ای نوترون منفرد در  ${}^9\text{Zr}$  منجر می‌شود. مقدار  $Q$  در حدود  $5\text{ MeV}$  است، و در نتیجه یک دوترون تابشی با انرژی  $5\text{ MeV}$  پروتونی با انرژی حدود  $10\text{ MeV}$  تولید می‌کند که باید انرژی برانگیختگی احتمالی  ${}^9\text{Zr}$  را از آن کم کرد. از آنجا که در این انرژیها  $p_a \cong p_b = 140\text{ MeV}/c$ ، معادله (۵۷.۱۱) نتیجه زیر را به دست می‌دهد

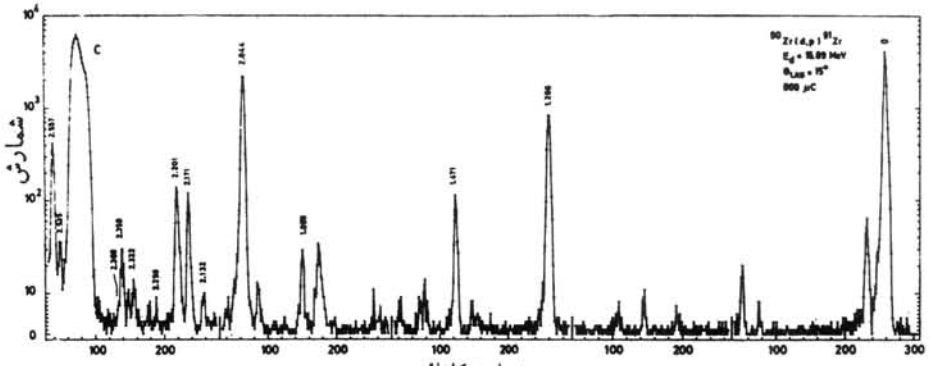
$$l = \left[ \frac{2c^2 p_a p_b (2 \sin^2 \theta / 2)}{\hbar^2 c^2 / R^2} \right]^{1/2} \cong \lambda \sin \frac{\theta}{2}$$

برای هر انتقال تکانه زاویه‌ای انتظار داریم که پروتونهای خروجی را در زوایای زیر بیابیم  $0^\circ$  به ازای  $l=0$ ؛  $14^\circ$  به ازای  $l=1$ ؛  $29^\circ$  به ازای  $l=2$ ؛  $44^\circ$  به ازای  $l=3$ . این برآورد نیمه کلاسیکی ساده با وجود اسپینهای ذاتی ذرات، که در اینجا صرف نظر شده‌اند، تغییر خواهد کرد. همان‌طور که در شکل ۲۲.۱۱ نشان داده شده است، بین پراکنده‌گیهایی که در طرفین هسته اتفاق می‌افتند نیز تداخلی صورت می‌گیرد. وجود این تداخل باعث ظهور کمینه‌ها و بیشینه‌هایی در توزیع زاویه‌ای می‌شود.

شکل ۲۳.۱۱ نتیجه مطالعات واکنشهای (d, p) را در مورد  ${}^9\text{Zr}$  نشان می‌دهند. چند حالت پایین در طیف پروتون مشاهده می‌شود و با توجه به توزیعهای زاویه‌ای می‌توان به هر یک از این حالتها اسپین و پارینته خاصی در  ${}^9\text{Zr}$  نسبت داد. به‌حضور کمینه‌ها و بیشینه‌ها در توزیع زاویه‌ای توجه کنید. معمولاً انتقال تکانه زاویه‌ای نیز تغییر پارینته واکنشها را به دست می‌دهد؛ وقتی که پارینته تغییر نکند داریم، زوج  $l=0$  و چنانچه تغییری در پارینته به وجود آید، فرد  $l=1$  خواهد شد. هر گاه بخواهیم با واکنشهای انتقالی ذره منفرد نظیر (d, p) به مطالعه حالت‌های مدل پوسته‌ای در هسته‌های  $A$  فرد پردازیم، هسته  $Z$  زوج و  $N$  زوج را به‌عنوان هدف به کار می‌بریم و لذا اسپین و پارینته اولیه  $0^+$  است. اگر تکانه زاویه‌ای مداری منتقل شده  $l$  باشد، در این صورت حالت هسته‌ای نهایی  $l \pm 1/2$  خواهد بود، که دخالت اسپین نوکلئون منتقل شده را مجاز می‌دارد. مثلاً برای  $l=2$ ، می‌توان به حالت‌های  $z=3/2$  یا  $z=5/2$  رسید که هر دو پارینته زوج خواهند داشت.

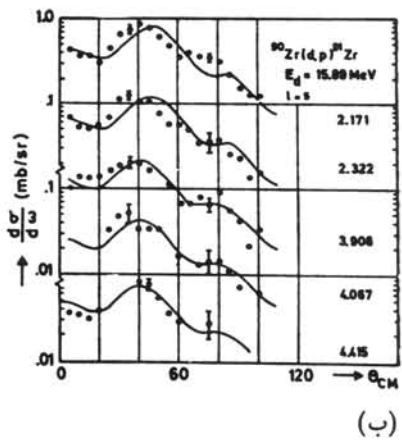
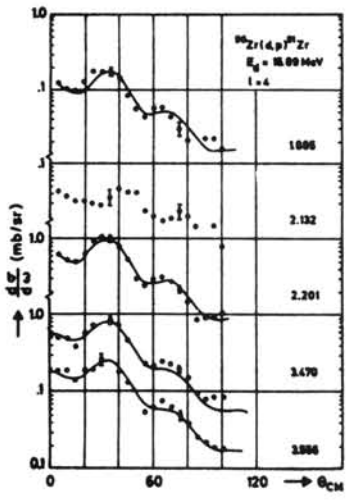
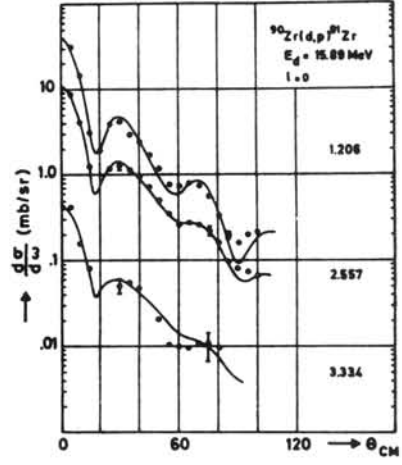
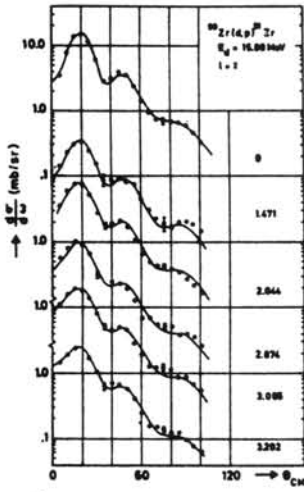
نظریه کامل واکنشهای مستقیم مفصل و خارج از سطح این کتاب است، ولی می‌توان رئوس مطالب را به‌صورت تمرینی از کاربرد اصول مکانیک کوانتومی ارائه داد. دامنه گذار برای اینکه سیستم از حالت اولیه  $(X+a)$  به حالت نهایی  $(Y+b)$  برود، از جزء ماتریسی معمول مکانیک کوانتومی به دست می‌آید

$$M = \int \psi_Y^* \psi_b^* V \psi_X \psi_a dv \quad (58.11)$$



شماره کانال

(الف)

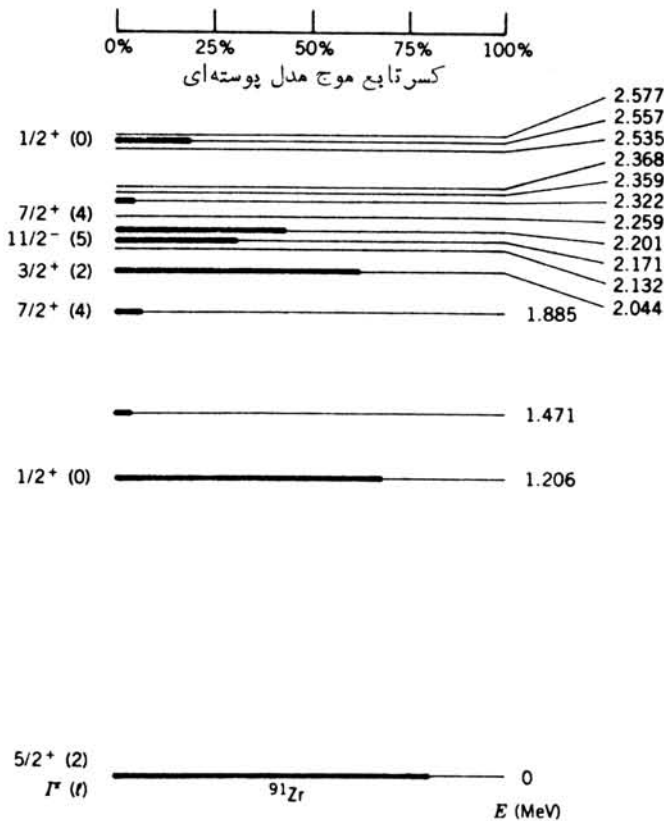


(ب)

شکل ۲۳.۱۱ (الف) طیف پروتون حاصل از  $^{90}\text{Zr}(d, p)^{91}\text{Zr}$ . قله‌ها حاکی از حالت‌های نهایی  $^{91}\text{Zr}$  هستند. قله بزرگ واقع در طرف چپ از ناخالصی کربن حاصل می‌شود. (ب) توزیع‌های زاویه‌ای برای تعیین مقدار  $l$  تنظیم شده‌اند. توجه کنید که با افزایش  $l$  موقعیت پیشینه اول به طرف زوایای بزرگتر تغییر می‌کند. این موضوع از معادله (۵۷.۱۱) قابل پیش‌بینی است. برای درک حالت‌های پراکنده به شکل ۲۴.۱۱ رجوع کنید.

برهم کنش  $V$  باید تابع بسیار پیچیده‌ای از مختصات مختلف هسته‌ای باشد. يك فرض بسیار ساده استفاده از موج تخت تقریب بودن است، که در آن  $\psi_a$  و  $\psi_b$  به صورت امواج تخت در نظر گرفته می‌شوند. با استفاده از بسط موج کسروی به شکل معادله (۳۱.۱۱) می‌توان  $e^{i p \cdot r / \hbar}$  را بسط داد و با در نظر گرفتن این فرض که برهم کنش در سطح هسته روی می‌دهد، انتگرال را فقط در  $r = R$  محاسبه کرد. جزء ماتریسی با  $j_l(kR)$  متناسب است که در آن  $k = p / \hbar$  از طریق معادله (۵۷.۱۱) وابستگی زاویه‌ای را به طور صریح نشان می‌دهد. در این صورت سطح مقطع متناسب با  $[j_l(kR)]^2$  است که نتایج به صورت شکل ۲۳.۱۱ به دست می‌دهد.

يك مرحله دیگر این محاسبه را نیز در نظر می‌گیریم. مدل اپتیکی را با توجه به این



شکل ۲۳.۱۱ نمودار تراز استنتاجی  ${}^{91}\text{Zr}$ . هر مقدار  $l$  (بجز صفر) که از توزیعهای زاویه‌ای شکل ۲۳.۱۱ به دست آمده باشد به انتساب پارامتر مشخص با دو مقدار ممکن  $l \pm 1/2$  منجر می‌شود. در اینکه کدامیک صحیح است باید از آزمایشهای دیگر تعیین شود. شدت نسبی ذره منفرد در هر تراز به کمک طول سایه نشان داده شده است. بنا بر این حالت پایه تقریباً حالت مدل پوسته‌ای خالص  $d_{5/2}$  است.

حقیقت به کار می‌بریم که امواج تخت ورودی و خروجی به وسیله هسته تغییر شکل داده می‌شوند (یا واپیچیده می‌شوند). این موضوع به عنوان تقریب بودن موج واپیچیده یا DWBA شناخته می‌شود. حتی می‌توان از تابع موجهای مدل پوسته‌ای صریح نیز برای حالت نهایی استفاده کرد، و بالاخره سطح مقطع جزئی را برای واکنش به دست آورد. از آنجا که هیچ حالت مدل پوسته‌ای «خالص» وجود ندارد، سطح مقطع محاسبه شده ممکن است نمائنده چندین حالت نهایی متفاوت باشد. هر کدام از این حالتها يك سطح مقطع جزئی خواهد داشت که شکل آن را می‌توان با دقت بر اساس این مدل محاسبه کرد، اما دامنه سطح مقطع هر حالت خاصی به کسری از حالت مدل پوسته‌ای خالص موجود در تابع موج آن حالت وابسته است. بنابراین سطح مقطع اندازه‌گیری شده با عددی بین صفر و یک که ضریب طیفی  $S$  نام دارد، از مقدار محاسبه شده ذره منفرد مدل پوسته‌ای به دست می‌آید

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{اندازه‌گیری شده}} = S \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{محاسبه شده}} \quad (59.11)$$

در يك حالت مدل پوسته‌ای خالص  $S = 1$  است. اغلب در عمل می‌بینیم که تابع موج مدل پوسته‌ای روی چندین حالت توزیع شده است. شکل ۲۴.۱۱ مثالهایی از ضرایب طیفی اندازه‌گیری شده را برای  $^{91}\text{Zr}$  نشان می‌دهد.

## ۱۲.۱۱ واکنشهای تشدیدي

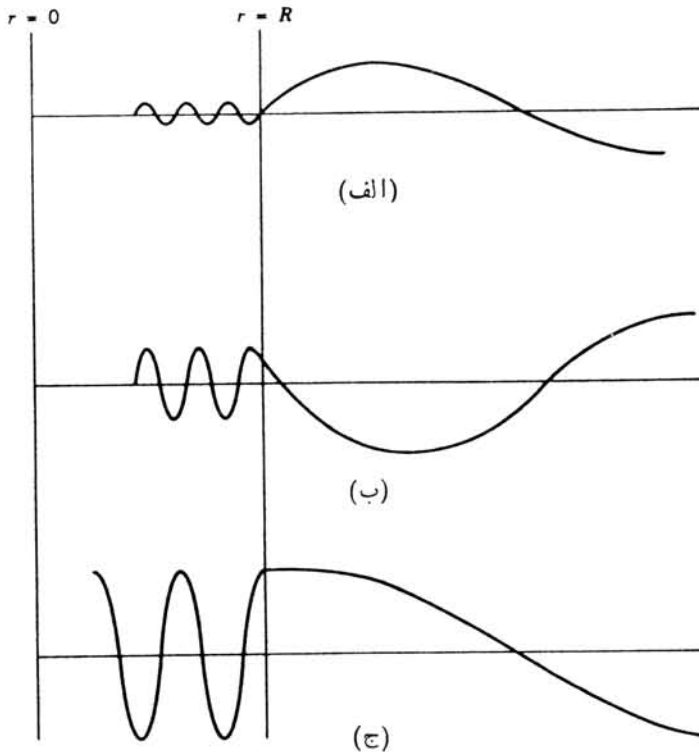
مدل هسته مرکب برای واکنشهای هسته‌ای طوری باحالتهای هسته‌ای نامعقد سروکار دارد که گویی از پیوستار بدون ساختاری تشکیل می‌شوند. یعنی ممکن است حالتهای هسته‌ای ناپیوسته‌ای وجود داشته باشند، اما تعداد آنها بسیار زیاد است و به قدری نزدیک به یکدیگر قرار دارند که طیف پیوسته‌ای را تشکیل دهند. هر يك از این حالتها فرضاً ناپیوسته در مقابل واپاشی ناپایدار است و بنا بر این پهنای مشخصی خواهد داشت. هنگامی که حالتها به قدری فراوان باشند که فاصله بین آنها خیلی کوچکتر از پهنای حالتها منفرد باشد، در این صورت پیوستار هسته مرکب حاصل می‌شود.

حالتهای مقید مطالعه شده به وسیله واکنشهای مستقیم، در انتهای دیگر مقیاس قرار می‌گیرند. از آنجا که این حالتها در مقابل گسیل ذره پایدارند، میانگین عمر آنها خیلی طولتر (مثل مشخصه واپاشی  $\gamma$ ) و پهنای متناظرشان خیلی کوچکتر است. مثلاً حالتی با طول عمر ۱ ps دارای پهنایی در حدود  $10^{-3} \text{ eV}$  است، که خیلی کوچکتر از فاصله نوعی بین حالتها مقید است. بنابراین حق داریم که آنها را به صورت حالتها ناپیوسته با تابع موجهای مشخص در نظر بگیریم.

بین این دو حد ناحیه تشدید (ترازهای ناپیوسته در ناحیه هسته مرکب) قرار دارد. احتمال تشکیل این ترازها خیلی زیاد (سطح مقطعهای بزرگ) و پهنای آنها خیلی کوچک

است زیرا در انرژی تابشی پایین، جایی که احتمال وقوع این تشدیدها زیاد است، حالت شبه مقیدی که تشکیل شده است معمولاً فقط دو مد واپاشی در اختیار دارد: پرتاب مجدد ذره تابشی، همانند پراکندگی کشسان یا ناکشسان، یا گسیل  $\gamma$ .

برای درک کیفی تشکیل تشدیدها، پتانسیل هسته‌ای ذره گیر اندازی شده را به صورت چاه مربعی شکل نمایش می‌دهیم. تابع موجهای نوسانی در داخل و خارج چاه باید به طور هموار برهم منطبق شوند، همان‌طور که در شکل ۷.۴ (الف) این کار را برای پراکندگی نوکلئون-نوکلئون انجام دادیم. شکل ۲۵.۱۱ چند نمونه از چگونگی امکان وقوع آن را نشان می‌دهد. بر حسب فاز تابع موج درون هسته، تطبیق ملایم دامنه‌های نسبی تابع موجهای داخل و خارج هسته می‌تواند به روشهای بسیار متفاوتی اتفاق بیفتد. در حالت (الف)، ذره تابشی از احتمال نسبتاً کوچکی برای نفوذ به هسته برخوردار است و یک حالت شبه مقید را تشکیل می‌دهد. در حالت (ج)، احتمال خیلی زیادی برای نفوذ وجود دارد. با تغییر انرژی ذره



شکل ۲۵.۱۱ (الف) در موردی که احتمال تشدید خیلی ضعیف است. تابع موجهای بیرونی و درونی به‌طور نامناسبی برهم منطبق می‌شوند و نفوذ به هسته اندک است. (ب) همان‌طور که تطبیق بهبود می‌یابد، احتمال بیشتری برای نفوذ وجود دارد. (ج) در حالت تشدید، دامنه‌ها به‌خوبی برهم منطبق می‌شوند، ذره تابشی به‌آسانی نفوذ می‌کند، و سطح مقطع به بیشینه می‌رسد.

تابشی، فازنسی تابع موجهای داخلی وخارجی تغییر می کند و در نتیجه محل نقطه تطبیق و دامنه های نسبی نیز تغییر می کنند. تنها به ازای انرژیهای تابشی مشخص می توانیم به شرایط نشان داده شده در قسمت (ج) شکل ۲۵.۱۱ برسیم که آنها را انرژیهای تشدید در سطح مقطع می نامند.

در یک تشدید منزوی منفرد با انرژی  $E_R$  و پهنای  $\Gamma$ ، نمایه انرژی سطح مقطع در نزدیکی تشدید، صفت مشخصه توزیع انرژی حالت واپاشنده با طول عمر  $\tau = \hbar/\Gamma$  را نشان می دهد. برای مثال به معادله (۲۰.۶) یا شکل ۳.۶ مراجعه کنید. تشدیدهایی روی می دهد که سطح مقطع کلی دارای بیشینه است. از معادله (۴۸.۱۱)، با این فرض که فقط یک موج جزئی  $l$  برای حالت تشدید مهم است، یک تشدید پراکندگی به ازای  $\eta_l = -1$  به دست می آید که به اختلاف فاز  $\delta_l = \pi/2$  مربوط است.

از بسط اختلاف فاز حول مقدار  $\delta_l = \pi/2$  می توان شکل تشدید را به دست آورد. هرگاه  $\cot \delta_l$  را بسط دهیم، همگرایی بهتر بسط سری تیلور را خواهیم داشت

$$\cot \delta_l(E) = \cot \delta_l(E_R) + (E - E_R) \left( \frac{\partial \cot \delta_l}{\partial E} \right)_{E=E_R} + \frac{1}{2} (E - E_R)^2 \left( \frac{\partial^2 \cot \delta_l}{\partial E^2} \right)_{E=E_R} + \dots \quad (۶۰.۱۱)$$

که در آن

$$\left( \frac{\partial \cot \delta_l}{\partial E} \right)_{E=E_R} = - \left( \frac{\partial \delta_l}{\partial E} \right)_{E=E_R} \quad (۶۱.۱۱)$$

بنابراین با تعریف  $\Gamma$  به صورت زیر

$$\Gamma = 2 \left( \frac{\partial \delta_l}{\partial E} \right)_{E=E_R}^{-1} \quad (۶۲.۱۱)$$

می توان نشان داد که جمله مرتبه دوم حذف می شود و لذا (با چشمپوشی از جملات مرتبه بالاتر) خواهیم داشت

$$\cot \delta_l = - \frac{(E - E_R)}{\Gamma/2} \quad (۶۳.۱۱)$$

از آنجا که  $\Gamma$  پهنای کامل تشدید است، سطح مقطع باید به نصف مقدار مرکزی در  $E - E_R = \pm \Gamma/2$  سقوط کند. از معادله (۶۳.۱۱) ملاحظه می شود که این امر وقتی روی می دهد که  $\cot \delta_l = \pm 1$ ، یا  $3\pi/4$ ،  $\delta_l = \pi/4$ ،  $\delta_l = \pi/2$  (قابل قیاس با  $\delta_l = \pi/2$  در مرکز تشدید) باشد. سطح مقطع به  $\sin^2 \delta_l$  وابسته است که در واقع به نصف مقدار مرکزی در



با پهنای نشان داده شده در شکل ۳.۶ سازگاری دارد. از معادله (۶۳.۱۱) خواهیم داشت

$$\sin \delta_l = \frac{\Gamma/2}{[(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4]^{1/2}} \quad (64.11)$$

و با استفاده از معادله (۴۵.۱۱)، سطح مقطع پراکندگی به صورت زیر درمی آید

$$\sigma_{sc} = \frac{\pi}{k^2} (2I + 1) \frac{\Gamma^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (65.11)$$

این نتیجه را می‌توان به دو طریق تعمیم داد. در حالت اول، می‌توان اثرات ذرات برهم کنشی با اسپین را در نظر گرفت. هر گاه  $s_a$  و  $s_x$  اسپین ذرات تابشی و هدف و  $I$  نیز تکانه زاویه‌ای کل تشدید باشد، داریم

$$I = s_a + s_x + I \quad (66.11)$$

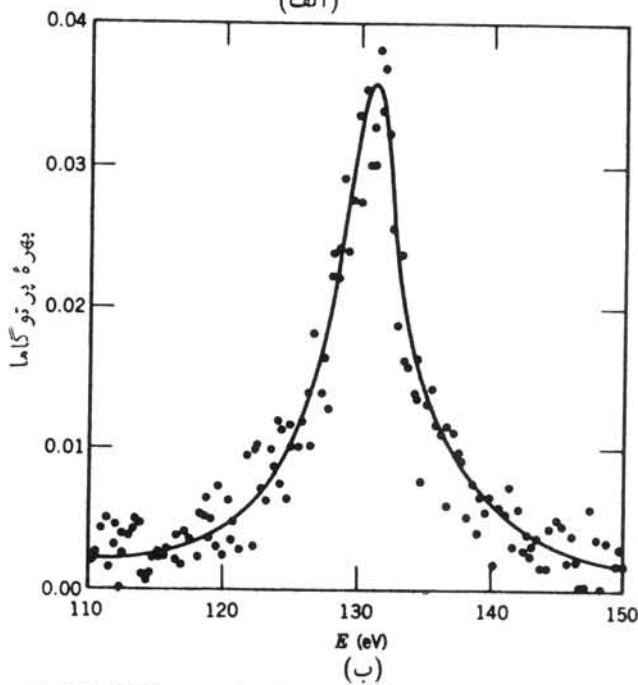
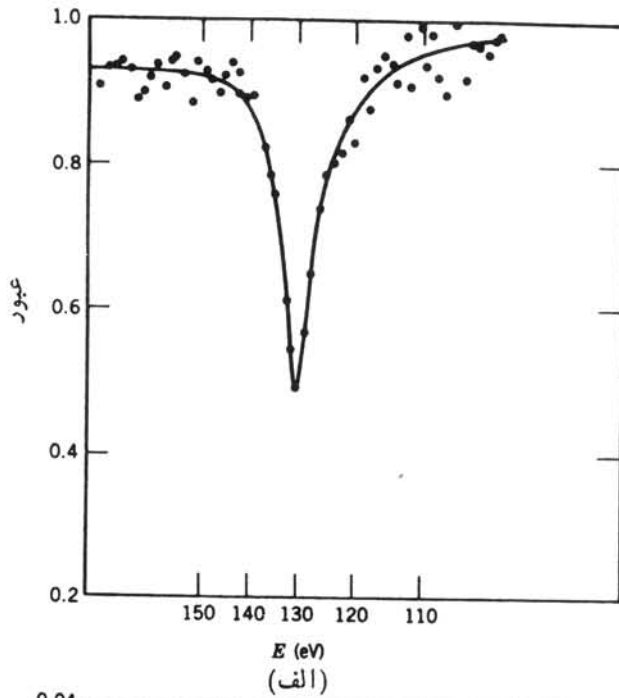
لذا عامل  $(2I + 1)$  در معادله (۶۵.۱۱) را باید با عامل آماری کلی‌تر زیر جایگزین کرد

$$g = \frac{2I + 1}{(2s_a + 1)(2s_x + 1)} \quad (67.11)$$

توجه کنید که برای ذرات بدون اسپین،  $g$  به صورت  $(2I + 1)$  درمی آید. دومین تغییری که باید وارد کنیم این است که پهنای ورود و خروج جزئی را در نظر بگیریم. هر گاه تشدید از طریق زیادی بتواند واپاشیده شود، در این صورت پهنای کل  $\Gamma$  مجموع تمام پهنای‌های جزئی  $\Gamma_i$  است

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i \quad (68.11)$$

عامل  $\Gamma^2$  در مخرج معادله (۶۵.۱۱) به پهنای واپاشی حالت تشدید و از این رو طول عمر آن مربوط می‌شود:  $\Gamma = \hbar/\tau$ . مشاهده تنها یک کانال ورودی یا خروجی منفرد تأثیری روی این عامل ندارد، زیرا تشدید همیشه با طول عمر یکسان  $\tau$  واپاشیده می‌شود. در مقام مقایسه در واپاشی رادیواکتیو، فعالیت بر حسب زمان متناسب با ثابت واپاشی کل کاهش می‌یابد، و این امر حتی اگر فقط شاخه منفردی را بایک ثابت واپاشی جزئی خیلی متفاوت مشاهده کنیم نیز صادق است. از طرف دیگر، عامل  $\Gamma^2$  در صورت مستقیماً با تشکیل تشدید و با احتمال واپاشی آن در کانال خروجی خاص ارتباط دارد. در حالت مربوط به پراکندگی کشسان که برای آن



شکل ۳۶-۱۱ تشدید نوترون در پراکندگی از هدف  $^{59}\text{Co}$ . (الف) شدت نوترونهای عبور کرده از هدف  $^{59}\text{Co}$  را نشان می‌دهد. در حالت تشدید، احتمال انجام واکنش به حداکثر می‌رسد و شدت پاریکه عبوری به حداقل سقوط می‌کند. در (ب) بهره پرتو  $\gamma$  برای گیراندازی تاپشی نوترون به وسیله  $^{59}\text{Co}$  نشان داده شده است. در اینجا، بهره پرتوهای  $\gamma$  وقتسی بیشینه است که احتمال تحقق واکنش به بیشترین مقدار خود برسد.

معادله (۶۵.۱۱) را به دست آوریم، کانالهای ورودی و خروجی یکسان اند. یعنی، برای  $a+X \rightarrow a+X$  باید پهنای جزئی  $\Gamma_{aX}$  کانالهای ورودی و خروجی را به کار ببریم

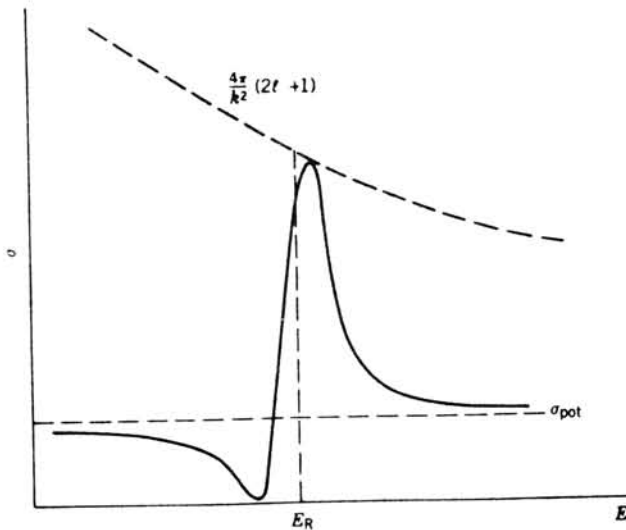
$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} g \frac{(\Gamma_{aX})^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (۶۹.۱۱)$$

به طریق مشابه، برای واکنش  $a+X \rightarrow b+Y$ ، يك پهنای خروجی متناسب باید به کار رود

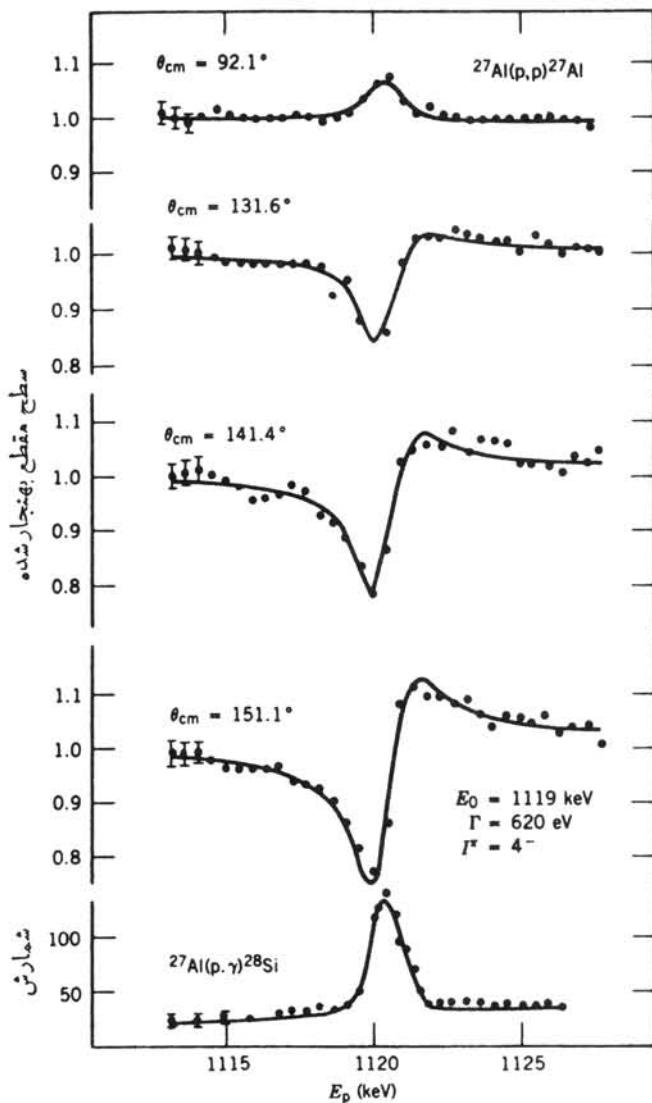
$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} g \frac{\Gamma_{aX}\Gamma_{bY}}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (۷۰.۱۱)$$

معادلات (۶۹.۱۱) و (۷۰.۱۱) نمونه‌هایی از فرمول برایت-ویگنر برای شکل يك تشدید منزوی منفردند. شکل ۲۶.۱۱ چنین تشدیدی را با شکل برایت-ویگنر نشان می‌دهد. سطح مقطع جذب تشدیدی تابش  $\gamma$  از شکل مشابهی، که از معادلات (۲۹.۱۰) و (۳۰.۱۰) به دست می‌آید، برخوردار است.

بین بسیاری از تشدیدهای پراکندگی کشسان و آنچه از فرمول برایت-ویگنر به دست می‌آید، تفاوت شکل وجود دارد. این امر حاکی از وجود سهم دیگری از پراکندگی مستقیم ذره تابشی در دامنه واکنش بر اثر پتانسیل هسته‌ای، بدون تشکیل حالت تشدید، است. این



شکل ۲۷.۱۱ تداخل بین پراکندهای پتانسیلی و تشدیدی، تشدیدهای با این شکل مشخصه را ایجاد می‌کند.



شکل ۲۸-۱۱ تشدیدهای واکنش  $^{27}\text{Al}(p, p)^{27}\text{Al}$ . این تشدیدها در هسته  $^{28}\text{Si}$  روی می‌دهند. توجه کنید که بهره  $(p, \gamma)$  تشدید را در همان انرژی نشان می‌دهد.

فرایند را پراکندگی پتانسیلی یا پراکندگی کشان-شکل می‌نامند. پراکندگی پتانسیلی و پراکندگی تشدیدي هر دو در دامنه پراکندگی کشان سهم هستند و تداخل بین این دو فرایند باعث تغییر سطح مقطع می‌شود. تداخل می‌تواند سطح مقطع ترکیب شده را به مقداری کوچکتر از آنچه که برای هر یک از فرایندها به تنهایی وجود دارد کاهش دهد. بنا بر این صحیح نخواهد بود که سطح مقطعی این دو فرایند را به طور ساده با هم جمع کنیم. برای هر دو فرایند با هم

می‌توان نوشت

$$\eta_l = e^{\gamma(\delta_{IR} + \delta_{IP})} \quad (71.11)$$

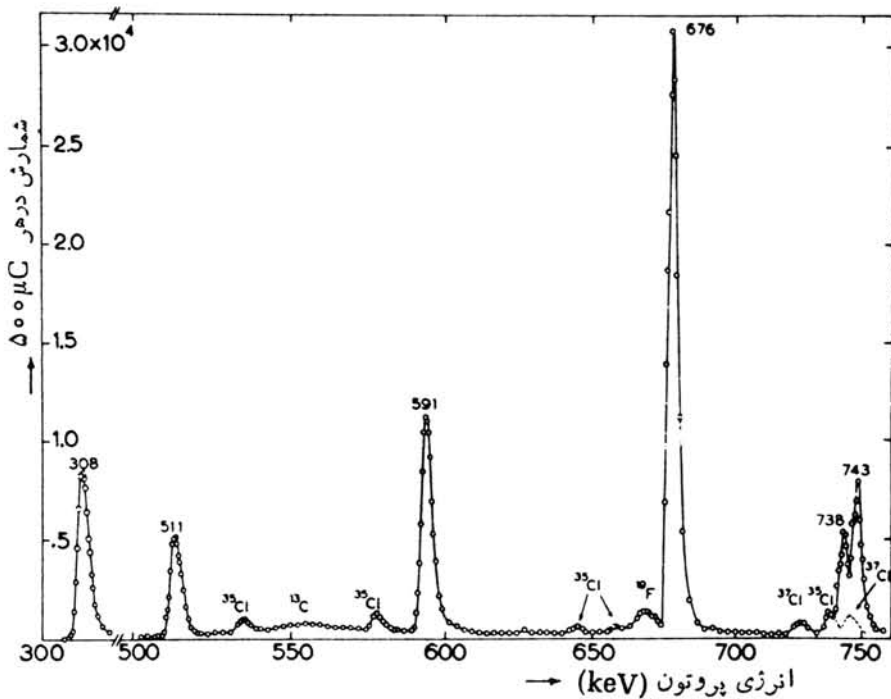
که در آن  $\delta_{IR}$  همانند مورد معادلات (۶۳.۱۱) یا (۶۴.۱۱) تغییر فاز تشدید، و  $\delta_{IP}$  قسمت اضافی تغییر فاز بر اثر پراکندگی پتانسیلی است. از معادله (۴۴.۱۱) سطح مقطع را به دست می‌آوریم

$$\sigma_{sc} = \frac{\pi}{k^2} (2l+1) \left| e^{-\gamma i \delta_{IP}} - 1 + \frac{i\Gamma}{(E - E_R) + i\Gamma/2} \right|^2 \quad (72.11)$$

در نواحی دور از تشدید  $(E - E_R) \gg \Gamma/2$  و جمله پراکندگی پتانسیلی حکمفرما می‌شود

$$\sigma \cong \sigma_{pot} = \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2 \delta_{IP} \quad (73.11)$$

در  $E = E_R$  جمله تشدید حاکم است و



شکل ۲۹.۱۱ تشدیدهای مشاهده شده درگیراندازی پرتوزای پروتون در  $^{23}\text{Na}$ . در این حالت، بهره کل پرتوهای  $\gamma$  درگستره انرژی ۳-۱۳ MeV به صورت تابعی از انرژی پروتون تابشی اندازه گیری شده است. به دلیل استفاده از هدف NaCl قله‌های Cl نیز ظاهر شده‌اند.

$$\sigma \cong \sigma_{\text{res}} = \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \quad (74.11)$$

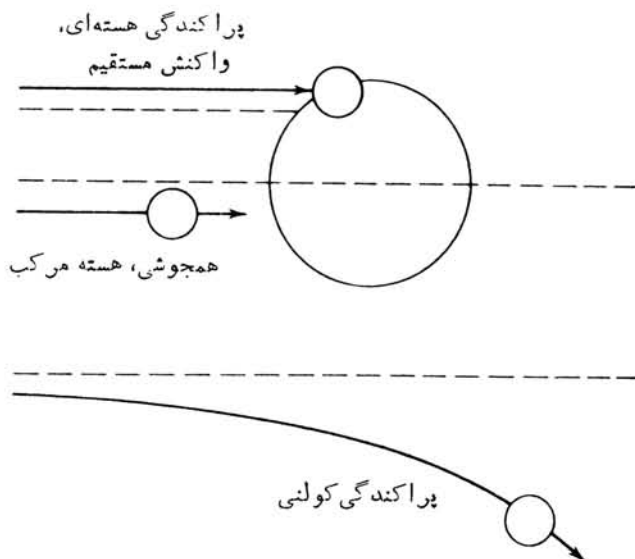
در نزدیکی ناحیه تشدید، تداخل بین دو جمله وجود دارد که شکل مشخصه نشان داده شده در شکل ۲۷.۱۱ را ایجاد می‌کند. طبق این مدل، انتظار داریم که يك «فرورفتگی» تداخلی را در قسمت انرژی پایین تشدید مشاهده کنیم. ارتفاع تشدید باید با افزایش انرژی تابشی تقریباً به صورت  $k^{-2}$  (یعنی به صورت  $E^{-1}$ ) کاهش یابد، و «زمینه» غیر تشدیدی حاصل از پراکندگی پتانسیلی نیز تقریباً باید ثابت باقی بماند. شکل ۲۸.۱۱ سطح مقطعهای پراکندگی را با خصوصیت تشدیدی کاملاً واضح نشان می‌دهد. انتظارات مدل تشدیدی به وضوح بر آورد شده است.

واکنشهای گیراندازی پر توza نیز از خود خصوصیت تشدیدی نشان می‌دهند. شکل ۲۹.۱۱ مثالهایی از واکنشهای  $(p, \gamma)$  را نشان می‌دهد. توجه کنید که این يك طیف  $\gamma$  به مفهوم متداول نیست. محور افقی انرژی پروتون تابشی را نشان می‌دهد نه انرژی گامای گسیل شده را. تشدیدهای مشاهده شده در پراکندگی نوترون با تفصیل بیشتر در فصل ۱۲ بررسی می‌شوند.

### ۱۳.۱۱ واکنشهای یون سنگین

از نقطه نظر واکنشهای هسته‌ای، هر پرتابه  $A > 4$  یون سنگین نامیده می‌شود. شتاب دهنده‌هایی که به مطالعه واکنشهای یون سنگین اختصاص دارند، می‌توانند باریکه یونهای مختلف تا  $238\text{U}$  را با انرژی‌هایی از مرتبه  $1-10\text{MeV}$  به‌ازای هر نوکلئون ایجاد کنند، هر چند که انرژیهای خیلی بالاتر نیز امکان پذیر است.

در شکل ۳۰.۱۱ تنوع فرایندهایی که می‌توانند در واکنشهای یون سنگین رخ دهند به صورت ساده‌ای نشان داده شده است. در پارامتر برخورد های بزرگ، اثرات کولنی حاکم اند و ممکن است پراکندگی رادرفورد یا برانگیختگی کولنی اتفاق بیفتد. هنگامی که چگالیهای هسته‌ای هدف و پرتابه شروع به همپوشی می‌کنند، واکنشهای هسته‌ای می‌توانند روی دهند. همان‌طور که قبلاً در این فصل بحث شد، در همپوشیهای کوچک، پراکندگی کشسان یا ناکشسان معمولی و انتقال چند نوکلئون از طریق واکنشهای مستقیم ممکن است اتفاق بیفتد. در پارامتر برخورد های کوچک، خصوصیات جدید و غیر معمولی این واکنشها پدیدار می‌شوند. هر گاه پارامتر برخورد به قدری کوچک باشد که هستهها بتوانند کاملاً همپوشی داشته باشند، يك هسته مرکب که معرف همجوشی کامل دو هسته است می‌تواند بد صورت يك حالت میانه تشکیل شود. اما، برای غلبه بر سد کولنی دافعه، یون تابشی باید کاملاً بر انرژی باشد و از این رو هسته مرکب با انرژی برانگیختگی قابل توجهی تشکیل می‌شود. این هسته مرکب ممکن است يك حالت غیر معمول از ماده هسته‌ای باشد که در واکنشهای با هسته‌های سبک‌تر توان به آن دسترسی یافت. به خاطر انرژی تابشی زیاد، هسته مرکب ممکن است به چگالی یا

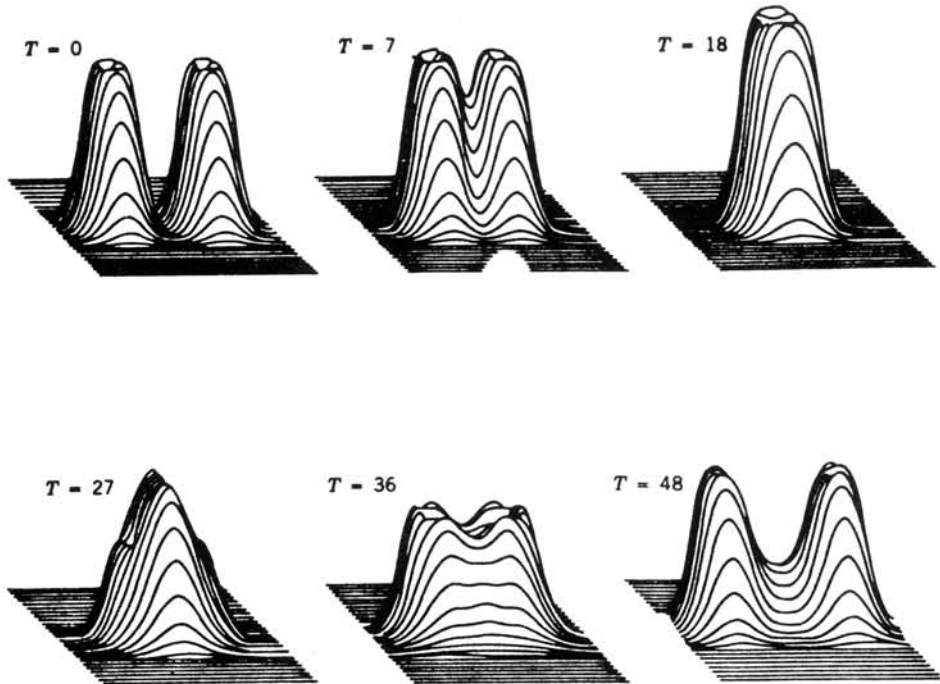


شکل ۳۰.۱۱ هنگامی که انرژی برای نفوذ درسد کولنی کافی باشد، فرایندهای پراکندگی یون سنگین به پارامتر برخورد بستگی دارند.

«دمایی» یعنی انرژی جنبشی میانگین داخلی به ازای هر نوکلئون) و رای آنچه که در واکنشهای یونهای سبک قابل حصول باشد برسد. بنا بر این تحلیل این حالت‌های مرکب و مدهای واپاشی آنها، معرف به چالش گرفتن نظریه هسته‌ای است. آیا می‌توان با برون‌یابی معادله حالت ماده هسته‌ای «عادی»، به معادله‌ای برای ماده هسته‌ای «غیر عادی» رسید؟ شکل ۳۱.۱۱ محاسبات انجام شده برای حالت‌های میانه را نشان می‌دهد که هسته مرکب به شدت برانگیخته  $^{24}\text{Mg}$  از طریق آنها مسیر واکنش  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  را طی می‌کند.

وقتی که حالت مرکب برانگیخته تشکیل شد، کانالهای زیادی برای واپاشی آن وجود خواهند داشت. هسته مرکب ممکن است کم و بیش به نصف شکافته شود. این عمل یا از طریق کانال ورودی اصلی ( $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$ ) یا از طریق کانال خیلی نزدیک ( $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{15}\text{O} + ^9\text{Be}$ ) صورت می‌گیرد. برای هسته‌های سنگینتر، مطالعه مد شکافت امکان می‌دهد که نظریه‌هایی را که از مطالعه حالت‌های آشنا تر شکافت فرا اورانیوم (فصل ۱۳) حاصل شده است، بررسی کنیم.

نوع محتملتر واپاشی هسته مرکب از طریق گسیل ذره صورت می‌گیرد، زیرا سد کولنی بزرگی مانع از تحقق شکافت است. گسیل ذرات باردار (پروتونها یا ذرات  $\alpha$ ) نیز به علت سد کولنی منع شده است. در واکنشهای هسته‌های سنگین، هسته مرکب از لحاظ پروتون خیلی غنی است ولی مد واپاشی ترجیحی هنوز هم گسیل نوترون است. حتی برای هسته‌های سنگین با فزون‌ی ۱۰ تا ۲۰ پروتون یا بیشتر نیز این موضوع معتبر باقی می‌ماند. لذا این امکان وجود دارد که هسته‌های دور از پایداری را از طریق واکنشهای ( $\text{HI}, xn$ ) در ناحیه



شکل ۳۱.۱۱ دوهسته پرخوردکننده  $^{12}\text{C}$  در زمانهای مختلف نشان داده شده‌اند (واحد زمان مساوی  $10^{-24} \times 3.3$ ، وسط نشان داده شده معرف  $1 \text{ fm}^2$  است). مقیاس عمودی چگالی هسته‌ای را نشان می‌دهد که در  $T = 11$  به‌قله می‌رسد. توجه کنید قبل از اینکه سیستم مرکب شکسته شود، نوسانات داخلی روی می‌دهند. انرژی پرتابه تا پشی در حدود  $700 \text{ MeV}$  بوده است.

غنی از پروتون مطالعه کنیم، که در آن HI معرف یون سنگین است و  $x$  ممکن است عددی در گستره ۵-۱۰ باشد.

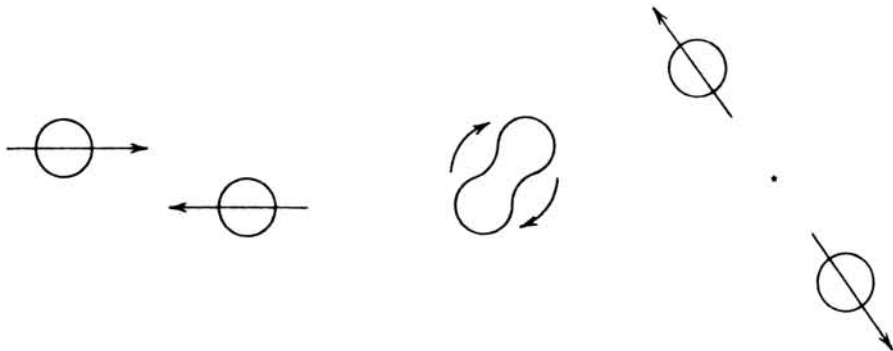
یکی از کاربردهای خاص این واکنشها جستجو برای هسته‌های پایدار یا تقریباً پایدار عناصر فوق سنگین است. اتمهای فرااورانیم که از طریق روش واپاشی بتا زای‌گیراندازی نوترون مطالعه شده‌اند، عدد اتمی‌شان با پله‌های واحد افزایش می‌یابد، ولی این روش قابلیت کاربردی خود را برای هسته‌های حول  $Z = 104$  یا  $Z = 105$  که در آنها نیمه‌عمر واپاشی شکافت خود به‌خود خیلی کوتاه (حدود ثانیه) است از دست می‌دهد. با افزایش  $Z$ ، نیمه عمر شکافت خود به‌خود باید مرتباً کاهش یابد (زیرا انرژی کولنی که موجب ناپایداری منجر به شکافت هسته می‌شود بر حسب  $Z^2$  افزایش می‌یابد)، تا اینکه به ناحیه پوسنه پوسنه بعدی یا «عدد جادویی» پروتونها نزدیک شویم که از طریق محاسبه مقدار آن برابر  $Z = 114$  (به جای  $126$  که برای نوترونها شناخته شده است) به دست آمده است.

برای جستجوی هسته‌های فوق سنگین مستقیماً نیز می‌توانیم اقدام کنیم که این امر از طریق بمباران سنگینترین هدفهای شبه پایدار ممکن ( $^{249}\text{Cf}$  با  $\tau_{1/2} = 351$ ) با استفاده از

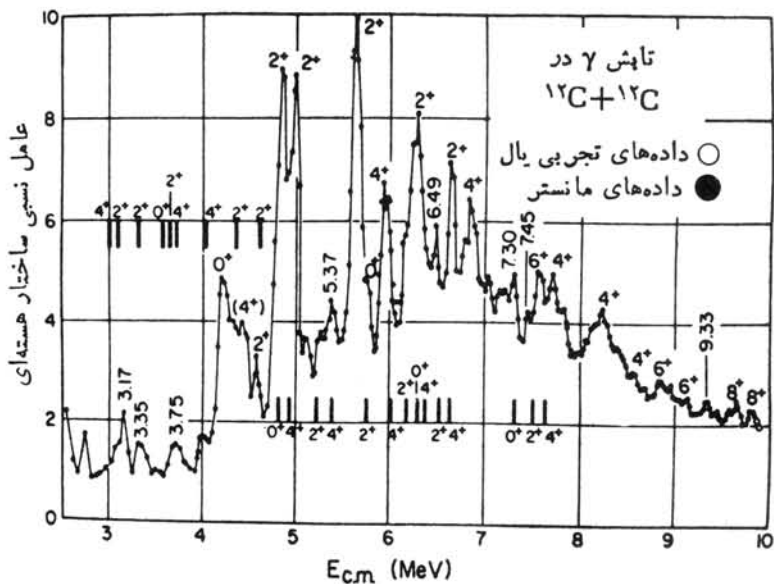


باریکه‌هایی نظیر  $^{32}\text{S}$  یا  $^{40}\text{Ca}$  صورت می‌گیرد. به این ترتیب ممکن است محصولات پایداری را حول  $Z=114$  و  $N=164$  به دنبال گسیل چند نوکلئون از حالت مرکب تولید کنیم. امکان دیگر آن است که درواکنشی نظیر  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ ، حالت مرکب فوق‌العاده سنگین و به شدت ناپایداری را تولید کنیم، با این امید که یکی از کانالهای واپاشی شکافت از احتمال زیاد ایجاد هسته فوق سنگین پایدار برخوردار باشد. با آنکه در این مورد تلاشهای زیادی ادامه داشته است، مع‌هذا تاکنون موفقیتی در هیچکدام از این دو روش گزارش نشده است.

یکی دیگر از ویژگیهای واکنشهای یون سنگین را انتقال مقادیر زیاد تکانه زاویه‌ای به هسته مرکب تشکیل می‌دهد. مثلا درواکنش  $^{40}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ ، ارتفاع سد کولنی در حدود  $200\text{MeV}$  است. هرگاه از  $^{40}\text{Ca}$  تابشی با انرژی  $200\text{MeV}$  استفاده کنیم، یک برخورد خراشان می‌تواند تکانه زاویه‌ای در حدود  $140\hbar$  را در اختیار سیستم بگذارد. حتی در برخوردهای با پارامتر برخورد کوچکتر، انتقال تکانه زاویه‌ای به مقدار  $40\hbar \lesssim l$  به هسته مرکب غیر معمول نیست. در این سرعتهای دورانی، نیروی هسته‌ای قادر نخواهد بود که شتاب مرکز گرای لازم را فراهم سازد و سیستم مرکب ممکن است کاملا ناپایدار باشد و بنا بر این تشکیل آن نیز میسر نشود. در چنین حالتی، تشکیل نوع جدیدی از سیستم امکان پذیر است که آن را مولکول هسته‌ای می‌نامند. شکل ۳۲.۱۱ فرایند را به صورت ساده نشان می‌دهد. این دو هسته سیستم مرکبی را تشکیل نمی‌دهند که متناظر با تقسیم کامل انرژی تابشی است. به جای آن، سیستمی تشکیل می‌شود که قابل مقایسه با یک مولکول دو اتمی است که برای زمان کوتاهی وجود دارد و سپس با همان پیکربندی ذرات تابشی شکسته و از هم جدا می‌شود. از آنجا که سیستم به ذرات اولیه واپاشیده می‌شود، سیستم ترکیبی برخلاف فرض اساسی مدل هسته مرکب، قویاً «خاطره» قبلی خود را حفظ می‌کند. دلیل این حالت‌های مولکولی از مشاهده برانگیختگیهای دورانی و ارتعاشی حاصل می‌شود که با آنچه در مورد مولکولهای معمولی مشاهده شده است ارتباط نزدیک دارد. شکل ۳۳.۱۱ مثالی از حالت‌های مشاهده شده در

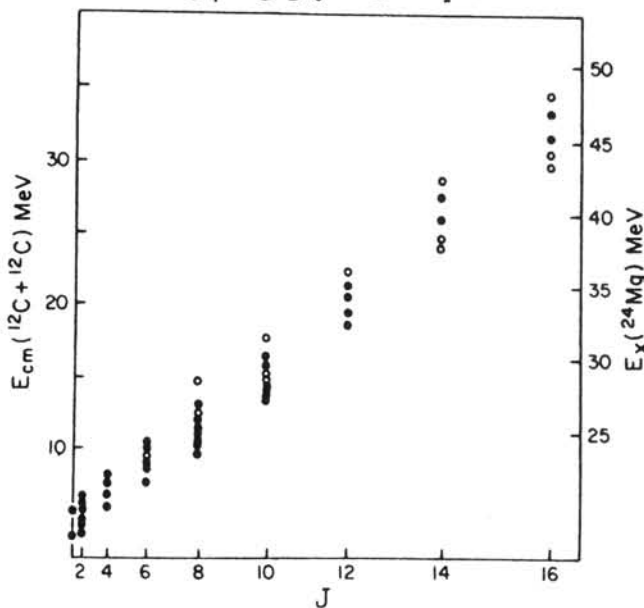


شکل ۳۲.۱۱ در تشکیل مولکول هسته‌ای، همجوشی کامل دودره تحقق نمی‌یابد. اینها «خاطره‌ای» از خصوصیات قبلی خود را حفظ می‌کنند و سپس شکسته و از هم جدا می‌شوند. انرژی داخلی سیستم می‌تواند درست مانند یک مولکول معمولی از خود مؤلفه‌های دورانی و ارتعاشی نشان دهد.



(الف)

تشدیدها در واکنشهای  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$



(ب)

شکل ۳۳.۱۱ (الف) حالت‌های مولکولی  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . مقیاس عمودی سطح مقطع را در حالتی نشان می‌دهد که عامل نفوذپذیری کولنی «غیر جالب» حذف شده و عامل ساختار هسته‌ای باقی مانده است. تشدیدهای با انتساب‌های اسپین-پارته مشخص شده‌اند که می‌توان آنها را به ترتیب دورانی ...  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ , ... رده بندی کرد، (ب) ترسیم منحنی انرژی‌های برانگیختگی داخلی تشدیدها بر حسب  $I(I+1)$  آشکار می‌سازد که حالتها حقیقتاً به ترتیب دورانی رده بندی شده‌اند.

مولکول هسته‌ای  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  را نشان می‌دهد. تشدیدهای سطح مقطع متناظر با حالت‌های دورانی و ارتعاشی مجاز در سیستم مولکولی است.

در هسته‌های سنگینتر، حالت‌های به شدت برانگیخته با  $h\nu > 40-50$  می‌توانند در سیستم مرکب وجود داشته باشند. گسیل چندنوترون از سیستم برانگیخته می‌تواند تکانه زاویه‌ای را به مقدار کوچکی تغییر دهد (یک نوترون  $5\text{MeV}$  فقط می‌تواند حداکثر  $3h \sim I$  را با خود حمل کند)، و به دنبال گسیل نوترون، حالت‌های مقید برانگیخته در هسته نهایی می‌توانند با اعداد کوانتومی تکانه زاویه‌ای  $40$  یا بیشتر تشکیل شوند. با فرض اینکه هسته محصول از نوع هسته تغییر شکل یافته  $Z$  زوج  $N$  زوج باشد، حالت‌های برانگیخته یک طیف دورانی مطابق شکل ۲۲.۵ نشان خواهند داد. انرژی‌های دورانی با معادله (۱۷.۵) داده می‌شوند

$$E = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} I(I+1) \quad (75.11)$$

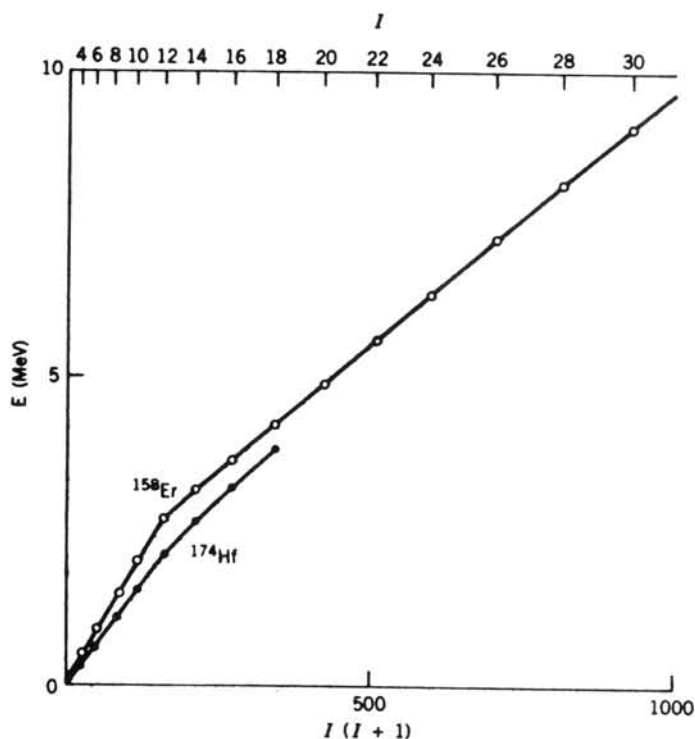
و همانند آنچه در شکل ۱۸.۱۰ نشان داده شده است، این حالت‌ها از طریق یک سری گذارهای گامای  $E\gamma$  به صورت پیاپی به حالت پایه انتقال می‌یابند. مشاهده این گذارهای پیاپی  $E\gamma$  راهی را برای مطالعه این حالت‌های برانگیخته فراهم می‌سازد. به خصوص، می‌توان مطالعه کرد که آیا فرض گشتاور لختی ثابت  $\mathcal{I}$  در چنین برانگیختگی‌های بالایی معتبر باقی می‌ماند یا خیر. یک راه برای بررسی این فرض آن است که انرژی حالت‌ها را بر حسب  $I(I+1)$  ترسیم کنیم و ببینیم که آیا، همانند آنچه معادله (۷۵.۱۱) پیش‌بینی می‌کند، شیب منحنی ثابت باقی می‌ماند یا خیر. شکل ۳۴.۱۱ مثالی از این نوع ترسیم را نشان می‌دهد و به نظر می‌آید که انحرافی از رفتار خطی مورد انتظار وجود داشته باشد.

روش آموزنده‌تر آن است که داده‌ها را روی ساختار دورانی ترسیم کنیم. بنا بر معادله (۷۵.۱۱) انرژی یک گذار از حالت  $I$  به حالت بعدی پایینتر  $I-2$  عبارت است از

$$E(I) - E(I-2) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} (4I-2) \quad (76.11)$$

انرژی‌های گذار باید به‌طور خطی بر حسب  $I$  افزایش یابند. شکل ۳۵.۱۱ نشان می‌دهد که این موضوع برای گذارهای پایینتر حقیقت دارد، اما با رفتن به طیف  $I$  بزرگتر اعتبارش را از دست می‌دهد، و در حقیقت در حدود  $I=16$  رفتار آن کاملاً تغییر می‌کند و ولی سپس به نظر می‌آید که با رفتن به حالت‌های بالاتر وضع قبلی خود را بازمی‌یابد.

اینک فرض می‌کنیم که گشتاور لختی ثابت نیست بلکه با رفتن به حالت‌های دورانی سریعتر، تدریجاً افزایش می‌یابد. این اثر که از نظر کلاسیکی «کشیدگی گریز از مرکز» نام دارد، برای یک چرخنده صلب روی نمی‌دهد اما برای یک سیال ممکن است صورت گیرد. از آنجا که گشتاور لختی هسته‌های دورانی، همان‌طور که در معادلات (۱۸.۵) و (۱۹.۵) توضیح داده شد، دارای مقدار بینابینی چرخنده صلب و سیال است، تعجب آور نخواهد بود که کشیدگی گریز از مرکز رخ دهد. با نمایش انرژی دورانی بر حسب بسامد دوران



شکل ۳۴.۱۱ انرژیهای دورانی  $^{158}\text{Er}$  و  $^{174}\text{Hf}$ . هیچ حالت از خود وابستگی خطی مورد نظر  $E$  با  $I(I+1)$  را نشان نمی‌دهد اما در  $^{174}\text{Hf}$  انحراف نسبتاً تدریجی است، در حالی که در  $^{158}\text{Er}$  به نظر می‌آید که یک تغییر ناگهانی در شیب (و لذا در گشتاور لختی) در مجاورت  $I = 12 - 14$  رخ می‌دهد.

$$E = \frac{1}{2} \mathcal{J} \omega^2 \quad (77.11)$$

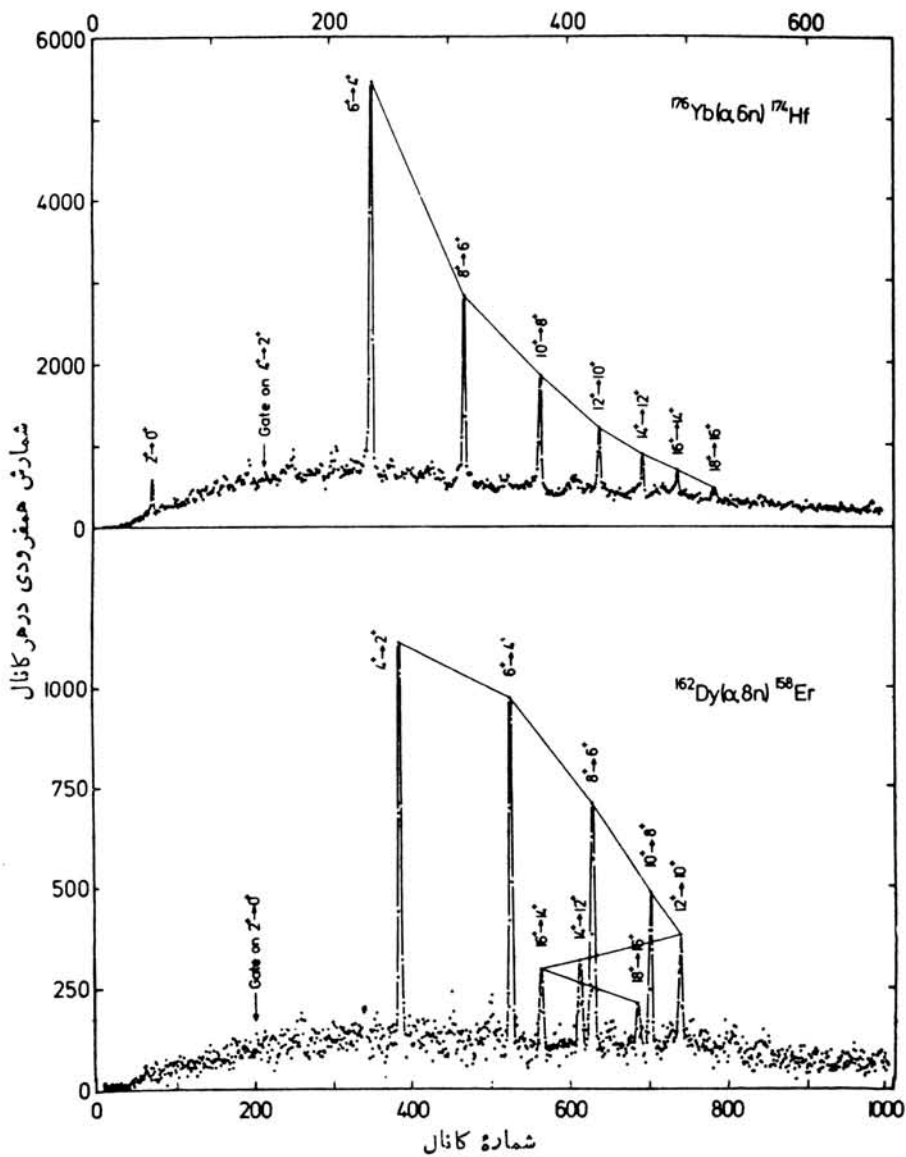
در این صورت می‌توان فرض کرد  $\mathcal{J}$  یا با افزایش تکانه زاویه‌ای تغییر می‌کند

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 + kI(I+1) \quad (78.11)$$

و یا با افزایش بسامد دوران

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 + k' \omega^2 \quad (79.11)$$

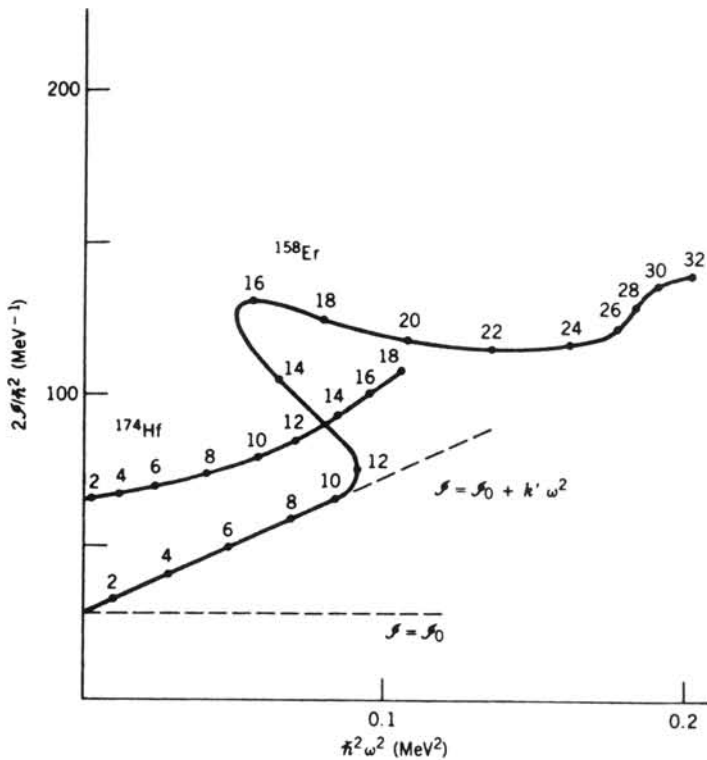
که در آنها  $k$  و  $k'$  ثابتهای تناسب‌اند. از معادله (۷۶.۱۱) داریم



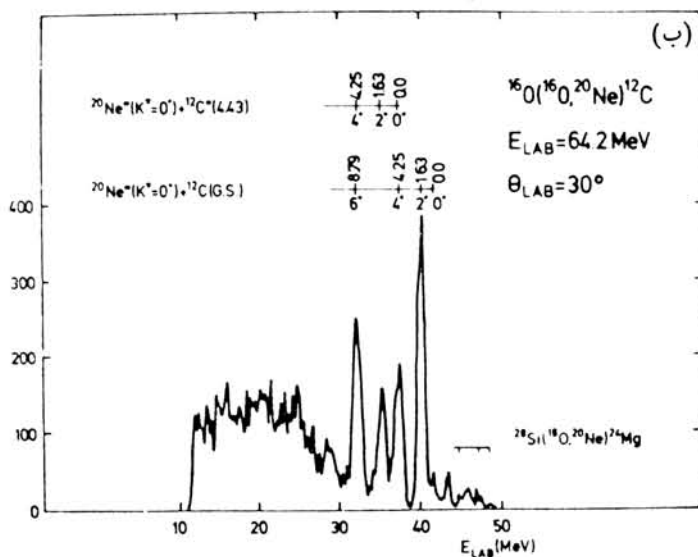
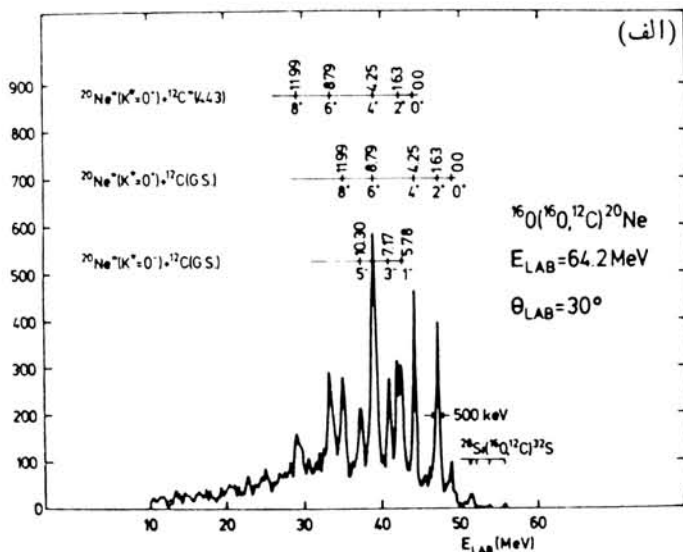
شکل ۳۵.۱۱ طیفهای پرتوگامای ناشی از گذارهای بین حالت‌های دورانی در  $^{158}\text{Er}$  و  $^{174}\text{Hf}$ . برای یک چرخنده کامل، انرژیهای پرتو  $\gamma$  باید با آهنگ یک‌نواختی و حسب  $I$  افزایش یابند. برای  $^{174}\text{Hf}$  چنین است، ولی برای  $^{158}\text{Er}$  در گستره  $I = 12 - 16$  انرژی با افزایش  $I$  شروع به کاهش می‌کند و پس از  $I = 16$  مجدداً افزایش می‌یابد.

$$\frac{2J}{\hbar^2} = \frac{4I - 2}{E(I) - E(I-2)} \quad (۸۰.۱۱)$$

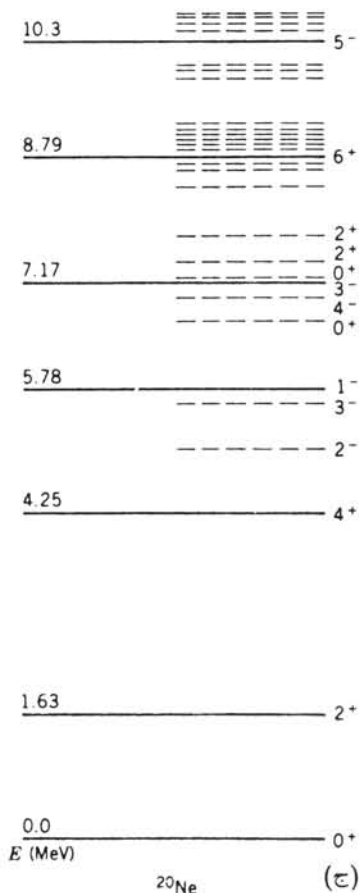
واژترسیم  $J$ ، که برحسب این یکاها اندازه‌گیری شده است، برحسب  $\omega$  ممکن است با رفتار خطی و یا اینکه (اگر کشیدگی رخ ندهد) بایک مقدار ثابت  $J_0$  روبه‌رو شویم. شکل ۳۶.۱۱ یک نمونه از چنین ارتباطی را نشان می‌دهد. به نظر می‌آید که در حالت‌های تکانه زاویه‌ای پایینتریک افزایش تدریجی در  $J$  وجود داشته باشد، سپس در  $I=16$  یک تغییر اساسی اتفاق می‌افتد و آنگاه به کشیدگی تدریجی برمی‌گردد. این اثر که پس خمیدگی نامیده می‌شود، به این علت روی می‌دهد که انرژی دورانی از انرژی مورد نیاز برای شکستن یک زوج نوکلئون تزویج شده تجاوز می‌کند. هنگامی که این عمل رخ می‌دهد (در انرژی متناظر با  $I=16$ )، نوکلئونهای تزویج نشده به مدارهای مختلف می‌روند و گشتاور لختی هسته تغییر می‌کند. سپس این وضعیت تا  $I=30$  پایدار می‌ماند، و آنگاه زوج دیگری شکسته می‌شود و تغییر دیگری در گشتاور لختی صورت می‌گیرد.



شکل ۳۶.۱۱ گشتاور لختی، طبق معادله (۸۰.۱۱)، به صورت تابعی از  $\hbar^2 \omega^2$  بنا بر فرمول نیمه کلاسیکی  $2J/\hbar^2 = \frac{4I-2}{E(I)-E(I-2)}$ ، به افزایش تدریجی گشتاور لختی برای حالت‌های پایینتر در  $^{158}\text{Er}$  و  $^{174}\text{Hf}$  و نیز به پس خمیدگی در  $^{158}\text{Er}$  توجه کنید.



شکل ۳۷.۱۱ واکنشهای انتقال ذره  $\alpha$  که منجر به تولید  $^{20}\text{Ne}$  می شود. در بالا (الف) طیف مشاهده شده  $^{12}\text{C}$  و در پایین (ب) طیف  $^{20}\text{Ne}$  نشان داده شده است. هر یک از حالت های برانگیخته  $^{20}\text{Ne}$  علامت گذاری شده اند. مقداری قله در طیف به واکنشهایی نسبت داده می شود که در آن  $^{12}\text{C}$  در اولین حالت برانگیخته خود در  $44.43 \text{ MeV}$  قرار گیرد. در شکل صفحه بعد (ج) حالت های برانگیخته  $^{20}\text{Ne}$  نشان داده شده اند. به نحوه گزینش واکنش در تولید حالت های معین واحترزاز حالت های دیگر توجه کنید؛ خط چینها حالت های را نشان می دهند که در واکنش تولید نشده اند. از آنجا که پرتاب  $^{16}\text{O}$  و هدف از نوع هسته های پوسته بسته دوگانه اند ( $Z=8, N=8$ )، حالت های مشاهده شده در  $^{20}\text{Ne}$  متناظر با اضافه شدن یک ذره  $\alpha$  در هسته ای با عدد جادویی دوگانه هستند. یعنی، چهار نوکلئون ظرفیت طوری جفت شده اند که اسپین پراپند مساوی صفر است، اما تکانه زاویه ای مداری غیر صفر است. تنها مجموعه کوچکی از حالت های  $^{20}\text{Ne}$  از این ویژگی برخوردار است.



شکل ۳۷.۱۱ (ادامه).

مطالعه خواص هسته‌های باتکانه زاویه‌ای زیاد مثال دیگری از حالت غیر معمول ماده هسته‌ای است که فقط از طریق یون سنگین قابل تولید است.

آخرین نمونه از مطالعات ساختار هسته‌ای که از طریق واکنشهای یون سنگین قابل بررسی است، واکنش انتقالی ذره آلفا نظیر ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}$ ) است. در بحث واپاشی آلفا از در فصل ۸، به «تشکیل قبلی» ذره  $\alpha$  در داخل هسته اشاره کردیم. از آنجا که ذره  $\alpha$  ساختار پایداری دارد، نوکلئونهای موجود در هسته را حتی در هسته‌هایی که واپاشی آلفا ندارند، می‌توان دارای احتمال زیاد تشکیل تصادفی ذره آلفا تصور کرد. این امر به مدل هسته‌ای خوشه  $\alpha$  منجر می‌شود که در آن خصوصیات ساختار هسته‌ای چنین خوشه‌هایی را جستجو می‌کنیم. حالت‌های ناشی از واکنشهای ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}$ )، که در آن چهار نوکلئون به طور همزمان به هسته هدف انتقال می‌یابند، ممکن است بر حسب انتقال یک خوشه  $\alpha$  از  $^{16}\text{O}$  به هدف مورد تحلیل قرار گیرد. شکل ۳۷.۱۱ سطح مقطع تشکیل حالت‌های  $^{20}\text{Ne}$  را از طریق واکنشهای انتقال  $\alpha$  نشان می‌دهد.



### مراجع مطالعات تکمیلی

توصیف کاملتر واکنشهای هسته‌ای، تقریباً در سطحی مشابه همین فصل، در کتاب زیر ارائه شده است:

G. R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions* (New York: Wiley, 1980),  
کتاب زیر مرجع دیگری در سطح همین کتاب است:

I. E. McCarthy, *Nuclear Reactions*, (Oxford: Pergamon, 1966),

مطالب کتاب درسی زیر پیشرفته‌تر است.

P. E. Hodgson, *Nuclear Reactions and Nuclear Structure*, (Oxford: Clarendon, 1971).

جامع‌ترین مقالات مروری جدید در مورد تمام جنبه‌های واکنشهای هسته‌ای را می‌توان

در مجموعه چهار قسمتی زیر یافت:

*Nuclear Spectroscopy and Reactions*, edited by Joseph Cerny (New York: Academic, 1974),

این مجموعه شامل فصولی در مورد واکنشهای مستقیم، واکنشهای تشدید، پراکندگی، برانگیختگی کولنی، و واکنشهای یون سنگین همراه با مطالبی در مورد روشهای تجربی است.

خلاصه‌های جامعی از نقش ایزوسپین در واپاشیها و واکنشهای هسته‌ای را می‌توان

در کتاب زیر یافت:

*Isospin in Nuclear physics*, edited by D. H. Wilkinson (Amsterdam; North-Holland, 1969),

مقدمه و بلکنسون را قویاً به عنوان مروری از تکامل تاریخی ایزوسپین و نظریه هسته‌ای توصیه می‌کنیم.

اثرات سرعتهای دورانی زیاد توسط R. M. Lieder, H. Ryde در کتاب زیر

ارائه شده است.

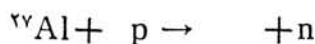
*Advances in Nuclear Physics*, Vol. 10, edited by M. Baranger and E. Vogt, (New York, Plenum, 1978),

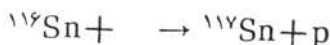
به همین منظور ضمناً به مرور خلاصه زیر نیز مراجعه کنید:

R. M. Diamond and F. S. Stephens, *Nature* 310, 457 (1984).

### مسائل

۰۱ واکنشهای زیر را کامل کنید:





۲. (الف) معادلات (۳.۱۱) و (۴.۱۱) را برای  $\cos \theta$  حل کنید. (ب) رابطه بین  $\cos \theta$  و  $p_b$  را برای پراکندگی کشسان تعیین کنید. (ج) نشان دهید که مقدار بیشینه  $\theta$  فقط وقتی وجود دارد که  $m_a > m_Y$ . (د) بیشینه زاویه‌ای را به دست آورید که ذرات  $\alpha$  پس از پراکندگی کشسان از هدفهای هیدروژن و دوتریم در آن ظاهر می‌شوند.

۳. می‌خواهیم اولین حالت برانگیخته  $^{16}\text{O}$  را در انرژی  $6.049 \text{ MeV}$  مورد بررسی قرار دهیم. (الف) اگر از واکنش  $(\alpha, n)$  و هدف  $^{12}\text{C}$  استفاده شود، کمینه انرژی ذرات آلفای تابشی چقدر باید باشد تا بتوانند این حالت برانگیخته را تولید کنند. (ب) نوترونهای حاصل در چه راستایی حرکت می‌کنند؟ (ج) هرگاه بخواهیم آشکارسازی نوترونها تحت زاویه  $90^\circ$  نسبت به باریکه تابشی انجام شود، کمینه انرژی  $\alpha$  چقدر باشد تا حالت برانگیخته مورد نظر را به وجود آورد؟

۴. (الف) در پراکندگی کولنی پروتونهای  $7.50 \text{ MeV}$  با هدف  $^7\text{Li}$ ، انرژی پروتونهایی که به صورت کشسان در زاویه  $90^\circ$  پراکنده می‌شوند چقدر است؟ (ب) انرژی پروتونهایی که به طور ناکشسان در زاویه  $90^\circ$  پراکنده می‌شوند، هنگامی که  $^7\text{Li}$  در اولین حالت برانگیخته خود ( $4.77 \text{ MeV}$ ) قرار می‌گیرد، چقدر است؟

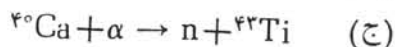
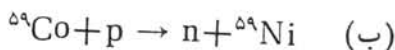
۵. واکنش  $(n, p)$  را می‌توان معادل واپاشی  $\beta^+$  در حالتی در نظر گرفت که هسته‌های اولیه و نهایی یکسان اند. عبارتی به دست آورید که رابطه میان مقدار  $Q$  واکنش  $(n, p)$  را با بیشینه انرژی آزاد شده در واپاشی  $\beta^+$  نشان دهد. برای تأیید رابطه به دست آمده، چند مثال ذکر کنید.

۶. مقدار  $Q$  واکنش  $^9\text{Be}(p, d)^8\text{Be}$  مساوی است با  $4.0 \text{ keV} \pm 0.59$ . با استفاده از از این مقدار و با در نظر گرفتن جرمهای دقیق شناخته شده  $^1\text{H}$ ،  $^2\text{H}$ ،  $^3\text{H}$ ،  $^4\text{He}$ ،  $^9\text{Be}$  و  $^{10}\text{B}$  جرم  $^8\text{Be}$  را به دست آورید.

۷. (الف) مقدار  $Q$  واکنش  $^4\text{He} + p \rightarrow ^3\text{He} + ^2\text{H}$  را تعیین کنید. (ب) انرژی آستانه برای پروتونهای تابشی روی  $^4\text{He}$  چقدر است؟ انرژی آستانه ذرات آلفای تابشی روی هیدروژن چقدر است؟

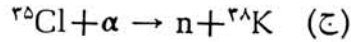
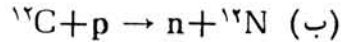
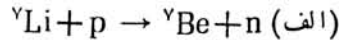
۸. برای واکنش  $^2\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + n$ ، انرژی نوترون خروجی را بر حسب تابعی از زاویه خروجی نسبت به راستای  $^2\text{H}$  تابشی بر  $^2\text{H}$  ساکن ترسیم کنید. انرژیهای تابشی را برابر  $2.05, 5.00 \text{ MeV}$  در نظر بگیرید.

۹. مقادیر  $Q$  را در واکنشهای زیر محاسبه کنید:



۱۰. برای واکنشهای گرمایی زیر مقدار  $Q$  و انرژی جنبشی آستانه را به دست آورید. در هر

حالت فرض کنید که ذره سبکتر روی ذره سنگین ساکن تابیده می‌شود:



۱۱. در انرژی آستانه، ذرات محصول  $Y + b$  با سرعت یکسانی حرکت می‌کنند. با استفاده از پایستگی تکانه، رابطه‌ای بین  $T_b$  و  $T_a$  در این حالت به دست آورید و سپس عبارت خود را در معادله (۵.۱۱) قرار دهید تا شرط آستانه (۶.۱۱) نتیجه شود.

۱۲. می‌خواهیم حالت‌های برانگیخته پایین  ${}^{35}\text{Cl}$  (۱۹۲۱۹، ۱۷۶۳، ۲۶۴۶، ۲۶۹۴، ۳۰۵۳، و ۳۱۶۳ MeV) را از طریق واکنش  ${}^{32}\text{S}(\alpha, p)$  بررسی کنیم. (الف) به کمک ذرات تابشی  $\alpha$  با انرژی ۵۰۰۰ MeV به کدام یک از این حالت‌های برانگیخته می‌توان دسترسی یافت؟ (ب) مجدداً با استفاده از ذرات تابشی آلفای ۵۰۰۰ MeV انرژی‌های پروتون مشاهده شده در زوایای ۵، ۴۵، و ۹۰° را به دست آورید.

۱۳. در واکنش  ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$  (پروتون‌های تابشی ۱۸۶ MeV روی هدف لیتیم) سطح مقطع جزئی (در سیستم مرکز جرم) در زاویه مرکز جرم ۷۵° به مقدار بیشینه ۱۶۷ b/sr می‌رسد. (الف) سینماتیک واکنش را در دستگاه آزمایش ترسیم کنید و تمام تکانه‌ها، راستاها، و انرژی‌ها را مشخص سازید. (ب) با فرض اینکه ضخامت هدف  $100 \text{ mg/cm}^2$  است و باریکه‌ای از پروتون‌ها به جریان  $10 \mu\text{A}$  روی سطح  $1 \text{ cm}^2$  پخش شده باشد، تعداد ذرات آلفایی را که در هر ثانیه در شرایط فوق به آشکارسازی به سطح  $5 \text{ cm}^2$  واقع در  $120 \text{ cm}$  از هدف برخورد می‌کنند به دست آورید.

۱۴. ایزوتوپ پرتوزای  ${}^{15}\text{O}$  را که در پزشکی کاربردهای مهمی دارد، (فصل ۲۰ را ببینید) می‌توان در واکنش  ${}^{12}\text{C}(\alpha, n)$  ایجاد کرد. (الف) هنگامی که انرژی آزمایشگاه ذرات تابشی آلفا ۱۴۶ MeV باشد، سطح مقطع به حداکثر می‌رسد. انرژی برانگیختگی حالت هسته مرکب چقدر است؟ (ب) سطح مقطع واکنش در انرژی تابشی فوق  $25 \text{ mb}$  است. با فرض اینکه یک هدف کربن  $10 \text{ mg/cm}^2$  و جریان  $20 \text{ nA}$  از ذرات آلفا به کار برده شوند، فعالیت  ${}^{15}\text{O}$  را که پس از ۴۰ min تابش دهی حاصل می‌شود محاسبه کنید.

۱۵. در یک آزمایش برانگیختگی کولنی، ذرات آلفا به‌طور ناگهانی از هسته‌های  ${}^{16}\text{Dy}$  پراکنده می‌شوند. (الف) اگر انرژی تابشی ۵۶۰۰ MeV باشد، انرژی ذرات آلفای مشاهده شده در  $\theta = 150^\circ$  را که به‌طور کشسان پراکنده شده‌اند به دست آورید. (ب) حالت‌های  ${}^{16}\text{Dy}$  با مشخصات زیر شناخته شده‌اند  $(0^+)$ ،  $(0^+)$ ،  $(2^+)$ ،  $(0^+)$ ،  $(2^+)$ ،  $(4^+)$ ، و  $(4^+)$ . با در نظر گرفتن تنها مد برانگیختگی  $E_2$ ، انرژی‌های ذرات آلفای مشاهده شده در  $150^\circ$  را که به‌طور ناگهانی پراکنده

شده اند به دست آورید.

۰۱۶. انرژی پروتونهای تابشی را درباریکه‌ای که توسط هسته‌های طلا پراکندگی کولنی می‌یابد درحالت زیر به دست آورید. فرض می‌کنیم که کمینه فاصله بین پرتابه و هدف برابر فاصله بین دو هسته درست در وضعیت تماس لبه‌ای باشد.

۰۱۷. ذرات آلفای با انرژی  $80\text{ MeV}$  با آهنک  $10^7 \times 300$  درشانه روی ورقه طلا به ضخامت  $10^{-6} \times 400\text{ m}$  تابیده می‌شوند. آشکارسازی به شکل حلقه در فاصله  $300\text{ cm}$  از ورقه پراکنده و هم‌مرکز با راستای باریکه قرار دارد. شعاع داخلی حلقه  $50\text{ cm}$  و شعاع خارجی آن  $70\text{ cm}$  است. باجه آهنکی ذرات پراکنده شده به آشکارساز برخورد می‌کنند.

۰۱۸. ذرات آلفای با انرژی  $650\text{ MeV}$  توسط یک ورقه طلا پراکندگی کولنی می‌یابند. (الف) هنگامی که ذرات پراکنده شده در زاویه  $90^\circ$  مشاهده می‌شوند، پارامتر برخورد چقدر است؟ (ب) برای همین پراکندگی تحت زاویه  $90^\circ$ ، کوچکترین فاصله بین ذرات  $\alpha$  و هسته را به دست آورید و انرژیهای پتانسیل و جنبشی ذره  $\alpha$  را در این فاصله تعیین کنید.

۰۱۹. پروتونهای با انرژی  $400\text{ MeV}$  به وسیله یک ورقه نقره‌ای به ضخامت  $10^{-6} \times 400\text{ m}$  پراکندگی کولنی می‌یابند. چه کسری از پروتونهای تابشی در زوایای زیر پراکنده می‌شوند؟ (الف) بیشتر از  $90^\circ$ ، (ب) کمتر از  $10^\circ$ ، (ج) بین  $5^\circ$  و  $10^\circ$ .

۰۲۰. معادلات (۲۹.۱۱) تا (۵۱.۱۱) را برای پراکندگی از «قرص سیاه» به دست آورید.

۰۲۱. هسته مرکب حاصل از بمباران هدف آلومینیم را توسط پروتونها، و نیز حداقل ۵ طریق مختلف برای واپاشی هسته مرکب را بنویسید.

۰۲۲. برای حالت‌های  $^{61}\text{Cu}$  که در واکنش  $(\alpha, p)$ ، شکل ۴۰.۱۱، تولید می‌شوند انتقال  $l$  را برای هر حالت به دست آورید.

۰۲۳. در واکنش  $(d, p)$  که به حالت‌های  $^{91}\text{Zr}$  منجر می‌شود (شکل‌های ۲۳.۱۱ و ۲۴.۱۱)، حالت‌های تکانه زاویه‌ای نهایی ممکن را در وضعیتی مورد بحث قرار دهید که واکنش بتواند از طریق سازوکار هسته مرکب انجام شود. به عنوان مثال، بررسی کنید که آیا هنوز امکان دارد که یک حالت نهایی  $I^\pi = (7/2)^+$  به طور یگانه‌ای به  $l = 4$  وابسته باشد؟ حالت‌های نهایی دیگر را نیز مورد بحث قرار دهید.

۰۲۴. ترازهای پایین  $^{43}\text{Sc}$  در شکل ۱۲.۵ نشان داده شده‌اند. می‌خواهیم حالت‌های  $^{43}\text{Sc}$  تا حالت برانگیخته  $(7/2)^-$  با استفاده از واکنش  $(d, n)$  پر شود. محتملترین زاویه توترونهای خروجی برای هر حالت برانگیخته را محاسبه کنید. (سعی کنید انرژیهای حالت برانگیخته را از روی شکل برآورد کنید.)

۰۲۵. واکنش  $(d, p)$  روی هدف  $^{49}\text{Ti}$  [حالت پایه  $(7/2)^-$ ]، حالت‌های «جمع»  $0^+$ ،  $2^+$  و  $4^+$  را به ترتیب با انرژیهای  $1555$ ،  $1555$ ،  $1555$ ،  $1555$ ،  $1555$  در  $2675\text{ MeV}$  تولید می‌کند. مقادیر تکانه زاویه‌ای منتقل شده در این واکنش مستقیم چقدر است؟

۰۲۶. واکنش  $({}^3\text{He}, p)$  روی هدف  $Z$  زوج و  $N$  زوج منجر به حالت‌های نهایی معینی می‌شود که با انتقال یکی از مقادیر  $2$ ،  $l=0$  یا  $l=4$  متناظر است. (الف) برای هر انتخاب، انتساب‌های اسپین-پاریته ممکن را در هسته نهایی بنویسید. (ب) در بعضی موارد تحلیل‌ها نشان می‌دهند که بعضی حالت‌ها با مخلوطی از  $l=0$  و  $l=2$ ، و برخی دیگر با مخلوطی از  $l=2$  و  $l=4$  تولید می‌شوند. آیا امکان دارد که اسپین نهایی در هر یک از این حالات به طور یگانه تعیین شود؟

۰۲۷. واکنش  $(d, p)$  روی  ${}^{52}\text{Cr}$  به حالت پایه  $-(3/2)$  در  ${}^{53}\text{Cr}$  منجر می‌شود. تفاوت تحلیل انتقال تکانه زاویه‌ای در این واکنش، بین تحلیل برحسب واکنش‌های مستقیم و تحلیل برحسب واکنش‌های هسته مرکب، چگونه پیدا می‌شود؟

## فیزیک نوترون

نوترون به‌عنوان عضو بدون بار جفت نوکلئونی، در مطالعه نیروهای هسته‌ای نقش اساسی دارد. نوترونهای حتی با انرژی خیلی کم (eV یا کمتر)، بی آنکه تحت تأثیر سد کولنی قرار گیرند، می‌توانند به‌داخل هسته نفوذ کنند و واکنشهای هسته‌ای را موجب شوند. در مقابل، قسمتی از بی‌اطلاعی ما در مورد فرایندهای درون ستاره‌ای از اشکال مطالعه واکنشهای پروتونی در انرژیهای خیلی پایین حدود keV ناشی می‌شود. از طرف دیگر، هنگام استفاده از نوترونها به‌عنوان یک کاوشگر هسته‌ای، عدم برهم‌کنش کولنی باعث پاره‌ای مسائل تجربی می‌شود. گزینش انرژی و کانونی کردن یک بساریکه نوترون تابشی کار مشکلی است، و نوترونها نمی‌توانند رویدادهای یونش اولیه را در آشکار سازها ایجاد کنند (برهم‌کنش نوترونها با الکترونهای اتمی، هنگام عبور از ماده، قابل اغماض است).

اولین مشاهده تجربی نوترون در ۱۹۳۵ میلادی روی داد. بوته و بکروفتی بریلیم را با ذرات آلفا (ی حاصل از واپاشی پرتوزا) بمباران کردند، تابش خیلی نافذ ولی نایونده‌ای به‌دست آوردند که آنرا پرتوگامای با انرژی بالا شمردند. بزودی کوری و ژولیو متوجه شدند که وقتی این تابش بر پارافین وارد می‌شود، پروتون پراشگری گسیل می‌شود. آنها با توجه به برد این پروتونها، انرژی‌شان را مساوی  $5.3 \text{ MeV}$  تعیین کردند. هرگاه تابش تحت مطالعه حقیقتاً پرتو  $\gamma$  می‌بود، پروتونهایم بایست در اثر برخورد کامپتون گونه از پارافین کنده می‌شدند. با استفاده از فرمول پراکندگی کامپتون نشان داده شد که انرژی این «تابش  $\gamma$ » باید اقلاً برابر  $5.2 \text{ MeV}$  باشد تا بتواند چنین پروتونهایی را آزاد سازد. به‌نظر می‌رسید که پرتوگامای گسیل شده با این انرژی کاملاً غیرمحمول است. در سال ۱۹۳۲ میلادی، چادویک با فراهم ساختن تفسیر صحیح موفق شد هویت تابش نامعلوم را به این صورت مشخص سازد که شامل ذرات خنثی (بنا بر این نافذ و نایونده) با جرمی تقریباً مساوی جرم پروتون است.

بنا بر این در یک برخورد رودررو، نوترون  $5.3 \text{ MeV}$  می‌توانست انرژی خود را کاملاً به پروتون برخوردشونده منتقل سازد. چادویک با انجام آزمایشهای اضافی پس‌زنی بانوترونها فرضیه خود را تأیید کرد. عموماً او را به‌عنوان کاشف نوترون می‌شناسند.

نوترون آزاد در مقابل واپاشی بتا تا ناپایدار است و نیمه عمری در حدود  $10.6 \text{ min}$  دارد. در هسته‌ها، نوترون مقید ممکن است از طول عمر بسیار زیاد (حتی پایدار) یا عمر بسیار کوتاه برخوردار باشد. علی‌رغم ناپایداری نوترونها، خواص آزاد، خواص آنها، خصوصاً گشتاور دو قطبی مغناطیسی آن  $4.81 \times 10^{-27} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$  و اختلاف جرم پروتون-نوترون  $1.293 \text{ MeV}$  با دقت زیاد اندازه‌گیری شده است.

تحقیقات پایه بانوترونها تقریباً به‌روزهای اولیه فیزیک هسته‌ای برمی‌گردد، امروزه نیز همچنان میدان تحقیقی فعال و مهیجی به‌شمار می‌رود. مثلاً اثرات تداخل با باریکه نوترون موجب شده است که پاره‌ای از جنبه‌های اساسی مکانیک کوانتومی برای اولین بار نشان داده شود. اگر نوترون یک ذره بنیادی یا حتی یک ذره مرکب باشد که در آن نیروهای بستگی نسبت به عملیات پارته و برگشت زمانی متقارن باشند، گشتاور دو قطبی الکتریکی نوترون باید برابر صفر شود. آزمایشهای خیلی دقیق و مفصلی انجام شده است که همگی گشتاور دو قطبی الکتریکی صفر را نشان می‌دهند، اما حد آن به قدری پایین است ( $10^{-25} \text{ e} \cdot \text{cm}$ ) که تقریباً امکان دارد بین نظریه‌های رقیب برای برهم‌کنشهای بین ذرات بنیادی تمایزی قائل شد. نظریه‌های معروف به وحدت بزرگ که برای برهم‌کنشهای بین ذرات بنیادی تمایزی قائل (هسته‌ای)، الکترومغناطیسی، وضعیف (واپاشی بتا) در تلاش‌اند، پیش‌بینی می‌کنند که پایستگی عدد نوکلئونی (واقعاً عدد باریونی) می‌تواند نقض شود، و نوترون به‌پاد ذره خود، پاد نوترون، تبدیل شود و سپس مجدداً به صورت نوترون درآید. هیچ شاهدهی تاکنون برای این اثر نیز مشاهده نشده است، ولی با تحقیقات جاری تلاش می‌شود که دامنه معلومات ما درباره تبدیل نوترون-پاد نوترون گسترش یابد.

## ۱.۱۲ چشمه‌های نوترون

باریکه‌های نوترونی را می‌توان در انواع مختلف واکنشهای هسته‌ای ایجاد کرد. نوترونها را نمی‌توان همانند ذرات باردار شتاب داد، ولی می‌توان از نوترونها با انرژی بالا شروع کرده و انرژی آنها را از طریق برخوردهای با اتمهای مواد مختلف کاهش داد. این فرایند کاهش انرژی را «کندسازی» نوترون می‌نامند. نوترونها حاصل می‌توانند انرژیهای خیلی پایینی داشته باشند، و به‌طور قراردادی با اسامی زیر نامیده می‌شوند.

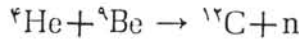
گرمایی  $E \approx 0.025 \text{ eV}$

فوق گرمایی  $E \sim 1 \text{ eV}$

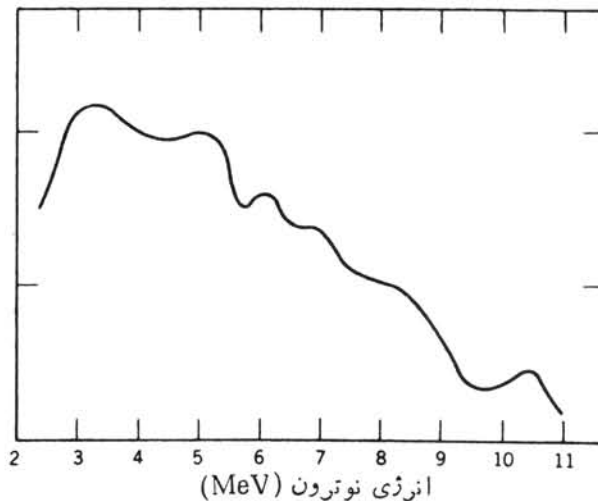
کند  $E \sim 1 \text{ keV}$

$$E = 100 \text{ keV} - 10 \text{ MeV} \quad \text{تند}$$

چشمه  $\alpha$ -Be. واکنش به کاررفته در کشف نوترون را می‌توان به منظور ایجاد چشمه نوترون در آزمایشگاه مورد استفاده قرار داد. ایزوتوپ پایدار بریلیم،  ${}^9\text{Be}$ ، دارای یک نوترون مقید نسبتاً سست است (با انرژی بستگی  $1.7 \text{ MeV}$ ). هرگاه یک ذره آلفای حاصل از واپاشی پرتوزا ( $5-6 \text{ MeV}$ ) به هسته  ${}^9\text{Be}$  برخورد کند، یک نوترون می‌تواند آزاد شود



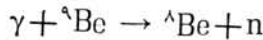
مقدار  $Q$  برای این واکنش مساوی  $5.7 \text{ MeV}$  است. هرگاه یک ماده گسیل کننده  $\alpha$  با طول عمر طولانی نظیر  ${}^{226}\text{Ra}$  را با  ${}^9\text{Be}$  مخلوط کنیم، نوترون با آهنگ ثابتی تولید خواهد شد. از  ${}^{226}\text{Ra}$  و دخترانش ذرات آلفایی گسیل می‌شوند که انرژی شان در حدود ۵ تا تقریباً  $8 \text{ MeV}$  است، و از این رو نوترونها بی‌دراختیار خواهیم داشت که طیف انرژی آنها تا حدود  $13 \text{ MeV}$  می‌رسد. نوترونها به دلایل زیر تک انرژی نیستند: (۱) استفاده از چند گروه  $\alpha$ ، (۲) کندشدن ذرات آلفا در اثر برخورد در ماده جامد، (۳) راستاهای مختلف گسیل نوترونها نسبت به ذرات آلفا (که راستاهایشان را نمی‌شناسیم)، (۴) امکان تولید  ${}^{12}\text{C}$  در حالت برانگیخته. محتملترین انرژی نوترون حدود  $5 \text{ MeV}$  و آهنگ تولید در حدود  $10^7$  نوترون در ثانیه برای هر کوری از  ${}^{226}\text{Ra}$  است. در شکل ۱۰۱۲ یک طیف نوعی نوترون نشان داده شده است.



شکل ۱۰۱۲ طیف انرژی نوترون حاصل از یک چشمه Ra-Be که با شمارگر پس‌زنی پروتون اندازه‌گیری شده است. چندین گروه نوترون حضور دارند که از بهر هم کنشهای ذرات آلفای با انرژیهای مختلف حاصل می‌شوند و در آنها  ${}^{12}\text{C}$  در حالت پایه یا در حالت‌های برانگیخته  ${}^{12}\text{C}$  با  $7.6 \text{ MeV}$  تولید می‌شود.



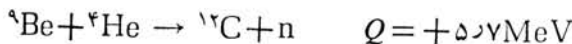
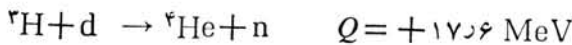
به دلیل گسیل بالای  $\gamma$  که از  $^{226}\text{Ra}$  و دخترانش ناشی می‌شود، چشمه نوترون رادیم-بریلیم با چشمه‌های دیگری جایگزین شده است که در آنها از  $^{210}\text{Po}$  (۱۳۸d)،  $^{238}\text{Pu}$  (۸۶y) و  $^{241}\text{Am}$  (۴۵۷y) استفاده می‌شود. قدرت این چشمه‌ها در حدود  $2-3 \times 10^6$  نوترون در ثانیه به‌ازای هر کوری از فعالیت آلفاست. چشمه فوتونوترون. در فرایندی مشابه فرایند چشمه‌های  $(\alpha, n)$  که در بالا بحث شد، می‌توان واکنش  $(\gamma, n)$  را برای ایجاد نوترون به‌کار برد. مزیت ایجاد فوتونوترون آن است که می‌توان نوترون‌ها را خیلی بیشتر تک انرژی ساخت، خصوصاً اگر چشمه فوتون تقریباً تک انرژی باشد. مثلاً،  $^{24}\text{Na}$  پرتوگامای با انرژی  $2.76 \text{ MeV}$  گسیل می‌دارد. جذب این فوتون برای غلبه بر انرژی بستگی نوترون در  $^9\text{Be}$  کافی خواهد بود

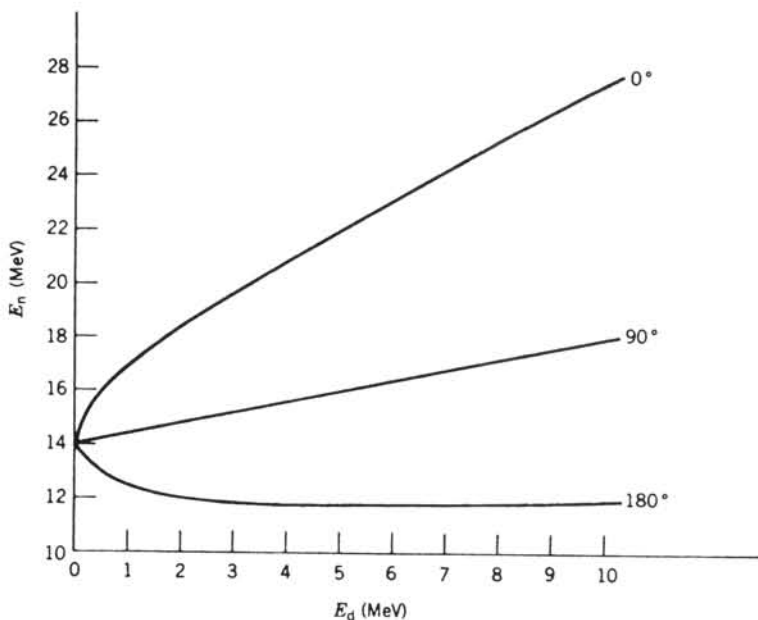


بهره این فرایند قابل قبول است ( $2 \times 10^6$  نوترون در ثانیه به‌ازای هر کوری از فعالیت  $^{24}\text{Na}$ )، اما نیمه عمر  $^{24}\text{Na}$  کوتاه است (۱۵h). انرژی نوترون در حدود  $8 \text{ MeV}$  است. ایزوتوپ با طول عمر بیشتر  $^{124}\text{Sb}$  (۶۰d) است که یک پرتو قوی گاما با انرژی اندکی بالاتر از انرژی بستگی نوترون در  $^9\text{Be}$  تولید می‌کند. انرژی نوترون گسیل شده در این فرایند خیلی پایینتر و در حدود  $24 \text{ keV}$  است.

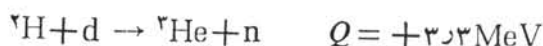
**شکافت خود به‌خود.** چشمه متداول نوترون‌های حاصل از شکافت خود به‌خود، ایزوتوپی نظیر  $^{252}\text{Cf}$  (۲۷۶۵y) است. نوترون‌ها مستقیماً در فرایند شکافت با آهنگی حدود ۴ نوترون در هر شکافت ایجاد می‌شوند. شکافت فقط در حدود ۳٪ واپاشیها را تشکیل می‌دهد (و بقیه از نوع واپاشی آلفا است)، آهنگ ایجاد نوترون  $2.3 \times 10^{12}$  نوترون در ثانیه به‌ازای هر گرم از  $^{252}\text{Cf}$  یا  $4.3 \times 10^9$  نوترون در ثانیه به‌ازای هر کوری از  $^{252}\text{Cf}$  است. انرژی نوترون از مشخصه شکافت است و یک توزیع پیوسته با انرژیهای متوسط  $1-3 \text{ MeV}$  را نشان می‌دهد.

**واکنشهای هسته‌ای.** البته تعدادی واکنشهای هسته‌ای هستند که در آنها نوترون ایجاد می‌شود. این امر نیاز به یک شتابدهنده برای ایجاد باریکه‌ای از ذرات دارد تا واکنش را آغاز کنند، و لذا استفاده از آنها به آسانی کاربرد واپاشی پرتوزای چشمه مورد بحث بالا نیست. با این حال، با انتخاب دقیق انرژی تابشی وزاویه‌ای که در آن نوترون گسیل شده‌را مشاهده می‌کنیم، غالباً می‌توان باریکه تک انرژی قابل قبولی را برای هر انرژی به‌دست آورد. پاره‌ای از واکنشهای مورد استفاده عبارت‌اند از





شکل ۲۰۱۲ نوترونهای گسیل شده در واکنش  ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$



شکل ۲۰۱۲ وابستگی انرژی نوترون را با انرژی ذرات تابشی و نیز با راستای نوترون خروجی برای واکنش اول نشان می‌دهد.

**چشمه رآکتور.** شار نوترون در قلب يك رآکتور شکافت هسته‌ای می‌تواند خیلی بالا، نوعاً  $10^{14}$  نوترون در سانتی‌متر مربع در ثانیه، باشد. طیف انرژی تا  $5-7 \text{ MeV}$  ادامه می‌یابد، ولی قله‌ها در  $1-2 \text{ MeV}$  قرار دارند. انرژی این نوترونها عموماً در داخل رآکتور به انرژی گرمایی کاهش می‌یابد، ولی نوترونهای تند نیز در قلب رآکتور حضور دارند. با ایجاد حفره کوچکی در حفاظ و محفظه رآکتور می‌توان باریکه‌ای از نوترونها را برای آزمایشهای مختلف به داخل آزمایشگاه برد. شار نوترونی بالای حاصل از رآکتور خصوصاً برای ایجاد ایزوتوپهای پرتوزا از طریق گیراندازی نوترون مورد استفاده‌اند، که نمونه آن تحلیل فعالسازی نوترونی است.

## ۲۰۱۲ جذب و کندسازی نوترونها

هنگام عبور باریکه نوترونها از حجم زیاد ماده، شدت باریکه در اثر واکنشهای هسته‌ای

کاهش می‌یابد و بخشی از نوترون‌ها از باریکه حذف می‌شوند. برای نوترون‌های تند، واکنشهای زیادی نظیر  $(n, p)$ ،  $(n, \alpha)$ ، یا  $(n, 2n)$  امکان پذیر است، ولی علت اصلی ناپدید شدن نوترون‌های کند یا گرمایی، گیراندازی است که به صورت واکنش  $(n, \gamma)$  انجام می‌شود. غالباً سطح مقطع این واکنشهای گیراندازی تحت الشعاع یک یا چند تشدید قرار می‌گیرد که در آن سطح مقطع خیلی بزرگ می‌شود. در خارج از ناحیه تشدید، سطح مقطع با افزایش سرعت به شکل  $v^{-1}$  کاهش می‌یابد. بنا بر این همان طور که نوترون‌ها در اثر فرایندهای پراکندگی کُشان و ناکُشان کند می‌شوند، فرایند جذب نیز محتمل تر می‌شود. نوترون‌های با انرژی اولیه در گستره  $1 \text{ MeV}$  فرایندهای پراکندگی زیادی را متحمل می‌شوند تا اینکه انرژیهای آنها به گستره  $eV$  کاهش می‌یابد. در این حال، احتمال جذب تشدید یا غیر تشدید آن فوق العاده زیاد خواهد شد.

نوترون‌های طی عبور از ضخامت  $dx$  ماده با  $n dx$  اتم در هر واحد سطح باریکه یا ماده مواجه می‌شوند که در آن  $n$  تعداد اتمهای ماده در واحد حجم است. هر گاه  $\sigma_t$  سطح مقطع کل نوترون (با در نظر گرفتن فرایندهای پراکندگی که موجب خروج نوترون‌ها از باریکه می‌شوند) باشد، در این صورت کاهش شدت  $I$  برابر است با

$$dI = -I \sigma_t n dx \quad (1.12)$$

با افزایش ضخامت هدف، شدت طبق رابطه‌ی نمایشی زیر کاهش می‌یابد

$$I = I_0 e^{-\sigma_t n x} \quad (2.12)$$

باید به خاطر داشت که این رابطه فقط برای نوترون‌های تک انرژی نوشته شده است، یعنی شدت اولیه نوترون‌های با انرژی مشخص طبق معادله (۲.۱۲) کاهش می‌یابد. البته، ممکن است در همان زمان نوترون‌های با انرژی کمتر را هم (مثلاً به وسیله پراکندگی) به وجود آوریم که این نوترون‌ها می‌توانند سطح مقطع خیلی متفاوتی داشته باشند، ولی این اثر در معادله (۲.۱۲) منظور نشده است. بنابراین نمی‌توان آنرا با اطمینان برای محاسبه کاهش تعداد کل نوترون‌ها به کار برد، بلکه تنها تغییر شدت نوترون‌هایی را می‌دهد که انرژی اولیه مشخصی دارند.

اینک برخورد کُشان بین یک نوترون با انرژی اولیه  $E$  و سرعت  $v$  را با اتم هدفی به جرم  $A$  که در آغاز در حال سکون قرار دارد در نظر می‌گیریم. با کاربرد ساده قوانین پایستگی انرژی و تکانه خطی، نسبت بین انرژی نهایی  $E'$  و انرژی اولیه نوترون به صورت زیر به دست می‌آید

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A+1)^2} \quad (3.12)$$

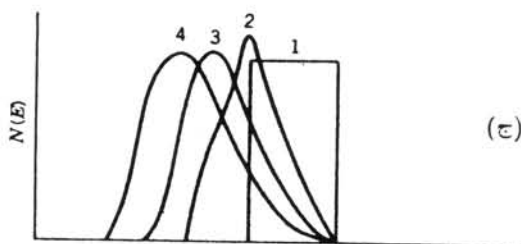
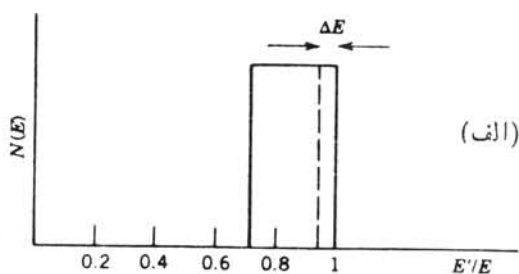
که در آن  $\theta$  زاویه پراکندگی در دستگاه مرکز جرم است (ولسی  $E$  و  $E'$  در آزمایشگاه اندازه گیری می‌شوند). در نبود پراکندگی ( $\theta = 0$ )، از معادله (۳.۱۲) نتیجه  $E'/E = 1$

به دست می آید که باید هم این چنین باشد. بیشینه اتلاف انرژی برای برخورد رودردو  $(\theta = 180^\circ)$  عبارت است از

$$\left(\frac{E'}{E}\right)_{\min} = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \quad (4.12)$$

توجه کنید که برای  $A=1$  (پراکندگی حاصل از هیدروژن)، نوترون تمام انرژی خود را به پروتون مورد برخورد می دهد.

برای نوترونهای با انرژی حدود  $10 \text{ MeV}$  و کمتر، پراکندگی عملاً به صورت موج



شکل ۳.۱۲ (الف) نوترون تک انرژی با انرژی  $E$ ، پس از یک پراکندگی موج S در برخورد با  $^{12}\text{C}$ ، توزیع مسطحی از انرژیهای آزمایشگاه  $E'$  را از  $0.72E$  تا  $E$  به دست می دهد. (ب) با تقسیم توزیع پراکندگی به پنج قسمت باریک تقریباً تک انرژی به پهنای  $\Delta E$ ، پس از دومین پراکندگی، پنج توزیع مسطح نشان داده شده را به دست می آوریم که حاصل جمع آن همان توزیع قله ای است. (ج) محاسبه دقیق توزیع انرژی پس از ۱، ۲، ۳ و ۴ پراکندگی.

S است و بنا بر این (در دستگاه مرکز جرم) به طور قابل توجهی مستقل از  $\theta$  است. همان طور که در شکل ۳.۱۲ (الف) نشان داده شده است، مقادیر  $E'/E$  به طور یکنواخت بین  $E'/E = ۱$  و مقدار کمینه ای که با معادله (۴.۱۲) داده می شود توزیع شده اند.

از آنجا که هر فوتون چندین بار پراکنده می شود، لازم است به طور تکراری اتلاف انرژی را محاسبه کنیم. در حالت مربوط به دومین پراکندگی، فوتونهای تابشی دیگر تک انرژی نیستند بلکه انرژی شان همانند شکل ۳.۱۲ (الف) توزیع شده است. هر گاه هر بازه انرژی به پهنای  $\Delta E$  را به صورت انرژی یک نسل جدید از فوتونهای تقریباً تک انرژی در نظر گیریم، می توانیم نتیجه تقریبی این اثر را مطابق شکل ۳.۱۲ (ب) به دست آوریم. با ادامه این عمل، «نسلهای» متوالی توزیع انرژی را همانند شکل ۳.۱۲ (ج) به دست می آوریم. برای اینکه محاسبات را بیشتر به صورت کمی در آوریم، پارامتر  $\xi$  را به عنوان مقدار میانگین  $\log(E/E')$  پس از یک برخورد منفرد تعریف می کنیم

$$\xi = \left[ \log \frac{E}{E'} \right]_{av} \quad (۵.۱۲)$$

$$= \frac{\int \log \left[ \frac{(A+1)^2}{A^2 + 1 + 2A \cos \theta} \right] d\Omega}{\int d\Omega} \quad (۶.۱۲)$$

که در آن  $d\Omega$  جزء زاویه فضایی در دستگاه مرکز جرم است. در اینجا مجدداً فرض می کنیم که پراکندگی به صورت همسانگرد است. با انتگرال گیری خواهیم داشت

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \log \frac{A-1}{A+1} \quad (۷.۱۲)$$

مقدار میانگین  $\log E'$  پس از هر برخورد به مقدار  $\xi$  کاهش می یابد، و پس از  $n$  برخورد، مقدار میانگین  $\log E'$  مساوی  $\log E_n'$  می شود

$$\log E_n' = \log E - n\xi \quad (۸.۱۲)$$

که مستقیماً از معادله (۵.۱۲) نتیجه می شود.

جدول ۱.۱۲ مقادیر  $\xi$  را برای چند کندساز متداول نشان می دهد. هر گاه منظور ما کاهش میانگین انرژی فوتون از مقدار متناظر به فوتونهای گسیل شده از شکافت نوعی ( $E \sim 2 \text{ MeV}$ ) به مقداری باشد که مشخصه حرکت گرمایی ( $E_n \sim 0.025 \text{ eV}$ ) است، تعداد دفعات برخورد در جدول ۱.۱۲ داده شده است.

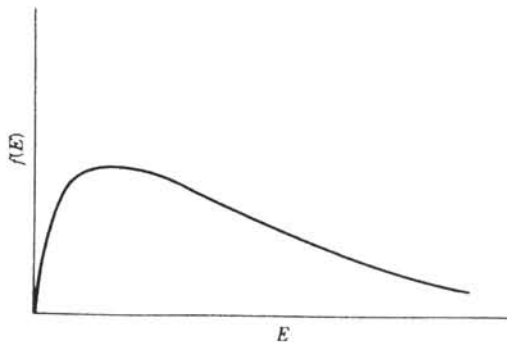
جدول ۱۰۱۲ خواص کندسازی هسته‌های مختلف.

هسته	$\xi$	$n$ (برای گرمایی شدن)
$^1\text{H}$	۱۳۰۰	۱۸
$^2\text{H}$	۰٫۷۲۵	۲۵
$^4\text{He}$	۰٫۴۲۵	۴۳
$^{12}\text{C}$	۰٫۱۵۸	۱۱۰
$^{238}\text{U}$	۰٫۰۰۸۴	۲۲۰۰

در محاسبات قبلی فرض شده است اتمهایی که نوترونها را پراکنده می‌سازند در حال سکون قرار دارند. این تقریب برای نوترونهای با انرژی از مرتبه  $\text{MeV}$  حقیقتاً تقریب خوبی به شمار می‌رود، ولی با نزدیک شدن به انرژیهای گرمایی، درمی‌یابیم که حرکت گرمایی اتمهای کندساز با سرعت نوترونها قابل مقایسه است. در این حالت با استفاده از مکانیک آماری، پراکندگی بهتر مورد تحلیل قرار می‌گیرد و می‌توان به سادگی فرض کرد که پس از گذشت زمان کافی، نوترونها در دمای  $T$  به تعادل گرمایی با کندساز خواهند رسید. در این حالت، نوترونها با توزیع سرعت ماکسولی توصیف می‌شوند

$$f(v)dv = 4\pi n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT} dv \quad (9.12)$$

که در آن  $f(v)dv$  کسری از نوترونهای با سرعت بین  $v$  و  $v+dv$  را به دست می‌دهد. در اینجا  $m$  جرم نوترون و  $n$  تعداد کل نوترونها در واحد حجم است. با نوشتن مجدد آن بر حسب انرژی خواهیم داشت



شکل ۴۰۱۲ توزیع انرژی ماکسول، معرف طیف انرژی نوترون پس از چند پراکندگی است.

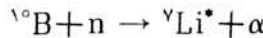
$$f(E)dE = \frac{\gamma \pi n}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} dE \quad (10.12)$$

که نمودار آن در شکل ۴.۱۲ نشان داده شده است و به نظر می‌رسد شبیه شکل ۳.۱۲ (ج) باشد، که در آن اثر گرمایی شدن نوترون طی تعداد کمی برخورد ترسیم شده است.

### ۳.۱۲ آشکارسازهای نوترون

از آنجا که نوترونها هیچ نوع یونش مستقیمی ایجاد نمی‌کنند، آشکارسازهای نوترون باید بر اساس آشکارسازی زویدادهای ثانویه و واکنشهای هسته‌ای، نظیر  $(n, p)$ ،  $(n, \alpha)$ ،  $(n, \gamma)$ ، یا  $(n, \text{fission})$ ، یا به وسیلهٔ پراکندگی هسته‌ای ذرات باردار سبک صورت گیرد که پس از پراکندگی قابل آشکارسازی است.

برای نوترونهای گرمایی و کند، آشکارسازهای مبتنی بر واکنشهای  $(n, p)$  و  $(n, \alpha)$  با استفاده از علامتی که ذرات پر انرژی  $p$  یا  $\alpha$  بر جای می‌گذارند، وسیلهٔ مستقیمی را برای مشاهدهٔ نوترونها فراهم می‌سازند. در این مورد عموماً از ایزوتوپ  ${}^1\text{B}$  برای ساخت اتاقک یونش یا شمارگر تناسبی که محتوی گاز  $\text{BF}_3$  یا دارای آستری از فلز بور یا یک ترکیب بور است، استفاده می‌شود. واکنش به صورت زیر است



که در آن  ${}^4\text{Li}^*$  ترجیحاً در حالت برانگیختهٔ با انرژی  $4.8 \text{ MeV}$  قرار می‌گیرد (بور طبیعی شامل حدود ۲۰٪ ایزوتوپ  ${}^1\text{B}$  است، لذا مواد غنی شده با  ${}^1\text{B}$  بازدهی آشکارساز را افزایش می‌دهند). نوترونهای گرمایی دارای سطح مقطع حدود  $3840 \text{ b}$  هستند که مقدار خیلی بزرگی است. تا حدود  $100 \text{ keV}$  سطح مقطع از قانون  $1/v$  پیروی می‌کند، لذا وابستگی سطح مقطع با انرژی تابشی هیچ نوع پیچیدگی یا تشدید ندارد و قابل پیش بینی است (شکل ۵.۱۲).

سطح مقطع وابسته به  $1/v$  مزیت دیگری نیز دارد. فرض کنید در حال مشاهدهٔ باریکهٔ موازی شده‌ای از نوترونها یا شار همسانگردی (شاید در نزدیکی قلب یک رآکتور) هستیم که توزیع سرعت آن در واحد حجم  $n(v)dv$  نوترون با سرعتهای بین  $v$  و  $v+dv$  است. شاری که از آشکارساز می‌گذرد برابر  $n(v)v dv$  است و اگر شمارگر شامل  $N$  هستهٔ بور با سطح مقطع  $\sigma$  باشد، احتمال تحقق برهم کنش در هر ثانیه (یا آهنگ شمارش، اگر قادر باشیم هر واکنش را آشکارسازی کنیم و بشماریم) برای نوترونهای با سرعت بین  $v$  و  $v+dv$  برابر است با

$$dR = N\sigma n(v)v dv \quad (11.12)$$

برای نوترونهایی که طیفی از سرعتهای مختلف داشته باشند، آهنگ شمارش کل عبارت است از

$$R = \int N \sigma n(v) v dv \quad (۱۲.۱۲)$$

$$= NC \int n(v) dv \quad (۱۳.۱۲)$$

که در رابطه آخر فرض می‌شود  $\sigma \propto v^{-1}$  که در نتیجه به جای حاصلضرب  $\sigma v$  ثابت  $C$  قرار گرفته است. در این صورت انتگرال فوق تعداد کل نوترونهاى موجود در واحد حجم،  $n$ ، را به دست می‌دهد و آهنگ شمارش برابر است با

$$R = NCn \quad (۱۴.۱۲)$$

یعنی، تا وقتی که بتوانیم برای هر توزیع سرعت از سهم شار نوترون خارج از ناحیه  $1/v$  در سطح مقطع صرف‌نظر کنیم،  $R$  مستقیماً با چگالی نوترون متناسب است.

مقدار  $Q$  برای واکنشی که به حالت برانگیخته  ${}^7\text{Li}$  منجر می‌شود برابر  $2.31 \text{ MeV}$  است و برای نوترونهاى تابشی با انرژی جنبشی کم در قیاس با این مقدار، پایستگی تکانه ایجاب می‌کند که انرژی بین  ${}^7\text{Li}$  و  $\alpha$  تقسیم شود و بنا بر این سهم انرژی جنبشی ذره آلفا برابر  $1.47 \text{ MeV}$  می‌شود. انرژی جنبشی نوترون تابشی، اگر در گستره  $\text{eV}$  یا حتی  $\text{keV}$  باشد، این مقدار را به طور اساسی تغییر نمی‌دهد و بجز حالتی که در آن هر دو ذره به دیواره برخورد کنند، می‌توان به طور همزمان  ${}^7\text{Li}$  ( $T = 0.84 \text{ MeV}$ ) را نیز به خوبی آشکارساخت و در این صورت نوترون يك اتلاف انرژی  $2.31 \text{ MeV}$  را به عنوان نشانه گذار در شمارگر بر جای می‌گذارد. از آنجا که در شمارگر تناسبی نمی‌توان انرژیهای  $\text{MeV}$  را با دقت  $\text{eV}$  یا  $\text{keV}$  اندازه‌گیری کرد، از این وسیله نمی‌توان برای اندازه‌گیری انرژی نوترونهاى کم انرژی استفاده کرد.

وسایل مشابه دیگر بر اساس واکنشهای زیر برای نوترونهاى گرمایی کاره‌ی‌کنند:

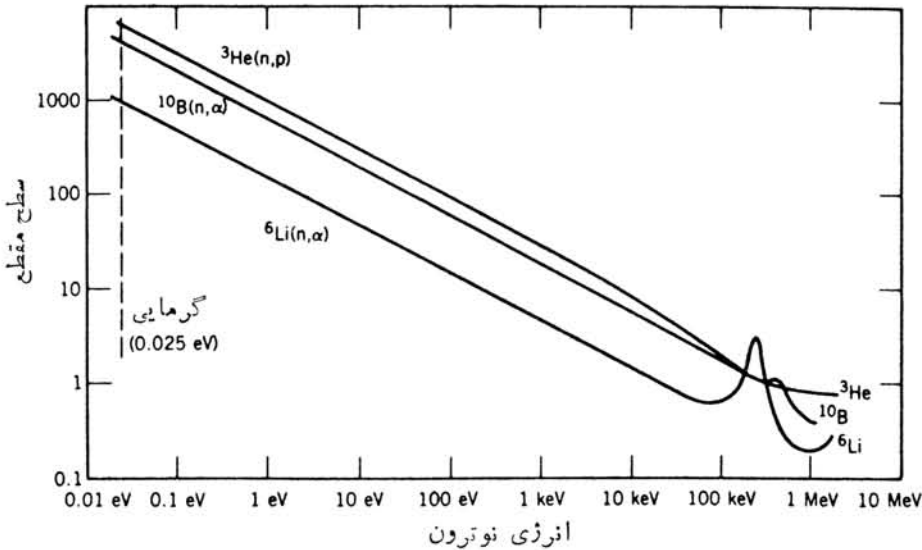
$${}^6\text{Li}(n, \alpha), Q = 4.78 \text{ MeV}, \sigma = 940 \text{ b}$$

$${}^3\text{He}(n, p), Q = 0.765 \text{ MeV}, \sigma = 5330 \text{ b}$$

در شکل ۵.۱۲ سطح مقطعهای نوترون برای این واکنشها با هم مقایسه شده است. طریقه دیگر اندازه‌گیری شدت نوترون این است که ماده‌ای را در معرض برخورد بانوترون قرار دهیم که پس از گیراندازی نوترون به صورت پرتوزا درآید. این ماده باید سطح مقطع گیراندازی مشخصی برای نوترونهاى با انرژی بخصوص داشته باشد. هرگاه ماده را از برابر شار نوترونی برداریم و فعالیت القایی آنرا (مثلاً با استفاده از يك آشکارساز پرتو  $\gamma$ ) اندازه‌گیری کنیم، می‌توانیم شار نوترون را به دست آوریم.

از جمله ابتدایی‌ترین وسایل به کار رفته برای تعیین انرژی نوترون، وسایل مکانیکی نظیر گزینشگر سرعت بوده‌اند که شامل يك مانع چرخشی از ماده‌ای با قابلیت جذب بالا، مثل





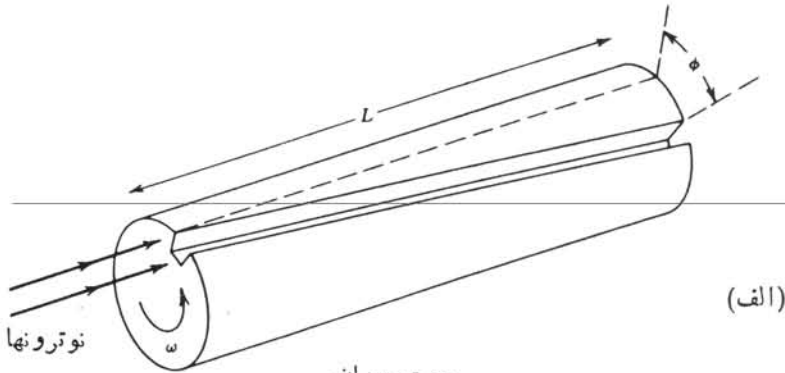
شکل ۵.۱۲ سطح مقطعهای نوترون برای  ${}^3\text{He}(n,p)$ ،  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$  و  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ . سطح مقطع رفتار  $1/v$  را برای  $E < 1 \text{ keV}$  نشان می‌دهد ولی در انرژی بیشتر از  $100 \text{ keV}$  شروع به نمایش تشدید می‌کند

Cd برای نوترونهای گرمایی، است (شکل ۶.۱۲). این وسیله فقط برای سرعتهای نوترون گرمایی قابل استفاده است اما می‌توان آنرا برای گزینش نوترونها از توزیع پیوسته سرعت، نظیر آنچه در یک رآکتور ایجاد می‌شود، به کار برد.

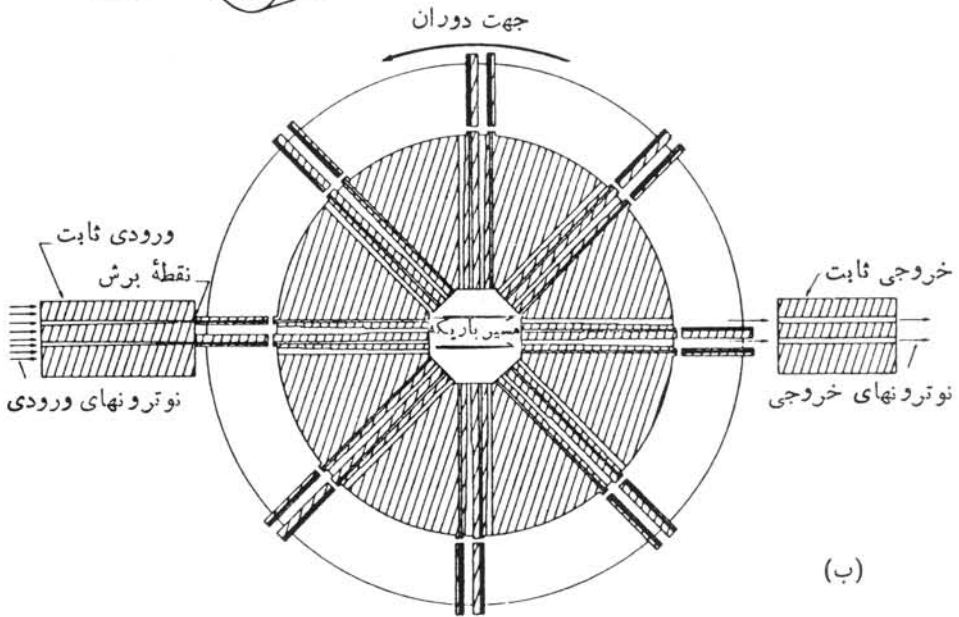
طریقه دیگر اندازه گیری سرعت، استفاده از روشهای مختلف زمان پرواز است [بخش ۹.۷ و شکل ۳۹.۷ (جلد اول، ترجمه فارسی)]. هرگاه دسته نوترونهایی را به صورت یک تپ کوتاه داشته باشیم، می‌توانیم مدت زمان حرکت آنها را در فاصله چند متر اندازه گیری کنیم. (سرعت نوترونهای گرمایی در حدود  $2200 \text{ m/s}$  است، و لذا زمان حرکت آنها از مرتبه  $10^{-3} \text{ s}$  و به آسانی قابل اندازه گیری است.) برای انرژیهای زیادتر، با استفاده از مسیرهای پرواز طولانیتر  $100 \text{ m}$  و حساسیت بیشتر روشهای اندازه گیری زمان کوتاه می‌توان سرعت را برای نوترونهای با انرژیهای از مرتبه  $\text{MeV}$  به دقت تعیین کرد.

تپ اولیه نوترونها برای اندازه گیری زمان می‌تواند یا به وسیله «برشگر» نشان داده شده در شکل ۶.۱۲ و یا به وسیله یک شتابدهنده تپشی ذره باردار فراهم شود که در آن نوترونها از طریق واکنشهای نظیر آنچه در بخش ۱۰.۱۲ ارائه شد، تولید می‌شوند. هرگاه تپ اولیه شامل گستره وسیعی از سرعتها باشد، روش شروع-توقف که مبتنی بر استفاده از مبدل زمان به دامنه است می‌تواند، همانند شکل ۷.۱۲، طیف انرژی نوترونها را به نمایش درآورد.

در ناحیه انرژی گرمایی، با استفاده از پراش بلورمی توان انرژی را به طور خیلی دقیق

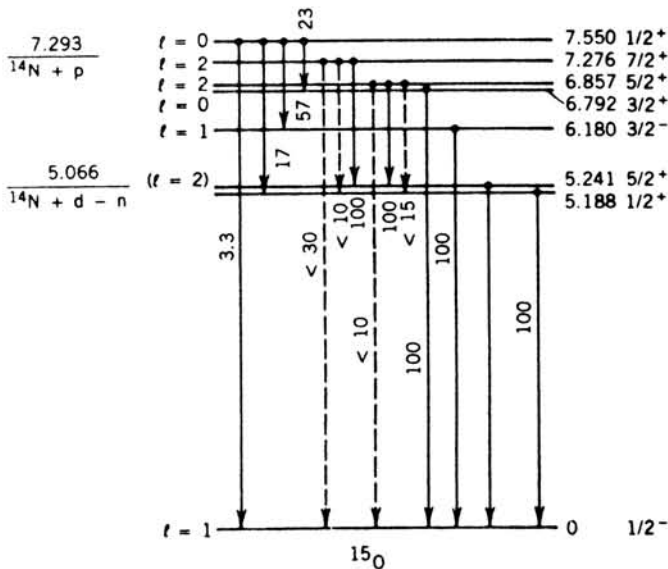
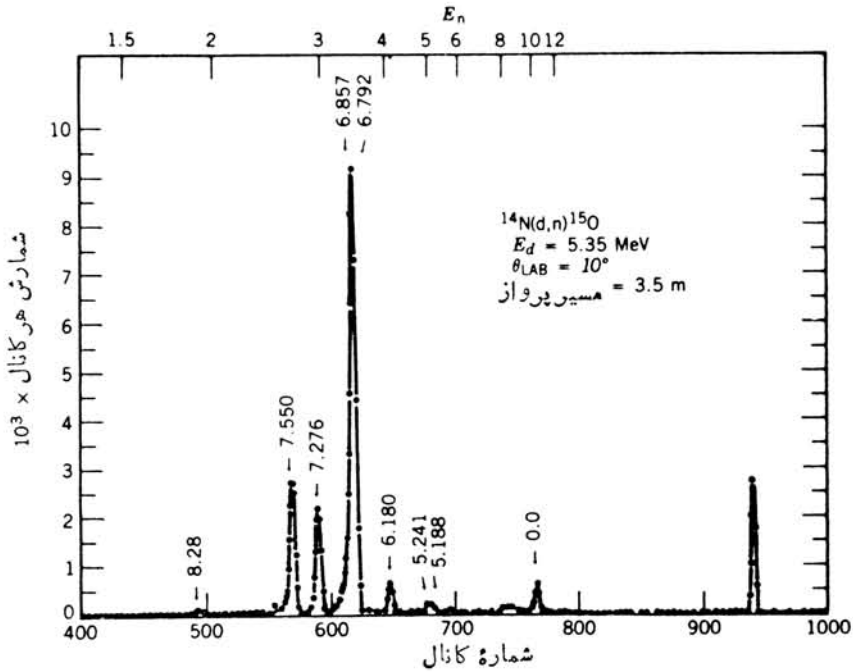


(الف)



(ب)

شکل ۶.۱۲ (الف) گزینشگر سرعت نوترون از یک استوانه دوار که یک یا چند شیار مارپیچ در سطح آن ایجاد شده است تشکیل می‌شود. استوانه آزماده‌ای نظیر کادمیم ساخته می‌شود که قدرت جذب نوترونی آن زیاد است. گزینشگر نوترونها را عبور می‌دهد که با سرعت  $v$  طول  $L$  استوانه را در زمانی می‌پیمایند که در آن استوانه به اندازه زاویه  $\phi$  چرخیده است، یعنی  $t = L/v = \phi/\omega$ ، و در نتیجه  $v = L\omega/\phi$ . با تغییر سرعت زاویه‌ای  $\omega$ ، سرعت مورد نظر را برای نوترون انتخاب می‌کنند. (ب) مانع دوار یا «برشگر» برای ایجاد تپ نوترونی، جریان پیوسته‌ای از نوترونها از طرف چپ وارد می‌شود، در صورتی که شکافهای چرخانه در امتداد شکافهای ورودی قرار گیرند، تپ نوترونی از طرف راست خارج خواهد شد. چرخانه از فولاد زنگ نزن با شکافهای فنولی ساخته می‌شود.



شکل ۷.۱۲ طیف زمان پرواز نوترونهای گسیل شده درواکنش  $^{14}\text{N}(d, n)^{15}\text{O}$ . زمان گیری پرمینای یک باریکه تپشی دوترونها انجام گرفته است. قله واقع درمنتهی الیه سمت راست از پرتوهای  $\gamma$  که البته با بالاترین سرعت ممکن حرکت می کنند حاصل شده است. قله های نوترون همان طور که نشان داده شده است، به حالت های پایه و برانگیخته  $^{15}\text{O}$  مربوط می شوند. مقادیر  $l$  از اندازه گیری توزیع زاویه ای سطح مقطع، یا  $d\sigma/d\Omega$ ، به دست می آیند.

تعیین کرد. طول موج دوبروی نوترونهای گرمایی حدود ۱ nm است که در حدود فاصله بین اتمها در شبکه بلور است. هرگاه باریکه‌ای از نوترونهای گرمایی به بلور تابیده شود، طبیعت موجی باریکه از طریق مجموعه‌ای از بیشینه‌های تداخلی ظاهر می‌شود. این بیشینه‌ها در زوایایی روی می‌دهند که از شرط براگ تعیین می‌شوند

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (15.12)$$

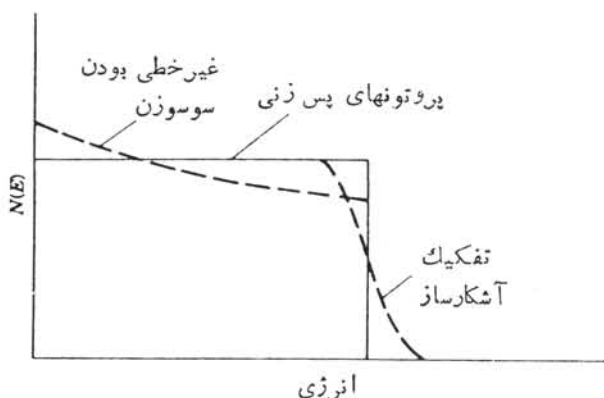
که در آن  $d$  فاصله شبکه‌ای،  $n$  مرتبه بیشینه تداخلی، و  $\theta$  زاویه‌ای است که باریکه‌های تابشی و بازتابیده با سطح بلور تشکیل می‌دهند. این روش که غالباً در مطالعه خواص بلورین یا فواصل بین اتمی مواد به کار می‌رود، در بخش ۶.۱۲ مورد بحث قرار می‌گیرد.

برای اندازه‌گیری انرژی نوترونهای تند، متداول‌ترین روش استفاده از پس‌زنی حاصل از پراکندگی کشسان بین نوترون و یک هدف سبک (H،  $^2\text{H}$ ،  $^3\text{He}$ ،  $^4\text{He}$  و غیره) است. این پراکندگی کشسان قبلاً در بخش ۲.۱۲ در ارتباط با کند سازی نوترون مورد بحث قرار گرفت که می‌توان نتایج به دست آمده از آن بخش را به کار برد. در بحث متعاقب معادله (۴.۱۲) نشان دادیم که نوترون پراکنده شده دارای گستره پبوسته‌ای از انرژی از  $E' = E$  تا مقدار کمینه داده شده با معادله (۴.۱۲) است. هسته پس از برخورد دارای انرژی پس‌زنی زیر است

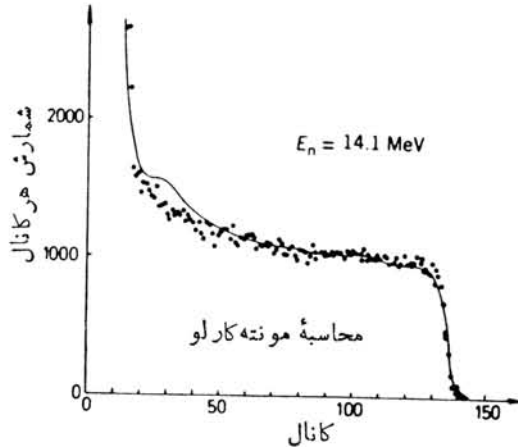
$$E_R = E - E' \quad (16.12)$$

که از صفر تا مقدار بیشینه زیر گسترش دارد

$$\begin{aligned} (E_R)_{\max} &= E - (E')_{\min} \\ &= E \frac{4A}{(A+1)^2} \end{aligned} \quad (17.12)$$



شکل ۸.۱۴ طیف ایده‌آل پس‌زنی پروتون (حاصل از نوترونهای تابشی تک انرژی) می‌تواند به دلایل محدودیت تفکیک آشکارساز و غیرخطی بودن سوسوزن تغییر شکل دهد.



شکل ۹.۱۲ طیف نوترونهاى تک انرژى (۱۴ MeV) که با استفاده از یک سوسوزن آلی مشاهده شده است.

برای هیدروژن  $(E_R)_{\max} = E$  است، درحالی که برای  ${}^2\text{He}$  داریم  $(E_R)_{\max} = 0.75E$ . در شکل ۸.۱۲ پاسخ یک آشکارساززایده آل پس زنی پروتون نسبت به نوترونهاى تک انرژى نشان داده شده است.

معمولاً سیگنال پس زنی پروتون با استفاده از یک ماده سوسوزن که نظیر پلاستیک یا مایع آلی سرشار از هیدروژن است، مشاهده می شود. بنابراین سوسوزن هم به عنوان هدف پروتونی نوترون و هم به عنوان آشکارساز پروتون پس زنی به کار می رود. با در نظر گرفتن تفکیک انرژى سوسوزن و اثرات هندسی، طیف انرژى مشاهده شده برای نوترونهاى تک انرژى شبیه توزیع پیوسته ای است که در شکل ۹.۱۲ نشان داده شده است. هرگاه نوترونهاى تابشی دارای چندین مؤلفه انرژى متمایز باشند، آشکارسازى طیفهای روی هم افتاده ممکن است مشکل باشد.

بازدهی آشکارسازهای سوسوزن پس زنی پروتون برای نوترونهاى با انرژى MeV می تواند در مرتبه ۵۰٪ باشد.

#### ۴.۱۲ سطح مقطع واکنشهای نوترون

فرمول بندی تحلیل واکنشهای هسته ای در فصل ۱۱ مورد بحث قرار گرفته است. در این بخش چند مثال کاربردی از واکنشهای نوترون را ارائه می دهیم و جنبه های خاصی از ساختار هسته ای را که می توان مورد تحقیق قرارداد نشان خواهیم داد.

ابتدا وابستگی  $1/v$  سطح مقطع نوترون کم انرژى را در نظر می گیریم. با استفاده از دو روش خیلی متفاوت می توان این نتیجه را به دست آورد. در بخش ۸.۱۱ برآوردی از سطح مقطع انجام دادیم و معادله (۵.۱۱) یعنی  $\sigma_T = \pi(R + \lambda)^2$  را بر اساس مدل جذب

کل به دست آوردیم. اصلاح عمده در این برآورد می تواند شامل بازتاب تابع موج نوترون تابشی در سطح هسته باشد. احتمال نفوذ ذره تابشی به ناحیه پتانسیل هسته ای که در آن ذره قابل جذب می شود چقدر است؟

در بخش ۳.۲ (جلد اول، ترجمه فارسی) احتمال عبور را برای سد پتانسیل مربع مستطیل محاسبه کردیم. با در نظر گرفتن این عامل، سطح مقطع به صورت زیر برآورد می شود

$$\sigma = \pi(R + \lambda)^2 \frac{4kK}{(k + K)^2} \quad (18.12)$$

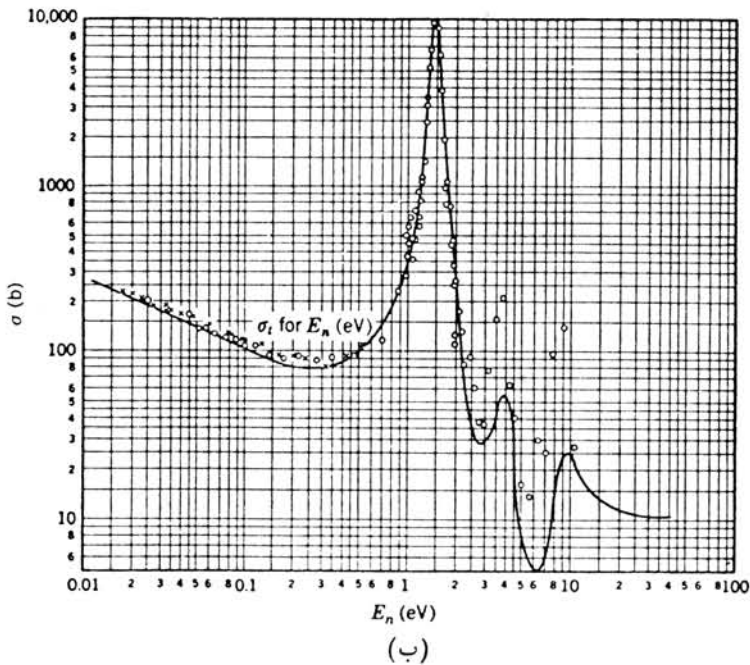
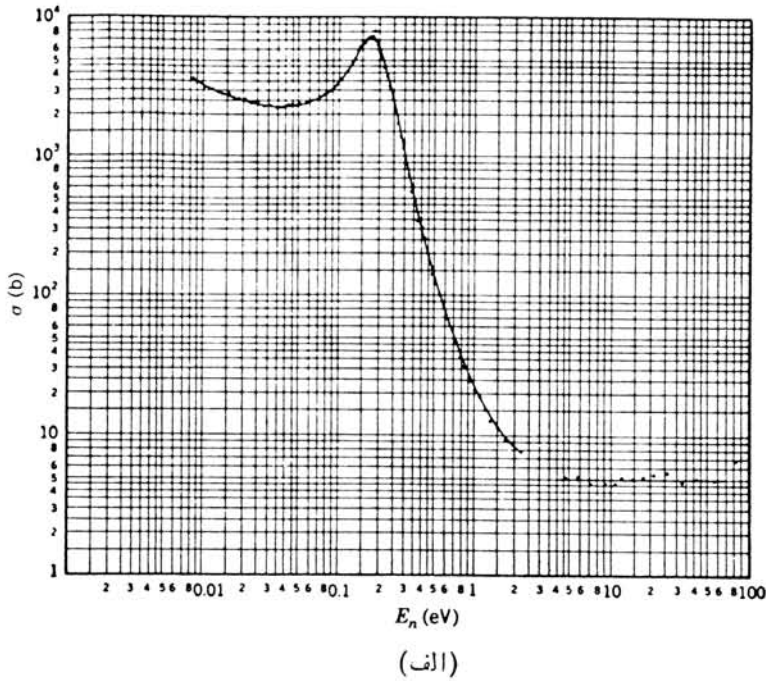
که در آن برای سدی به عمق  $-V_0$  داریم  $K = \sqrt{2m(E + V_0)}/\hbar$  و  $k = \sqrt{2mE}/\hbar$  است. بنابراین، برای نوترونهای کم انرژی،  $E \ll V_0$  و  $k \ll K$  و نیز  $\lambda = k^{-1} \gg R$  داریم

$$\sigma \cong \frac{4\pi}{kK} \quad (19.12)$$

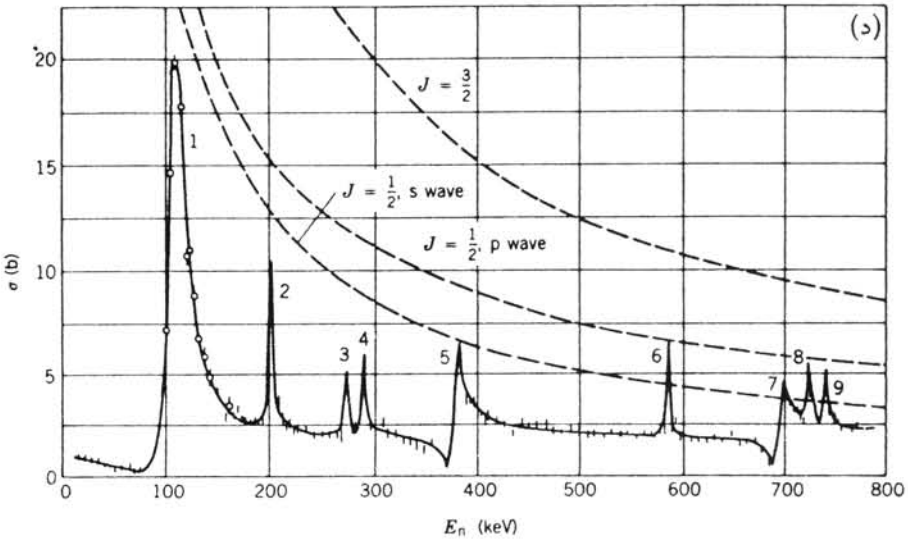
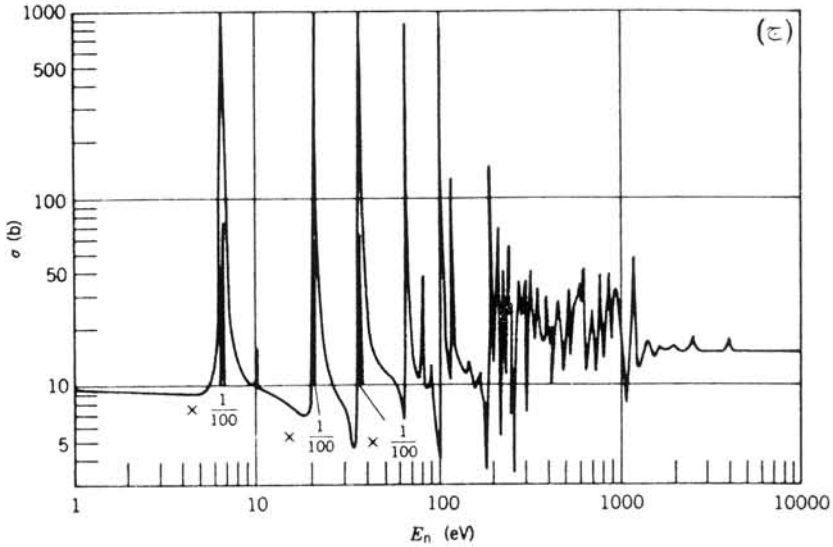
و چون  $k = p/\hbar = mv/\hbar$  است، سطح مقطع به  $1/v$  بستگی پیدا می کند. نتیجه مشابهی را می توان از روش کاملاً متفاوت دیگر و با استفاده از فرمول تشدید تک تراز، معادله (۷۰.۱۱)، به دست آورد. به دنبال گیراندازی نوترون، سازوکار واپاشی اصلی را گسیل  $\gamma$  تشکیل می دهد که احتمال تحقق آن عملاً مستقل از تغییرات اندک انرژی تابشی یا تشدید است. بنابراین می توان  $\Gamma$  را به صورت مستقل از انرژی نوترون در نظر گرفت. پهنای نوترون  $\Gamma_n$  که به کانال ورودی مربوط می شود، به چگالی حالت های نهایی نوترون گیراندازی شده  $dn/dE$  که بر طبق معادله (۱۵.۹) با سرعت نوترون متناسب است، بستگی دارد. (این مسئله تا حدودی با واپاشی آلفا شباهت دارد که در آن احتمال واپاشی شامل عاملی متناسب با  $v$  است که با در نظر گرفتن تعداد دفعاتی که ذره  $\alpha$  با سد هسته ای روبه رو و آماده واپاشی می شود به دست می آید.) دور از ناحیه تشدید،  $E \ll E_R$ ، و وقتی که  $\Gamma_n \propto v$  باشد، داریم

$$\sigma \cong \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_n \Gamma}{E_R^2 + \Gamma^2/4} \propto \frac{1}{v} \quad (20.12)$$

همان طور که با سطح مقطع های ترسیم شده در شکل ۵.۱۲ نشان دادیم، قانون  $1/v$  برای واکنش های دور از ناحیه تشدید به طور کاملاً دقیقی برقرار است. در ناحیه تشدید، نظریه دقیقی برای پیش بینی محل تشدیدها وجود ندارد. ساختار سطح مقطع ممکن است تحت الشعاع یک تشدید منفرد و منزوی [مثل مورد Cd در شکل ۱۰.۱۲ (الف)] قرار گیرد و یا به صورت ساختار پیچیده [مانند آنچه در مورد In و U در شکل های



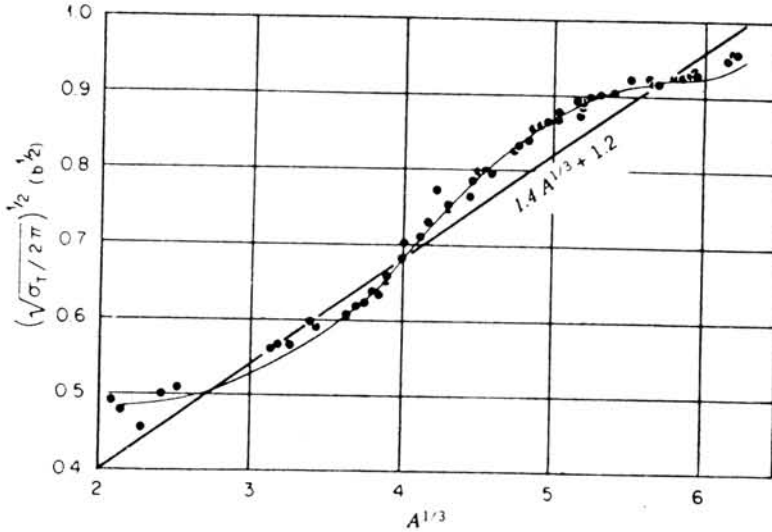
شکل ۱۵.۱۲ تشدید در سطح مقطع کلی نوترون. (الف) برای Cd يك تشدید منفرد و منزوی روی زمینه  $1/v$  قرار گرفته است. (ب) چندین تشدید نزدیک هم در In (ج) چندین قله تیز در ناحیه تشدید  $^{238}\text{U}$ ، (د) برای  $^{32}\text{S}$ ، ارتفاع نسبی قله‌های تشدید حاکی از اسپین تشدیدهاست.



شکل ۱۰.۱۲ (ادامه).

۱۰.۱۲ (ب و ج) نشان داده شده است [ باشد. در بعضی حالات، شدت تشدید می‌تواند برای تعیین اسپین آنها به کار رود. مثلاً در ساختار تشدید  ${}^{235}\text{S}$  (که یک هسته زوج-زوج با اسپین صفر است)، گیراندازی موج s منجر به تشدید با اسپین کل  $I = 1/2$  (ناشی از اسپین ذاتی نوترون) می‌شود. گیراندازی موج p می‌تواند نتیجه  $I = 1/2$  یا  $I = 3/2$  را به دست دهد که بستگی به آن دارد که I و s نوترون پاد موازی یا موازی باشند. رابطه



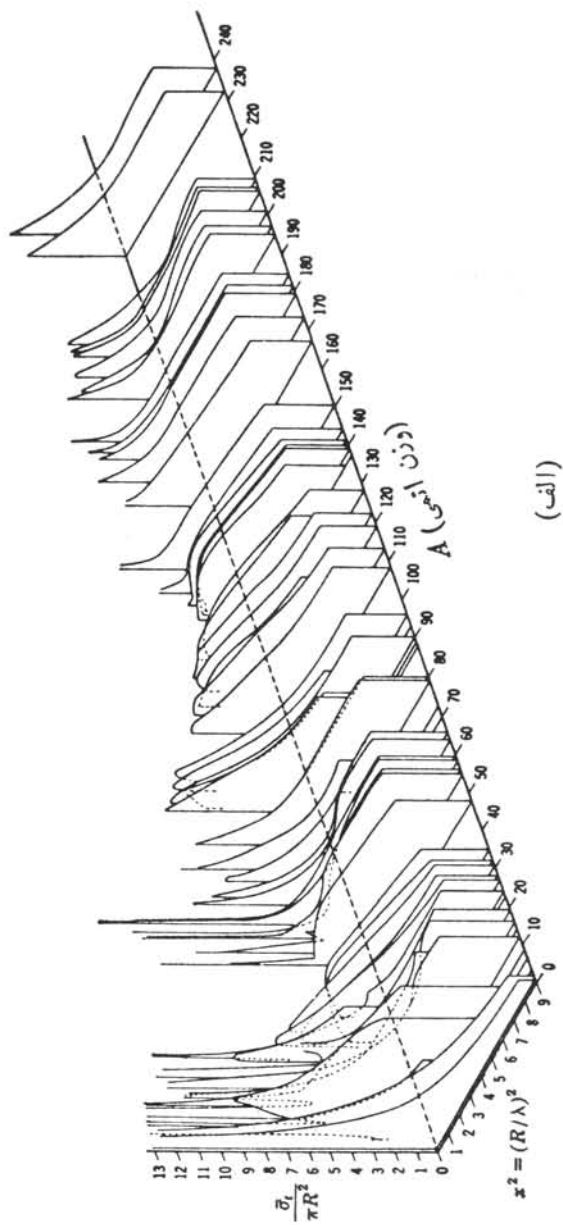


شکل ۱۱.۱۲ سطح مقطع کلی نوترونهای ۱۴ MeV که بر حسب  $A^{1/3}$  ترسیم شده است. خط مستقیم معرف  $R + \chi = 1.4A^{1/3} + 1.2 \text{ fm}$  است که به طور معقولی با داده‌ها سازگاری دارد. منحنی گذرنده از نقاط اطلاعاتی از یک محاسبه اصلاح شده با استفاده از مدل اپتیکی حاصل شده است.

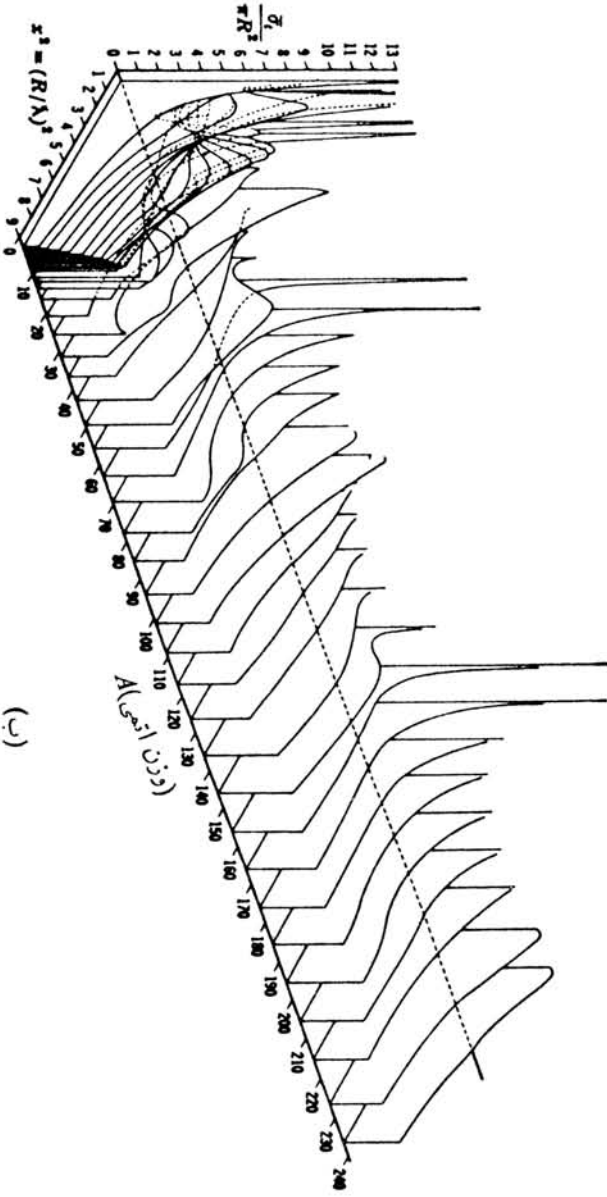
بین سطح مقطع در ناحیه تشدید و کمی پیچیده‌تر از وابستگی  $(1 + 21)$  است که در معادله (۴۷.۱۱) پیش‌بینی شد، و لسی اثر کلی آن در افزایش سطح مقطع به وضوح دیده می‌شود. با رفتن به طرف انرژی‌های بالاتر، خواص میکروسکوپی اهمیت کمتری پیدا می‌کنند، زیرا ساختار مشاهده شده غالباً میانگینی از چند تشدید همپوشان را نمایش می‌دهد. یکی از دلایل قابلیت کاربرد خاصیت میانگینی از برآورد هندسی سطح مقطع کلی، معادله (۵۱.۱۱)، به دست می‌آید. شکل ۱۱.۱۲ کمیت  $(\sigma_T / 2\pi)^{1/2}$  را نشان می‌دهد که برای نمایش  $R + \chi$  ترسیم شده است (در اینجا  $R = R_0 A^{1/3}$  و  $\chi$  برای نوترونهای ۱۴ MeV برابر  $1.2 \text{ fm}$  است). شعاع  $R_0$  مساوی  $1.4 \text{ fm}$  اختیار شده است که تا حدی بزرگتر از برآورد رایج  $1.25 \text{ fm}$  است، زیرا ضخامت پوسته‌ای برهم کنش هسته‌ای نیز در نظر گرفته شده است. تغییرات سطح مقطع کلی بر حسب انرژی و  $A$  در شکل ۱۲.۱۲ نشان داده شده است. با استفاده از مدل اپتیکی (بخش ۹.۱۱) می‌توان سطح مقطع کلی نوترون را برای این هسته‌ها محاسبه کرد و نتایجی به دست آورد که در شکل ۱۲.۱۲ نشان داده شده است. سازگاری بین نتایج بزرگ مقیاس تجربی و محاسباتی، قابل قبول است.

## ۵.۱۲ گیراندازی نوترون

شکل ۱۳.۱۲ باره‌ای از فرایندهایی را نشان می‌دهد که به دنبال گیراندازی نوترون ممکن

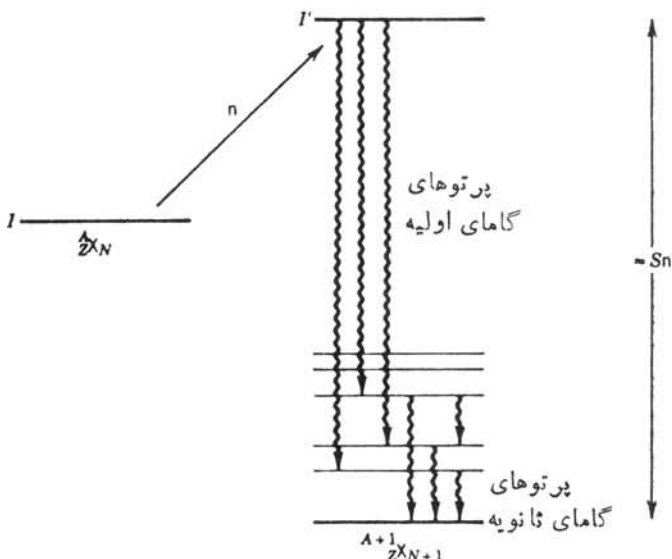


شکل ۱۴. ۱۴. سطح مقطع کلی نوتر و نه‌های با انرژی مختلف ( $x^2$  يك پارامتر بدون بعد انرژی است) بر حسب  $\pi R^2$ . منحنیهای (الف) نتایج تجربی، و منحنیهای (ب) نتایج محاسبه شده را با استفاده از مدل اپتیکی نشان می‌دهند.



(ب)

شکل ۱۳-۱۳ (ادامه).



شکل ۱۳.۱۴ گیراندازی نوترون کم انرژی منجر به حالت  $I'$  می‌شود که از آن پرتوهای اولیه  $\gamma$  و سپس پرتوهای ثانویه  $\gamma$  گسیل خواهد شد.

است اتفاق بیفتند. اگرچه این امکان وجود دارد که نوترون بازگسیل شود، ولی برای هسته‌های سنگین و نوترونهای تابشی کم انرژی این مد واپاشی حالت مرکب یا حالت تشدید فرونشانه می‌شود، و گسیل  $\gamma$  محتملترین فرایند واپاشی به شمار می‌رود. (گسیل ذره باردار به واسطه سدکولنی ممنوع است و احتمالاً جز در هسته‌های خیلی خیلی سبک اتفاق نمی‌افتد.) انرژی برانگیختگی  $E_x$  مربوط به  $A'$  درست برابر  $S_n + E_n$  است، یعنی انرژی جدایی نوترون به اضافه انرژی نوترون تابشی. برای نوترونهای کم انرژی، نوعاً در حدود  $10\text{MeV} - 5$  است.

واکنشهای گیراندازی نوترون را می‌توان برای تعیین انرژی و انتساب امپین-پارینه حالت‌های گیراندازی به کاربرد. فرض کنیم هسته اولیه دارای اسپین  $I$  و پارینه  $\pi$  (+ یا -) است. اسپین  $I'$  حالت گیراندازی شده به وسیله تکانه زاویه‌ای مدارای نوترون  $I$  و تکانه زاویه‌ای اسپین  $s$  که به مقدار مربوط به هسته هدف اضافه شده است، تعیین می‌شود

$$I' = I + I + s \quad (21.12)$$

و رابطه بین پارینه‌ها نیز به صورت زیر است

$$\pi' = \pi(-1)^l \quad (22.12)$$

برای نوترونهای تابشی با انرژی گستره گرمایی، تنها گیراندازی موج  $s$  روی خواهد داد

که برای آن  $I' = I \pm 1/2$  (به استثنای  $I = 0$  که در این حالت فقط  $I' = 1/2$  می‌شود) و  $\pi' = \pi$  است.

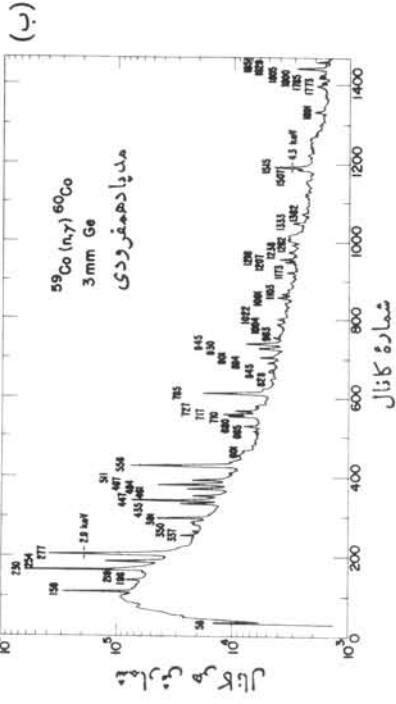
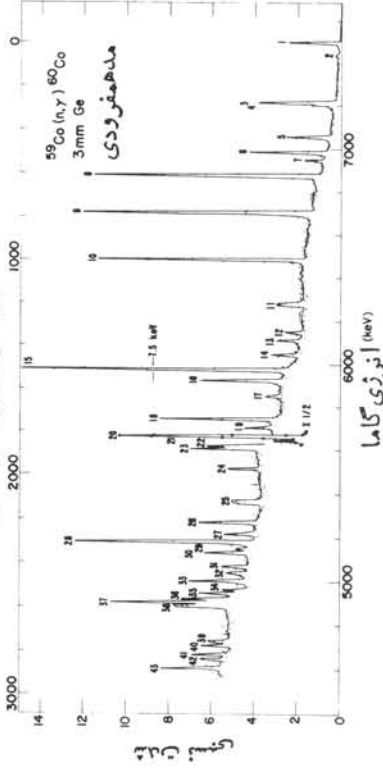
معمولاً حالت گیراندازی را می‌توان به صورت یک حالت هسته مرکب، یعنی به صورت تعداد زیادی ترازهای منفرد تفکیک نشده که دارای  $I' = I + 1/2$  و  $I' = I - 1/2$  هستند، در نظر گرفت. گاهی هم گیراندازی ممکن است تحت الشعاع یک یا چند تشدید قرار گیرد، و در حالت‌های برگزیده مشخصی امکان دارد که گیراندازی از طریق همسویی موازی یا پادموازی اسپین هسته‌های هدف با اسپین نوترون‌ها فقط به تشدیدهای  $I' = I + 1/2$  یا  $I' = I - 1/2$  منجر شود.

در واپاشی گاما زای حالت گیراندازی، تمام حالت‌های برانگیخته  $A'$  می‌توانند تا حدودی اشغال شوند و تنها عامل محدود کننده قواعد گزینش تابش  $\gamma$  است. برای تابش دوقطبی، بیشینه تغییر اسپین مساوی یک واحد است و لذا تابش اولیه (یعنی تابشی که مستقیماً از حالت گیراندازی حاصل می‌شود) به حالت‌های با اسپین‌های  $I' + 1$  تا  $I' - 1$  می‌رسد. با در نظر گرفتن رابطه بین  $I'$  و  $I$ ، حالت‌های برانگیخته‌ای که از طریق تابش اولیه حاصل شده‌اند دارای اسپین‌هایی در گستره  $I - 3/2$  تا  $I + 3/2$  (به استثنای  $I \leq 1$ ) خواهند بود. برای تابش دوقطبی، احتمال گسیل، همانند معادله (۱۲.۱۵)، با  $E\gamma^3$  متناسب است. بنابراین با احتمال خیلی زیادی می‌توان گذارهای با بالاترین انرژی، یعنی گذارهایی را که به پایینترین حالت‌های برانگیخته منجر می‌شوند، مشاهده کرد. بنا بر این طیف  $\gamma$  در مؤلفه اصلی را نشان می‌دهد: مؤلفه اولیه که شامل تابش‌های مستقیم با انرژی  $10\text{ MeV} - 5$  حاصل از گذار حالت گیراندازی به حالت‌های برانگیخته پایین، معمولاً زیر  $2\text{ MeV}$  است و مؤلفه ثانویه که شامل تابش‌های کم انرژی بین حالت‌های برانگیخته پایینتر است.

احتمال تابش اولیه دوقطبی الکتریکی تقریباً  $100$  برابر تابش دوقطبی مغناطیسی است، و لذا با احتمال زیاد حالت‌های برانگیخته پایینتر که پارته‌شان مخالف پارته حالت گیراندازی است اشغال خواهند شد. با این حال، تابش دوقطبی مغناطیسی اغلب قابل مشاهده است. این موضوع برای تابش چندقطبی مرتبه بالاتر از دوقطبی نیز مطرح است. معمولاً شدت این تابش نسبت به تابش دوقطبی الکتریکی کمتر است.

یکی از جنبه‌های مفید مطالعه پرتوهای گامای ناشی از گیراندازی نوترون این است که تابش اولیه در گذار به حالت‌های برانگیخته پایینتر کاملاً به طور غیر گزینشی گسیل می‌شود. هیچ قاعده گزینش قوی که مبتنی بر ساختار هسته‌ای باشد، واپاشی‌های اولیه به هیچ یک از حالت‌های برانگیخته را ممنوع نمی‌سازد. مثلاً اگر حالت گیراندازی دارای  $I' = 4$  باشد، انتظار داریم که تابش دوقطبی مستقیماً به تمام حالت‌های با اسپین  $3$  و  $4$  و  $5$  منجر شود. این امر با واپاشی آلفا یا بتا تفاوت دارد. در این واپاشی‌ها فرایند گسیل توسط قواعد گزینش کنترل می‌شود که ممکن است واپاشی به حالت‌هایی را که فقط با در نظر گرفتن جفت شدن شگ‌گی‌های تکانه زاویه‌ای محتمل به نظر می‌رسند، ممنوع سازد. بنا بر این گیراندازی نوترون به عنوان یک وسیله نسبتاً کامل طیف‌نمایی حالت‌های برانگیخته قابل استفاده است. البته این امر مستلزم آن است که بتوانیم طیف بسیار پیچیده تابش‌ها را از هم باز کنیم، بدین سان قادر

### انرژی برانگیختگی



شکل ۱۴.۱۲ پر توهای گامای حاصل از گیراندازی نوترون گرمایی توسط  $^{59}\text{Co}$ . (الف) گذارهای اولیه حاصل از حالت گیراندازی، که روی نمودار از سمت راست به صورت سفید نشان داده شده است. (ب) گذارهای ثانویه بین حالتی که انرژی کم انرژی، که روی نمودار (ج) به صورت سیاه نشان داده شده است. چون اسپین  $^{59}\text{Co}$  مساوی  $7/2$  و پاریتی آن منفی است، حالت گیراندازی باید ترکیبی از اسپین-پاریتی  $3^-$  و  $4^-$  باشد. گذارهای اولیه دوقطبی الکتریکی، طبق شکل، فقط به حالتی با اسپین  $2^+$ ،  $3^+$ ،  $4^+$  و  $5^+$  منجر می‌شوند. هیچ گذار اولیه‌ای که به حالت  $1^+$  در  $738\text{ keV}$  منجر می‌شود قابل انتظار نیست، و هیچ چیزی هم مشاهده نشده است. از آنجا که حالت گیراندازی غالباً به صورت  $4^-$  است، حالتی با  $2^+$  فقط به صورت ضعیف دیده می‌شوند (ضخامت خطوط سمت راست با شدت گذار متناسب است). برای نمونه، به گذارهای با اعداد  $2$  و  $7$  توجه کنید.

خواهیم بود که دربارهٔ تعداد و موقعیت حالت‌های برانگیخته اطلاعات زیادی به دست آوریم. شکل ۱۴.۱۲ مثالی از تابش‌های اولیه و ثانویه  $\gamma$  را که بدنبال گیراندازی نوترون گسیل شده‌اند، همراه با ساختار تفصیلی حالت‌های برانگیخته‌ای که ممکن است حاصل شوند، نشان می‌دهد.

کاربرد دیگر واکنش  $(n, \gamma)$  وقتی مطرح می‌شود که حالت پایه  $A'$  (یا حالت ایزومری دراز-عمر آن) خود پرتوزا باشد. در این صورت، فعالیت  $A'$  را (معمولاً بدون نیاز به مشاهدهٔ واپاشی گاماها حاصل از حالت گیراندازی) به‌طور جمعی در نظر می‌گیریم. فعالیت بر اساس معادلهٔ (۲۴.۶) تولید می‌شود که می‌توان آن را به‌شکل مفید زیر بیان کرد

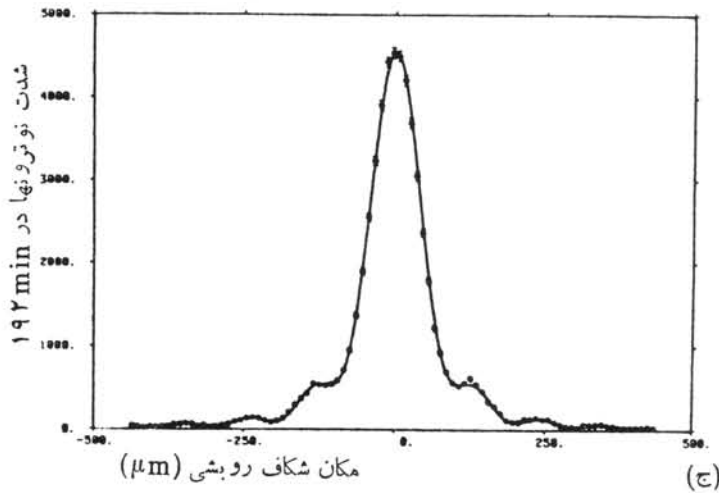
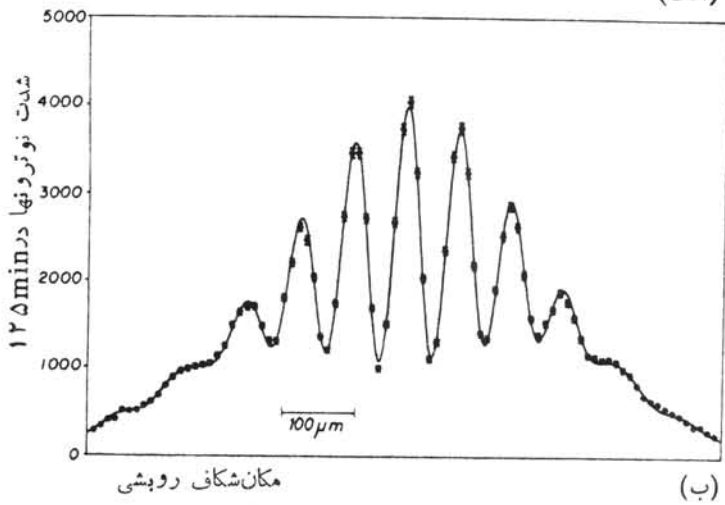
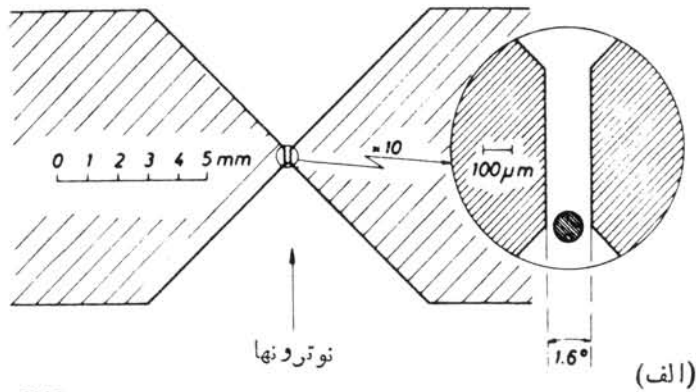
$$A = 0.602 \frac{m}{A} \sigma \frac{\phi}{3.7 \times 10^{10}} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (23.12)$$

که در آن  $A$  فعالیت بر حسب کوری،  $m/A$  نسبت بدون بعد بین جرم هدف و جرم اتمی آن،  $\sigma$  سطح مقطع گیراندازی (معمولاً برای نوترون‌های گرمایی) بر حسب بارن،  $\phi$  شار نوترون بر حسب نوترون در هر سانتی متر مربع در هر ثانیه، و  $t$  مدت زمان بمباران نوترون است. این تکنیک کاربردهای متنوعی دارد: با استفاده از یک سطح مقطع مشخص، اندازه‌گیری شار نوترون را به دست می‌دهد و لذا حدود شدت نوترون را خواهیم داشت. از طرف دیگر هر گاه  $\phi$  معلوم باشد، می‌توان سطح مقطع‌های نامعلوم را تعیین کرد. اما متداولترین کاربرد، استفاده از حالت‌هایی است که  $\phi$  و  $\sigma$  معلوم اند و با انجام تحلیل کیفی  $m$  را تعیین می‌کنیم. پس از آنکه نمونهٔ نامعلوم را در معرض نوترون‌ها قرار دادیم، می‌توانیم تابش‌های متعدد و متفاوتی را مشاهده کنیم که از واپاشی ایزوتوپ‌های تولید شده بر اثر گیراندازی نوترون حاصل می‌شوند. اندازه‌گیری دقیق طیف پرتو  $\gamma$  این امکان را فراهم می‌سازد که نوع ایزوتوپها و مقدار آنها را تعیین کنیم، و با استفاده از آن کمیات اولیهٔ حاضر در نمونه تحت پرتودهی را به دست آوریم. این روش را تحلیل فعالسازی نوترون می‌نامند که در زمینه‌های مختلف کاربردهای مهمی دارد، از جمله در تحقیق آلودگی محیط زیست، باستان‌شناسی، و امور قضایی. این نوع کاربرد روش‌های هسته‌ای را در فصل ۲۵ مورد بحث قرار خواهیم داد.

## ۶.۱۲ تداخل و پراش نوترون‌ها

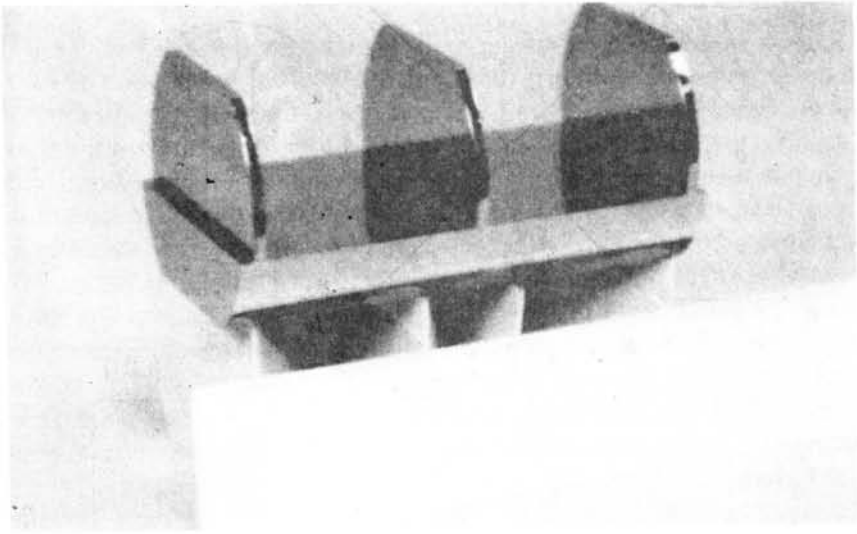
باریکه‌های نوترونی را به‌خوبی می‌توان برای مشاهدهٔ اثرات وابسته به رفتار موجی ذرات مادی به‌کار برد. در فصل ۱۱ مثالهایی از پراش نوکلئونها را در پراکندگی از هسته‌ها در حالت‌هایی ملاحظه کردیم که طول‌موج ذرهٔ تابشی قابل مقایسه با اندازهٔ هسته بود. اما، در گستره‌های دیگر طول موج می‌توان اثراتی نظیر تداخل لایهٔ نازک یا تداخل تک‌شکاف و دو شکاف را مشاهده کرد که غالباً در تابش‌های اپتیکی دیده می‌شوند.

در شکل ۱۵.۱۲ نتایج حاصل از آزمایش‌های تداخل تک‌شکاف و دو شکاف نشان داده

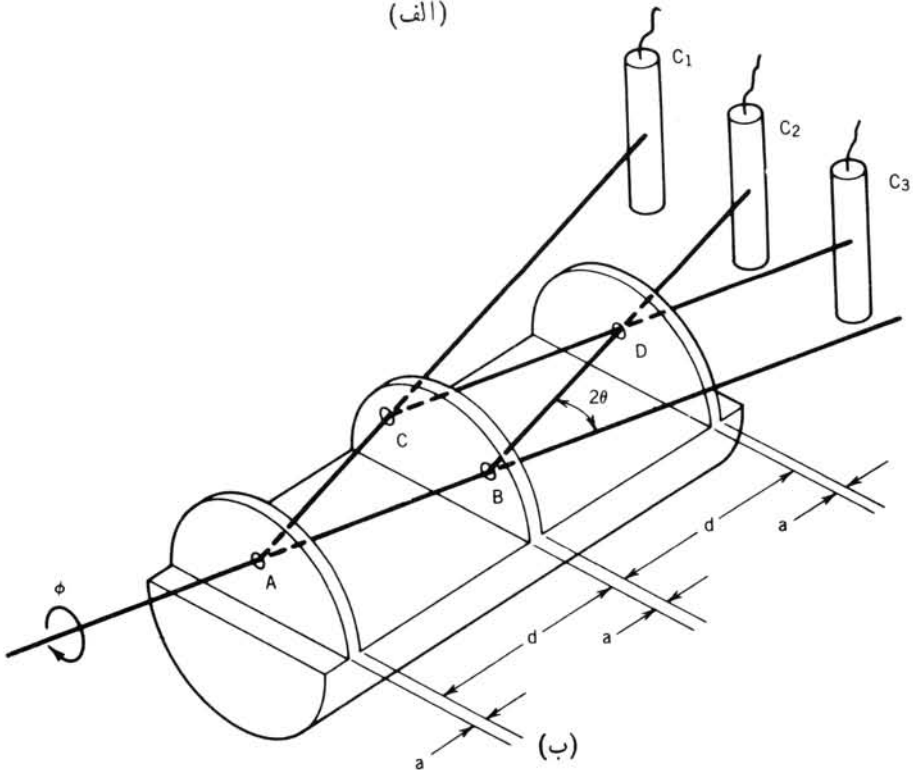


شکل ۱۵.۱۲ (الف) دستگاه دوشکاف برای نوترونها. سیمی از جنس بور با جذب بالا در کاف بین دو تکه شیشه جذب نوترون نصب می‌شود تا یک دوشکاف را تشکیل دهد. (ب) نقش تداخلی دوشکاف. نقطه‌ها مربوط به نقاط تجربی اند و منحنی از معادله شرودینگر برای نوترون با طول موج ۱۸۴۵ nm محاسبه شده است (ج) نقش تداخلی تک‌شکاف.





(الف)



(ب)

شکل ۱۶.۱۲ (الف) عکس تداخل سنج نوترون که از یک قطعه منفرد سیلیسیم به قطر ۵cm و طول ۹cm تراشیده شده است. سه تیغه همان طور که در بلور اصلی قرار دارند به قاعده متصل اند، و لذا اتمهای موجود در تیغهها به طور فضایی هم دوس اند. (ب) نمودار ساده تداخل سنج. شمارگر  $C_1$  باریکه غیر تداخلی را می شمارد، در حالی که  $C_2$  و  $C_3$  دو باریکه تداخلی را که در  $D$  ترکیب مجدد می شوند، می شمارند.

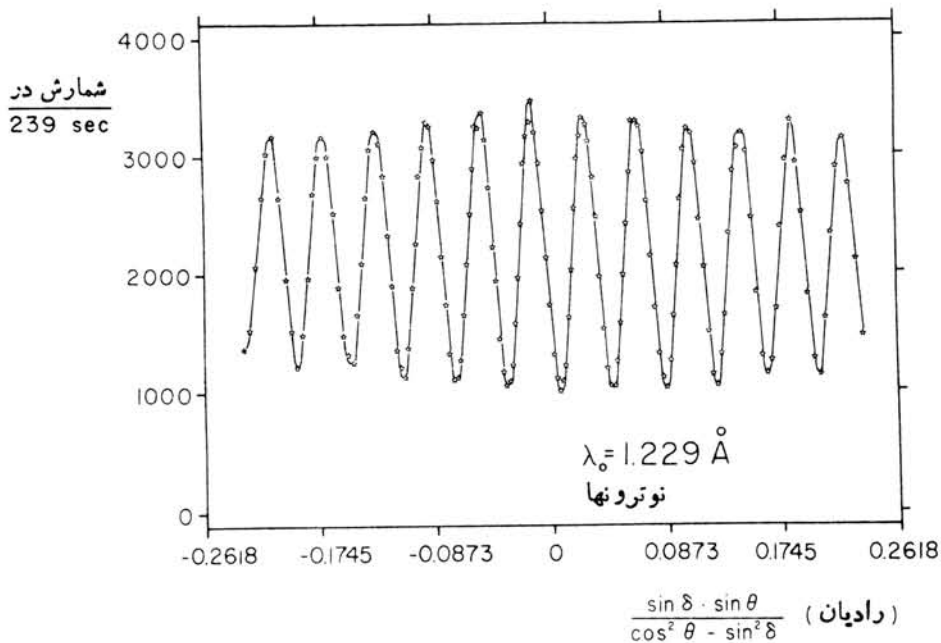
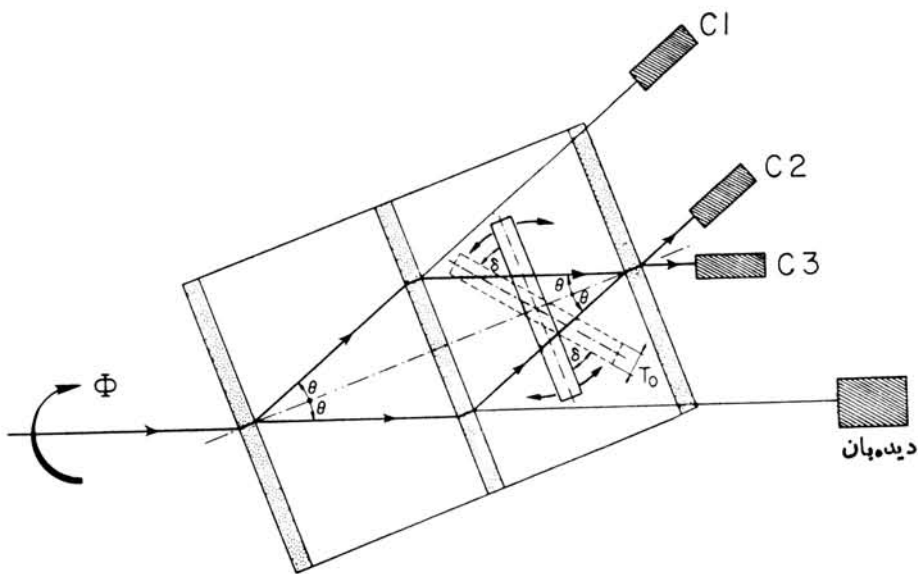
شده است. اثرات تداخل بسیار آشکار است و نتایج قابل قیاسی را به خطاطری آورد که با استفاده از امواج نوری حاصل می‌شود.

مبتکرانه‌ترین نمایش تداخل نوترون، با تداخل سنج شکل ۱۶.۱۲ انجام شده است. دستگاه شامل سه «باریکه - شکاف» مشابه است که هر کدام از آنها یک باریکه عبوری منحرف نشده و یک باریکه پراشیده منحرف شده در زاویه  $2\theta$  را عبور می‌دهد (پراش نوترون را بعداً در این بخش مورد بحث قرار خواهیم داد). برای به دست آوردن پراشهای مشابه در سه باریکه - شکاف و تضمین موازی بودن دقیق این سه صفحه، تمام دستگاه را با استفاده از تک بلور بزرگ سیلیسیمی به طول ۹cm و قطر ۵cm می‌تراشند. کارتیغه سوم ترکیب مجدد دو باریکه تداخلی  $BD$  و  $CD$  در باریکه‌های خروجی است که اطلاعات تداخلی را به صورت یک تغییر شدت خالص نشان می‌دهد. (تغییرات در دو باریکه مکمل یکدیگرند و اطلاعات یکسانی را در بردارند). بدون ترکیب مجدد که توسط بلور سوم انجام می‌شود، تداخل فقط می‌تواند در نقطه منفرد  $D$  که باریکه‌های تداخلی همدیگر را قطع می‌کنند اتفاق بیفتد. شکل ۱۷.۱۲ اثرات تداخلی مشاهده شده با این دستگاه را نشان می‌دهد.

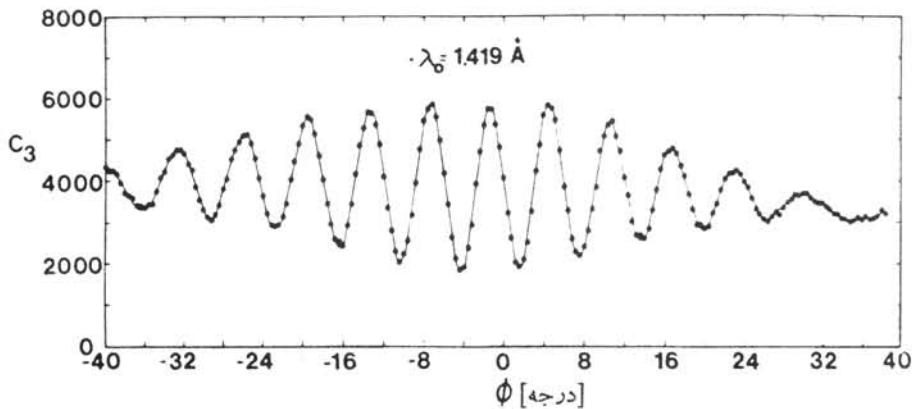
تداخل سنج نوترون را در دو آزمایش قابل ملاحظه که در آنها جنبه‌های کوانتومی که آزمون نشان با هیچ وسیله دیگری قابل حصول نبوده است، به کار برده‌اند. در اولین آزمایش، تداخل سنج حول محور افقی  $AB$  در شکل ۱۶.۱۲ دوران می‌کند. به ازای یک مقدار مشخص زاویه دوران، یکی از باریکه‌ها مثلاً  $ABD$  در ارتفاع بیشتری نسبت به دیگری ( $ACD$ ) قرار می‌گیرد و بنا بر این پتانسیل گرانشی متفاوتی،  $mg\gamma$ ، را متحمل می‌شود. پتانسیل گرانشی متفاوت بین دو باریکه باعث تغییر فاز نسبی می‌شود که هنگام ترکیب مجدد باریکه‌ها بر نحوه تداخل آنها اثر می‌گذارد. با تغییر زاویه  $\phi$  (که دوران حول محور را نشان می‌دهد)، شدت باریکه ترکیبی نیز تغییر می‌کند. شکل ۱۸.۱۲ تغییرات شدت را بر حسب تغییر  $\phi$  نشان می‌دهد. این آزمایش که ۵۰ سال پس از کار دو بروی و بعد از ارائه معادله شرودینگر انجام گرفت، اولین آزمایشی است که نشان می‌دهد معادله شرودینگر و قوانین مکانیک کوانتومی برای میدانهای گرانشی قابل استفاده‌اند. نتایج تجربی حساسیت زیادی نسبت به پارامترهای فیزیکی نشان می‌دهند - حتی امکان دارد افت و انحناى بلور را که بر اثر وزن آن حاصل می‌شود (حدود  $2\text{nm}$ ) بر آورد کرد، و همچنین اثر کوریولیس را روی مسیرهای نوترون که از دوران زمین ناشی می‌شود مشاهده کرد.

یکی دیگر از آزمایشهای تداخل سنجی بنیادی غیر معمول با نوترون بدین گونه انجام می‌شود که یکی از مسیرهای نوترون (مثلاً  $AB$ ) را از میان میدان مغناطیسی عبور می‌دهند. در ناحیه میدان مغناطیسی، گشتاور مغناطیسی نوترون حول راستای میدان حرکت تقدیمی خواهد داشت، و این حرکت باعث تغییر فاز تابع موج نوترون می‌شود که مجدداً به صورت تغییر شدت باریکه ترکیبی قابل مشاهده است.

مکانیک کوانتومی برای ذرات با اسپین  $1/2$  یک نتیجه غیر معمولی (وقلاً آزمایش نشده‌ای) را پیش بینی می‌کند، که بنا بر آن فاز تابع موج به ازای دوران به اندازه زاویه  $\alpha$



شکل ۱۷.۱۲ تیغه سیلیسیمی واقع در بین دومین و سومین صفحه پراش می تواند آزادانه دوران کند [زاویه  $\delta$  در شکل (الف)]. با این دوران، دوباریکه نوترون باید از میان ضخامت‌های مختلف سیلیسیم عبور کنند که باعث تغییر فاز و تغییر شدت آنها در ترکیب مجدد است. شکل (ب) تغییر شدت را نشان می‌دهد که در شمارگر C<sub>۳</sub> هنگامی که  $\delta$  تغییر می‌کند مشاهده شده است.

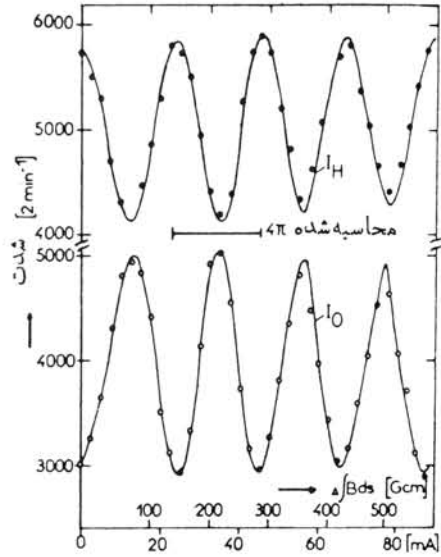
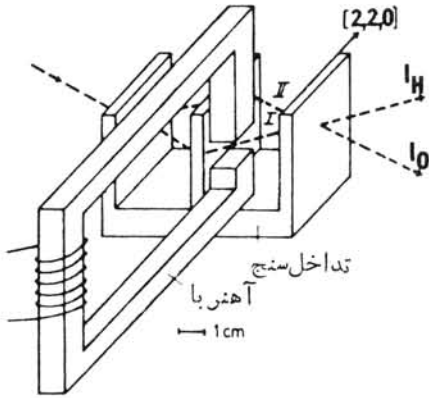


شکل ۱۸.۱۴ تداخل نوترون در میدان گرانشی، با دوران تداخل سنج به اندازه زاویه  $\phi$  حول محور افقی، همانند شکل ۱۷.۱۲، پتانسیل‌های گرانشی دوباریکه تداخلی تغییر می‌کند. اختلاف فاز حاصل باعث تغییر شدت باریکه‌های ترکیبی می‌شود که نمودار آن نشان داده شده است. توجه کنید که دوران ۳ تا  $4^\circ$  آهنگ شمارش شمارگر  $C_3$  را با ضریب ۳ تغییر می‌دهد.

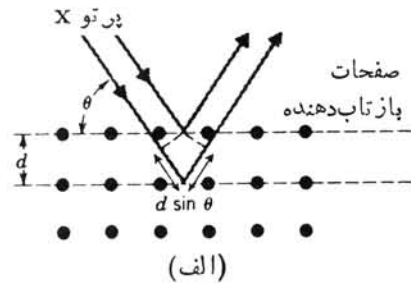
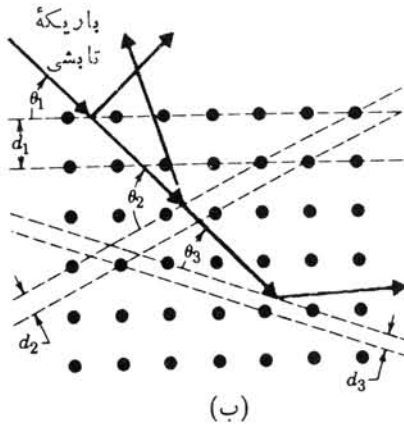
مساوی  $e^{i\alpha}$  است که در آن  $S$  اسپین بر حسب یکی  $\hbar$  است. وقتی  $\alpha$  برابر  $2\pi$  (یعنی  $360^\circ$ ) می‌شود، فاز مساوی  $e^{i\pi}$  یا  $-1$  است. بنابراین یک دوران کامل  $360^\circ$  سیستم موجب تغییر فاز تابع موج می‌شود! مطمئناً این یک اثر غیر کلاسیکی است، زیرا در فیزیک کلاسیک یک دوران  $360^\circ$  تمام معادلات را بدون تغییر باقی می‌گذارد. اما، تغییر فاز باریکه‌های تداخلی باعث می‌شود که نتیجه تداخل مثلاً از حالت بیشینه (مربوط به  $|\psi|^2 = |\psi_{ACD} + \psi_{ABD}|^2$ ) به کمینه ( $|\psi|^2 = |\psi_{ACD} - \psi_{ABD}|^2$ ) برسد. در آزمایشهای تداخل نوترون نه تنها اثرات حرکت تقدیمی اسپین نوترون مشاهده شده است بلکه برای اولین بار نشان داده شد که برای بازگرداندن سیستم به پیکر بندی اولیه یک دوران  $720^\circ$ ، و نه دوران  $360^\circ$ ، مورد نیاز است. شکل ۱۹.۱۲ تغییرات شدت تداخلی را بر حسب تغییر میدان مغناطیسی نشان می‌دهد.

شاید متداولترین کاربرد تداخل نوترون به صورت پراش نوترونها از بلور باشد. با استفاده از پراش می‌توان یک چشمه نوترون یا یک آشکارساز نوترونها تک انرژی فراهم ساخت، یا با استفاده از آن می‌توان ساختار بلوری مواد را مطالعه کرد. شکل ۲۰.۱۲ کاربرد اصلی قانون برآگ، معادله (۱۵.۱۲)، را در پراش توسط یک بلور منفرد نشان می‌دهد. برای نوترونهايي که طول موج آنها از مرتبه فاصله بین اتمهای بلور  $d$  است، تداخل ظاهراً به صورت «بازتاب» از صفحات گذرنده از اتمهای شبکه حاصل می‌شود. فاصله بین اتمها در جامدات معمولاً از مرتبه  $0.1\text{ nm}$  است، و طول موج دوبروی  $0.1\text{ nm}$  متناسب با انرژی نوترون گرمایی است.

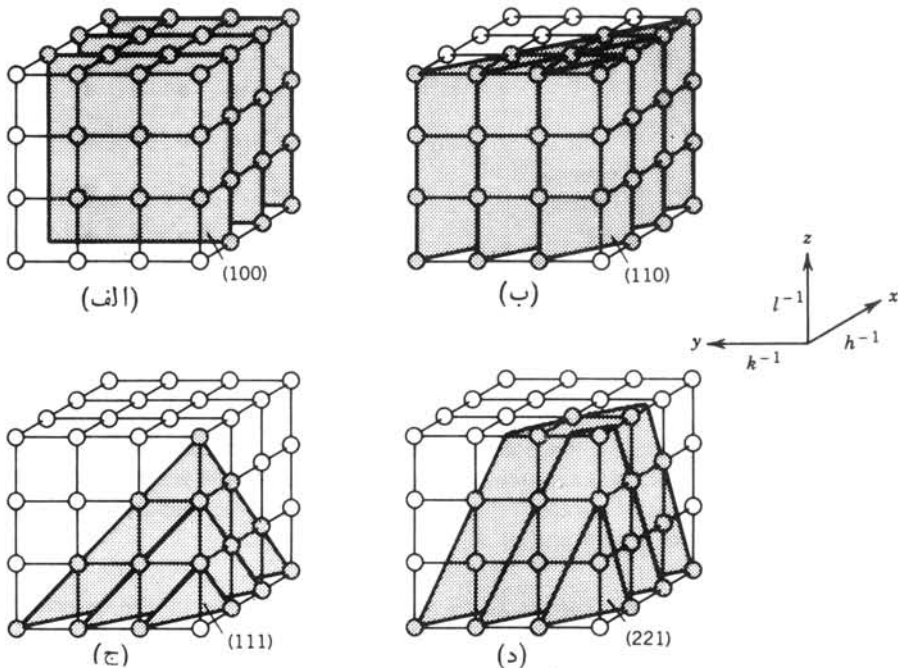
انتخاب مجموعه بخصوص از صفحات بازتاب دهنده اختیاری است. شکل ۲۰.۱۲



**شکل ۱۹.۱۲** تداخل سنج نوترون که برای نمایش دوران اسپین نوترون در میدان مغناطیسی به کار رفته است. نوترونهاى ناقطبیده با طول موج  $\lambda = 1.8 \text{ nm}$  روی تداخل سنج تأییده می شوند. یکی از باریکه ها که شدت آن می تواند تغییر کند از میان میدان مغناطیسی عبور می کند. اسپینهای نوترونی در شاخه I نسبت به اسپینهای نوترونی در شاخه II حرکت تقدیمی انجام می دهند. این داده ها نشان می دهند که برای به دست آوردن تداخل سازنده به یک تغییر فاز  $4\pi$  نیاز خواهیم داشت.



**شکل ۲۰.۱۲** (الف) باریکه تابشی می تواند از دو ردیف موازی و مجاور اتمهای یک شبکه بازتابیده شود. هرگاه اختلاف مسیر،  $2d \sin \theta$ ، مضرب درستی از طول موج باشد، تداخل سازنده وجود خواهد داشت. (ب) برای انتخاب مجموعه صفحات موازی و بازتاب دهنده در شبکه، طرق متفاوتی وجود دارد که هر کدام از آنها به مقدار بخصوصی از  $d$  و  $\theta$  متناظرند.

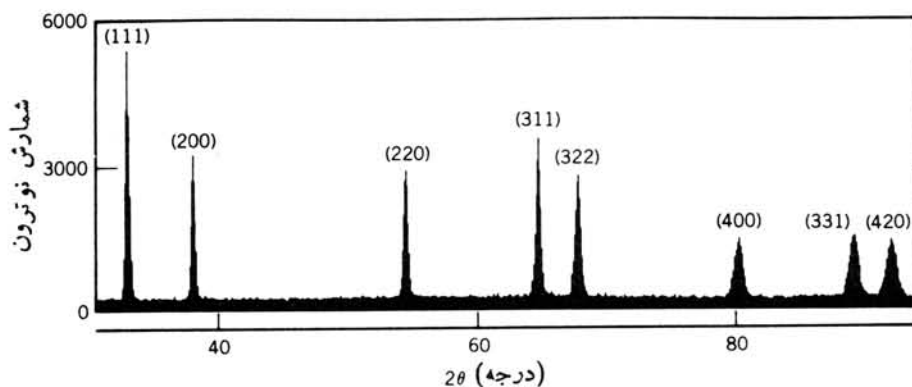


شکل ۲۱.۱۲ صفحات اتمها در شبکه مکعبی سه بعدی [این شکل مشابه سه بعدی شکل ۲۰.۱۲ (ب) است]. شاخصهای  $(hkl)$  اعداد درست متناسب با عکس مختصات صفحه را نسبت به سه محور  $x, y, z$  نشان می‌دهند. لذا صفحه  $x=1, y=\infty, z=\infty$  به صورت  $(100)$  نشان داده شده است. صفحه  $x=1, y=1, z=2$  به صورت  $(\frac{1}{2}11)$  و سپس با تغییر اعداد به همان نسبت به صورت  $(221)$  نشان داده شده است.

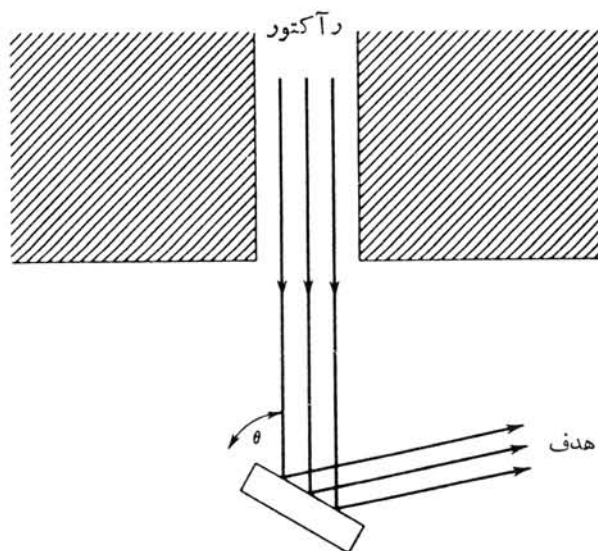
چند انتخاب دیگر را نیز نشان می‌دهد که به زوایای متفاوت  $\theta$  و فواصل اتمی متفاوت  $d$  مربوط می‌شوند. در سه بعد، می‌توان انتخاب صفحات را با مجموعه‌ای از شاخصها مشخص ساخت که اساساً تعداد فواصل شبکه بسط را در امتداد سه محور مختصات به دست می‌دهند. شکل ۲۱.۱۲ چند مثال از صفحات شبکه‌ای متفاوت را در سه بعد نشان می‌دهد.

شدت هر بازتاب بخصوص ممکن است تابع پیچیده‌ای از خواص بلور و دامنه‌های پراکندگی نوترون باشد (که ممکن است حاصل جمع امواج هم‌دوس ناشی از ایزوتوپهای متفاوتی را که می‌توانند در بلور حضور داشته باشند شامل شود). شکل ۲۲.۱۲ نمونه‌ای از یک طیف پراکندگی است که برای نوترونهای با طول موج مشخصی گرفته شده است. نمونه پراکننده در این حالت پودر متشکل از بلورکهای بسیار زیاد بوده است که تمام سمگرافیهای ممکن را به طور همزمان داشته‌اند.

طریق دیگر انجام آزمایش، استفاده از باریکه‌ای از نوترونها با انرژیهای مختلف نظیر نوترونهایی است که می‌توان از یک رآکتور به دست آورد. هر گاه باریکه تحت زاویه



شکل ۲۳.۱۲ نقش پراش پودر نیکل با استفاده از نوترونهای تابشی با طول موج  $114 \text{ nm}$  در زاویه پراکندگی  $2\theta$  نشان داده شده است و قله‌ها با شاخصهای صفحات شبکه‌ای، همانند در شکل ۲۱.۱۲، مشخص شده‌اند.

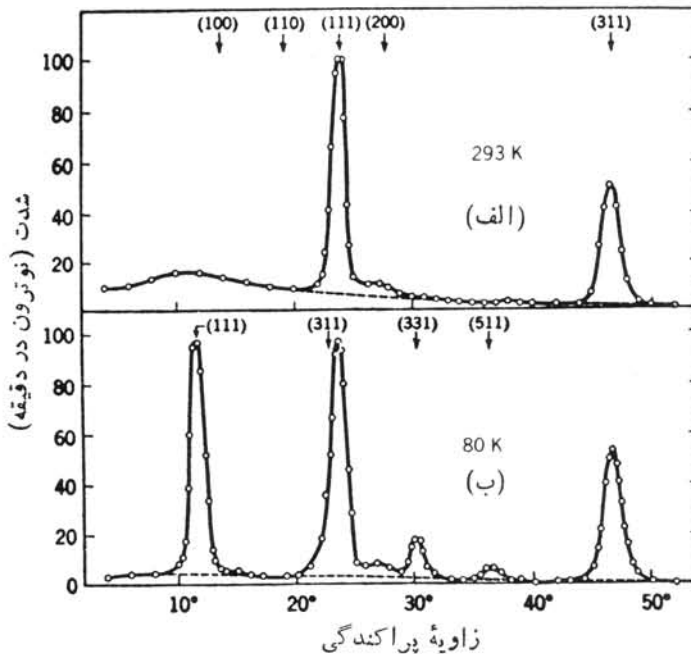


شکل ۲۳.۱۲ تکفام‌ساز مولد پاریکه نوترونهای تک انرژی. پاریکه موازی شده‌ای از نوترونهای رآکتور با طیف وسیعی از طول موجها توسط یک بلور منقرند بازتابیده می‌شود (بازتاب پراگ). برای مقدار مشخص  $\theta$ ، بیشینه تداخلی در طول موج بخصوصی دیده خواهد شد، و لذا با تغییر  $\theta$  می‌توان طول موج را انتخاب کرد. همانند شکل ۲۰.۱۲ (ب)، ممکن است قله‌های بازتابیده دیگری در زوایای دیگر وجود داشته باشند که در شکل نشان داده نشده‌اند.

مشخصی روی یک بلور پراکننده تابیده شود (شکل ۲۳.۱۲)، نوترونهای تک انرژی را

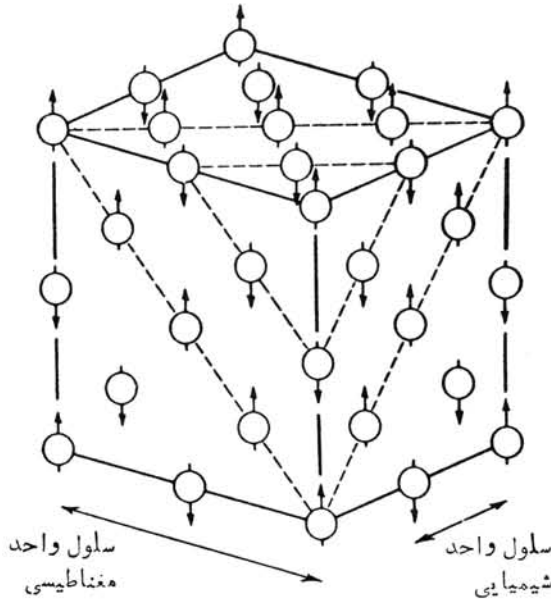
مشاهده خواهیم کرد که طبق قانون براگ بازتابیده خواهند شد (فرض می‌کنیم که همان زاویه، در یک طول موج متفاوت و مجموعه دیگری از صفحات بلور صدق نکند). هر گاه زاویه  $\theta$  را اندکی تغییر دهیم، شرط براگ برای طول موج یا انرژی کمی متفاوت برقرار خواهد شد. بنابراین یک تکفاز ساز نوترون در اختیار خواهیم داشت که چشمه‌هایی از نوترونها با انرژی مورد نظر را در گستره‌ای از زوایای بخصوص به دست می‌دهد.

با استفاده از نقشه‌های پراش بودری، نظیر آنچه در شکل ۲۴.۱۲ نشان داده شده است، می‌توان نوع ساختار بلور را همان‌طور که در مورد مشخصه شبکه مکعبی نیکسل دیدیم تعیین کرد. برای سیستم‌های پیچیده‌تر و از جمله ساختارهای نسبتاً نامرتب مایعات و شیشه‌ها، و ساختارهای بسیار پیچیده مولکولهای زیست‌شناسی نیز می‌توان همین مطالعات را انجام داد. سازوکار اصلی پراکندگی نوترون همان پراکندگی هسته‌ای است که قبلاً در این فصل و در فصل ۱۱ مورد بحث قرار دادیم. سازوکار دیگر پراکندگی مغناطیسی است که در آن گشتاور مغناطیسی نوترون بر اثر گشتاور مغناطیسی الکترونی پراکنده می‌شود. اگر امکان داشته باشد که پراکندگی هسته‌ای را از پراکندگی مغناطیسی جدا کنیم (مثلاً با استفاده از نوترونها ی قطبیده)، ممکن است ساختارهای مغناطیسی را که می‌توانند به مراتب پیچیده‌تر و جالب‌تر از آرایش فیزیکی اتمها در شبکه باشند، مشخص کنیم. شکل ۲۴.۱۲ نقش پراش نوترونی را در MnO در دماهای بالاتر و پایینتر از دمای نیل، که دمای گذار پادفر و مغناطیسیها در برابر



شکل ۲۴.۱۲ نقش پراش نوترونی در MnO (الف) بالاتر و (ب) پایینتر از دمای گذار پادفر و مغناطیسی. به اختلاف ضریب ۲ در محل قله ۱۱۱ توجه کنید.

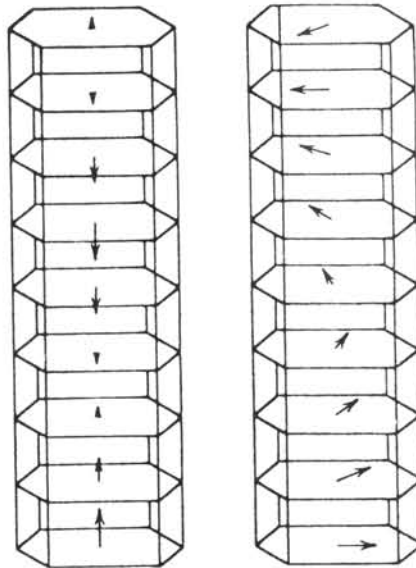




**شکل ۲۵.۱۲** ساختار بلوری MnO. در ساختار پاد فرومغناطیسی، شبکه در هر فاصله  $2a$  تکرار می‌شود (که در آن  $a$  فاصله بین اتمهای Mn است)، در حالی که در دمای بالا همه اسپینها با هم موازی اند و شبکه در هر فاصله  $a$  تکرار می‌شود.

دمای کوری در فرومغناطیسها است، نشان می‌دهد. MnO در پایینتر از دمای نیل یک نوع ماده پاد فرومغناطیس است که از لایه‌هایی که سمتگیری اسپینی مخالف یکدیگر دارند تشکیل شده است (در ساختار فرومغناطیسی، تمام اسپینها با هم موازی اند). شکل ۲۵.۱۲ نمایشی از این ساختار را نشان می‌دهد. فاصله اصلی مورد نیاز برای تکرار این ساختار (که بعد سلول واحد نام دارد) دو برابر آن چیزی است که در دمای بالاتر از دمای نیل، یعنی دمایی که در آن ساختار مغناطیسی به صورت غیر تناوبی تکرار می‌شود، لازم می‌شود. برای فاصله اصلی  $d$  که در معادله براگ ظاهر می‌شود به اختلافی با ضریب ۲ برمی‌خوریم، و نتیجه این می‌شود که قله‌های پراکندگی مغناطیسی به ازای مقادیری از  $\theta$  ظاهر می‌شوند که در آنها  $\sin\theta$  نصف آن چیزی است که برای پراکندگی هسته‌ای به وجود می‌آید.

ساختار بلوری فلزات خاکی کمیاب نسبتاً مشابه بلورهای ششگوش است، ولی خواص مغناطیسی آنها خیلی متفاوت و همانند MnO است که با دما تغییر می‌کند. در بعضی حالات گشتاور مغناطیسی الکترونی بر صفحه ششگوش عمود است، اما ممکن است به طرق غیر معمولی از یک لایه به لایه بعد مدوله شود، مثلاً در چند لایه جهت گشتاور به طرف بالا و سپس در چند لایه به طرف پایین باشد و یا به طور سینوسی تغییر کند. در ساختارهای دیگر، گشتاور الکترونی در صفحه ششگوش قرار می‌گیرد، اما از یک لایه به لایه بعد به اندازه زاویه



شکل ۱۴.۲۶ دومثال از ساختارهای مغناطیسی خاکیه‌های کمیاب که با استفاده از پراش نوترون مطالعه شده‌اند. ساختار اصلی بلور به صورت طبقاتی از صفحات با آرایه‌های ششگوشی اتم‌هاست. پیکانها گشتاورهای دو قطبی مغناطیسی مؤثر را نشان می‌دهند. ساختار طرف چپ، مشخصه فلز اربیم را در گستره دمایی ۵۲-۵۸K، و شکل سمت راست وضعیت تریبیم را در گستره دمایی ۲۳۰K-۲۲۰K نشان می‌دهد. در پایینتر از ۲۲۰K، گشتاور تریبیم از یک صفحه به صفحه دیگر دوران نمی‌کند بلکه راستای ثابتی دارد. در پایینتر از ۲۰K، گشتاور اربیم دارای یک مؤلفه دوران در صفحه ششگوش و یک مؤلفه عمودی با اندازه ثابت است.

معینی دوران می‌کند. این نوع ساختارهای مغناطیسی را که در شکل ۲۶.۱۲ نشان داده شده‌اند، فقط می‌توان با استفاده از پراش نوترون مطالعه کرد.

### مراجع مطالعات تکمیلی

یک مقدمه غیر تکنیکی درباره فیزیک نوترون را می‌توان در کتاب زیر یافت

D. J. Hughes, *The Neutron Story* (New York: Doubleday, 1959),

تحقیقات جدید درباره نوترونهای بسیار کم انرژی در مقاله زیر توصیف شده است

R. Golub, W Mampe, J. M. Pendlebury, and P. Ageron «Ultracold Neutrons», *Scientific American*, June (1979).

برای بررسی کلی فیزیک نوترون به کتابهای زیر رجوع کنید:

L. F. Curtiss, *Introduction to Neutron Physics*, (Princeton, NJ: Van Nostrand, 1959),

- D. J. Hughes, *Pile Neutron Research* (Cambridge, Addison-Wesley, 1953):
- D. J. Hughes, *Neutron Optics* (New York: Interscience, 1954).  
برای مطالعه پیشرفته تر و مفصلتر به منابع زیر رجوع کنید:
- I. I. Gurevich and L. V. Tarasov, *Low-Energy Neutron Physics* (Amsterdam; North-Holland, 1968),
- J. E. Lynn, *The Theory of Neutron Resonance Reactions* (Oxford: Clarendon 1968),
- Fast Neutron Physics*, edited by J. B. Marion and J. L. Fowler (New York: Interscience, 1960),
- C. G. Windsor, *Pulsed Neutron Scattering*, (New York. Halsted, 1981).  
بررسی جامع پراش نوترون را در مرجع زیر می توان یافت:
- G. E. Bacon, *Neutron Diffraction*, 3rd ed. (Oxford: Clarendon, 1975).  
گزارشهای پژوهشهای اخیر نوترونها را می توان در منابع زیر به دست آورد:
- Neutron Sources for Basic Physics and Applications*, edited by S. Cierjacks, (Oxford: Pergamon, 1983),
- Neutron Interferometry*, edited by U. Bonse and H. Rauch (Oxford. Clarendon, 1979),
- Neutron Scattering - 1981*, edited by John Faber, Jr. (New York: American Institute of Physics, 1982).

### مسائل

۱. در واکنش  $\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$  بیشینه و کمینه انرژیهای نوترون را هنگامی که انرژی آلفای تابشی مساوی (الف)  $700\text{MeV}$ ، (ب)  $10\text{MeV}$  باشد، به دست آورید.
۲. به فرض اینکه نوترونهای حاصل از واکنش مسئله ۱ به طور یکنواخت در فضا گسیل شوند، طیف انرژی یا تعداد نسبی نوترونهای گسیل شده در هر انرژی را از کمینه تا بیشینه به طور ترسیمی نشان دهید.
۳. باریکه پروتون  $500\text{MeV}$  برای ایجاد نوترون از طریق واکنش  ${}^7\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}$  در دسترس است. برای آزمایش بخصوص، یک باریکه پروتون با انرژی  $1075\text{MeV}$  مورد نیاز است. (الف) در چه راستایی نسبت به باریکه تابشی می توان نوترونهای با انرژی  $1075\text{MeV}$  را یافت؟ (ب) هرگاه نوترونها را از طریق روزنه ای به قطر  $1\text{cm}$  که از هدف واکنش فاصله دارد خارج کنیم، پخش انرژی باریکه نوترون چقدر خواهد بود؟
۴. مشاهده نوترونها در ابتدا از طریق فرایند «پرتاب به خارج» پروتونهای ناشی از پراکندگی رو در رو صورت گرفته است. هرگاه انرژی پروتونها برابر  $53\text{MeV}$  باشد، انرژی

ذره تابشی را درحالت‌های زیر محاسبه کنید: (الف) اگر ذره تابشی يك فوتون باشد،  
(ب) هرگاه ذره تابشی يك نوترون باشد.

۵. نوترونی با انرژی جنبشی  $E$  به طور کثشان از يك اتم هدف ساکن پراکنده می‌شود. بیشینه افت انرژی نوترون را برای هدف‌های زیر به دست آورید. (الف) هدف  ${}^2\text{H}$ ، (ب) هدف  ${}^{12}\text{C}$ ، و (ج) هدف  ${}^{238}\text{U}$ .

۶. برای کندسازی نوترون به وسیله پروتون‌ها، نموداری رسم کنید که انرژی میانگین باریکه نوترون‌های اولیه با انرژی  $20\text{MeV}$  را بر حسب تابعی از زمان نشان دهد. فرض می‌کنیم زمان متوسط بین برخوردها  $t$  باشد، چه مدت طول می‌کشد تا نوترون‌ها ۵۰٪ انرژی خود را از دست بدهند؟ برای از دست دادن ۹۰٪ انرژی چه زمانی باید سپری شود؟

۷. چشمه‌ای نقطه‌ای از نوترون‌های تند (مثلاً چشمه رادیم-بریلیم) در مرکز يك مخزن آب قرار دارد. نموداری رسم کنید که چگالی نوترون‌های گرمایی را بر حسب تابعی از فاصله تا چشمه نشان دهد. منحنی ترسیمی باید فقط جنبه‌های کلی را نشان دهد و لازم نیست که خیلی دقیق باشد. مسافت آزاد متوسط نوترون‌ها در آب برای نوترون‌های تند حدود چند سانتی‌متر و برای نوترون‌های کند حدود چنددهم سانتی‌متر است.

۸. معادله (۷-۱۲) را به دست آورید.

۹. تعداد برخوردهای لازم را برای کاهش انرژی نوترون از  $1\text{MeV}$  به  $1\text{eV}$  در پراکندگی از هدف (الف) هیدروژن، (ب) کربن، (ج) بریلیم، (د) آهن به دست آورید.

۱۰. در پراکندگی بین نوترون‌های تابشی و پروتون‌های ساکن هدف، نشان دهید زاویه بین دو ذره پراکنده شده همیشه  $90^\circ$  است.

۱۱. شدت يك چشمه نوترون‌های گرمایی را به کمک شمارش پرتو زایی القایی در يك ورقه نازک فلز ایندیم، که در معرض تابش نوترون‌ها قرار گرفته است، اندازه‌گیری می‌کنیم. سطح ورقه برابر  $300\text{mm}^2 \times 300\text{mm}^2$  وضخامت آن برابر  $100\mu\text{m}$  است. فعالسازی و تبدیل  ${}^{115}\text{In}$  به  ${}^{116}\text{In}$  ( $t_{1/2} = 54\text{min}$ ) به وسیله نوترون‌های گرمایی با سطح مقطع  $160\text{b}$  صورت می‌گیرد. ورقه برای مدت يك دقیقه تحت پرتوگیری قرار می‌گیرد ولی پس از خاتمه پرتوگیری، مدت  $30\text{min}$  طول می‌کشد تا شمارش واپاشی‌های حاصل از ورقه آغاز شود. بازه دستگاه آشکارسازی فقط برابر  $10^{-4} \times 204$  است و در يك ساعت شمارش کلا  $485 \times 10^4$  شمارش ثبت می‌شود. شار نوترون گرمایی را به دست آورید.

۱۲. درگیر اندازی نوترون کم انرژی در هدف  ${}^{55}\text{Mn}$ ، گذارهای اولیه  $\gamma$  به شرح زیر مشاهده شده‌اند (انرژیها بر حسب  $\text{MeV}$  است):  $3.72703$ ،  $7.2438$ ،  $7.1597$ ،  $7.0578$ ،  $6.9287$  (الف) انرژی‌های حالت‌های برانگیخته  ${}^{56}\text{Mn}$  را به دست آورید. (ب) اسپین و پاریتته  ${}^{55}\text{Mn}$  به صورت  $I^\pi = (5/2)^-$  است. اسپین و پاریتته‌های  $I^\pi$  ممکن را برای

حالت‌های برانگیخته  $^{56}\text{Mn}$  که از طریق گذارهای اولیه اشغال می‌شوند، به دست آورید.  
 ۱۳. الف) هسته  $^{143}\text{Nd}$  دارای حالت پایه  $-(7/2)$  است. به دنبال گیراندازی نوترون گرمایی در این هسته، آیا انتظار دارید که یک گذار اولیه قوی از حالت گیراندازی به حالت پایه  $^{144}\text{Nd}$  مشاهده کنید؟ (ب) آیا انتظار همین وضعیت را در حالت گیراندازی  $^{119}\text{Sn}(1/2)^+$  دارید؟

۱۴. باریکه‌ای از نوترون‌های با انرژی  $50\text{keV}$  روی ورقه‌ای از گرافیت به ضخامت  $2.5\text{cm}$  برخورد می‌کند. شدت باریکه عبوری برابر  $26\%$  شدت باریکه اصلی است. از این نتیجه، چه تغییر فازی را در پراکندگی به دست می‌آورید؟ (با تقریب خوبی می‌توان جز از تغییر فاز موج  $s$  از بقیه تغییرات صرف نظر کرد، چرا؟)

۱۵. باریکه‌ای از نوترون‌های به طول موج  $\lambda$  در راستای  $x$  روی بلوری که با شبکه مکعبی شکل  $21.12$  نشان داده شده است، تابیده می‌شود. فاصله بین اتم‌های مجاور در راستای محورهای مختصات برابر  $a$  است. الف) فاصله  $d$  بین صفحات شبکه را برای  $4$  حالت مختلف بر حسب  $a$  به دست آورید. (ب) راستای فضایی نوترون‌های پراکنده شده را در هر حالت برای تداخل مرتبه اول تعیین کنید.

## شکافت هسته‌ای

پیشرفت فیزیک هسته‌ای در سالهای دهه ۱۹۳۰ خیلی با سرعت صورت گرفت. به دنبال کشف نوترون توسط چادویک در سال ۱۹۳۲ میلادی، قدم طبیعی بعدی را مطالعه اثرات هسته‌های مختلف که در معرض پرتوهای نوترونی قرار می‌گرفتند تشکیل داد (درحقیقت، این نوع مطالعه چندسال جلوتر با استفاده از باریکه‌های ذرات باردار حاصل از شتاب‌دهنده‌های اولیه آغاز شده بود). انریکو فرمی و همکارانش در ایتالیا، عناصر مختلفی را در معرض پرتوهای نوترونی قرار دادند و پرتوایی القایی حاصل از گیراندازی نوترون را مطالعه کردند. آنها کشف کردند که خیلی از هسته‌ها به دنبال گیراندازی نوترون، با گسیل  $\beta^-$  واپاشیده می‌شوند و طی این فرایند، هسته‌ها تمایل دارند که با تبدیل یک نوترون به یک پروتون، فزونی نوترون را جبران کنند. نتیجه آن، هسته باقی مانده‌ای است که عدد اتمی آن به اندازه یک واحد بیشتر است. (فرمی به خاطر همین کارش جایزه نوبل سال ۱۹۳۸ را دریافت کرد.) قدم طبیعی بعدی آن بود که از این روش برای افزایش عدد اتمی استفاده شود و عناصر فرآودانیم را تولید کنند، یعنی عناصری که بالاتراز سنگینترین عنصر طبیعی که در طبیعت یافت می‌شود (اورانیم) قرار می‌گیرند. درحقیقت، روش پرتودهی اورانیم با نوترونها منجر به آشکارسازی فعالیتهای بتازایی شده که در آغاز آنها را ناشی از عناصر جدید فرآورانیم می‌دانستند، ولی تلاشهای جداسازی شیمیایی این عناصر به منظور مطالعه خواص آنها نتایج گیج کننده‌ای را به وجود آورد. خصوصاً به نظر می‌رسید که فعالیت القایی یک رفتار شیمیایی مشابه با باریوم از خود نشان می‌دهد که به دنبال آن در آغاز فرض می‌شد این

خواص ناشی از رادیم است که در جدول تناوبی درست زیر باریم یافت می‌شود و لذا ساختار اتمی و خواص شیمیایی آن خیلی مشابه خواص باریم است. اما، رادیم از طریق واکنش ( $\pi, 2\alpha$ ) در اورانیم ایجاد می‌شود که باید خیلی غیرمحمول باشد. در سال ۱۹۳۹ میلادی، هان و اشتراسمن به کمک روشهای پرتوشیمیایی دقیق نشان دادند که در حقیقت فعالیت القایی از خود باریم است و نه چیز دیگری که از لحاظ شیمیایی مشابه آن باشد. کارهای بعدی بسیاری از هسته‌های میان-جرم دیگر را که در بمباران اورانیم با نوترونها تشکیل می‌شوند ظاهر ساخت. آزمایشهای با استفاده از اتاقکهای یونش نشان داد که انرژی آزاد شده به دنبال گیراندازی نوترون خیلی بزرگ و از مرتبه  $100\text{MeV}$  است، که مسلماً از هر انرژی واپاشی آلفا زایی که قبلاً مشاهده شده بود بیشتر است. با توجه به این امر، مایتنر و فریش در ۱۹۳۹ اعلام داشتند که هسته‌های اورانیم به دنبال گیراندازی نوترون به شدت ناپایدار می‌شوند و تقریباً به دو نیمه تقسیم و شکافته می‌شوند (واژه شکافت از زیست-شناسان اخذ شده است که آن را در مورد تقسیم یا خسته به کار می‌برند).

شکافت عمدتاً در اثر رقابت بین نیروهای هسته‌ای و کولنی در هسته‌های سنگین حاصل می‌شود. انرژی بستگی هسته‌ای کل تقریباً متناسب با  $A$  افزایش می‌یابد، در حالی که انرژی دافعه کولنی پرتونها به طور سریعت، مثلاً متناسب با  $Z^2$  افزایش می‌یابد. هرگاه گسیل یک پاره سنگین را به صورت یک فرایند واپاشی مشابه با واپاشی آلفا در نظر گیریم، در این صورت می‌توان هسته‌های سنگین را به صورت هسته‌های واقع در نزدیکی لبه چاه پتانسیل شکل  $3.8$  در نظر گرفت، که در آن سد کولنی خیلی نازک و به آسانی قابل نفوذ است. در این صورت شکافت می‌تواند خود به خود به عنوان یک فرایند واپاشی طبیعی روی دهد، یا می‌تواند از طریق جذب یک ذره با انرژی نسبتاً کم، نظیر یک فوتون یا نوترون ایجاد شود (این نوع ذرات حالت‌های برانگیخته یا حالت‌های هسته‌ای مرکبی را ایجاد می‌کنند که از نظر انرژی در حدی هستند که می‌توانند برسد فائق شوند یا با سهولت بیشتری نفوذ کنند).

با آنکه با فراهم ساختن انرژی برانگیختگی کافی می‌توان شکافت را در هر هسته‌ای ایجاد کرد، با این حال این فرایند فقط برای هسته‌های سنگین (توریم و هسته‌های بالاتر) از اهمیت عملی برخوردار است. قابلیت کاربرد شکافت، برای به دست آوردن انرژی فوق-العاده زیاد قابل استفاده، بزودی پس از کشف آن تحقق یافت. مشخصه دیگر این فرایند آن است که در هر رویداد شکافتی که به وسیله نوترون ایجاد می‌شود، علاوه بر دو پاره سنگین، چندین نوترون ایجاد می‌کند که خود می‌توانند رویدادهای شکافت جدیدی را موجب شوند. این واکنش زنجیره‌ای شکافتها می‌تواند خیلی به سرعت و بدون کنترل، همانند موارد شکافت انفجاری، یا به آرامی و تحت کنترل دقیق، همانند مورد رآکتورهای شکافت، روی دهد. به خاطر همین کاربردهای درخور توجه و ترس آوار است که شکافت هسته‌ای نقش برجسته‌ای را در بسیاری از فرایندهای تکنیکی و نیز در تصمیم‌گیریهای سیاسی ایفا می‌کند.

### ۱۰۱۳ چرا هسته‌ها شکافته می‌شوند

از نظر انرژی آمادگی هسته‌ها را به شکافته شدن می‌توان فوراً با توجه به انرژی بستگی به

ازای هر نوکلئون، شکل ۱۶.۳، درک کرد. يك هسته سنگین واقع در ناحیه اورانیم دارای انرژی بستگی حدود  $7.6 \text{ MeV}$  به ازای هر نوکلئون است. هر گاه  $^{238}\text{U}$  به دوپاره مساوی با  $A \approx 119$  تقسیم شود، انرژی بستگی آنها به ازای هر نوکلئون در حدود  $8.5 \text{ MeV}$  می‌شود. حرکت به سوی يك سیستم به شدت مقیدتر بدان معنی است که با آزادسازی انرژی سروکار داریم. یعنی انرژی از مقدار متناظر به هسته مقید  $^{238}\text{U}$  که برابر  $1809 \text{ MeV} = -238 \times 7.6$  است به مقدار متناظر به دو هسته مقید  $^{119}\text{Pd}$  که مساوی  $2033 \text{ MeV} = -2 \times 119 \times 8.5$  است، تغییر می‌کند. برای پایستگی انرژی، حالت نهایی باید شامل يك انرژی اضافی  $214 \text{ MeV}$  باشد که می‌تواند در شکل‌های مختلفی ظاهر شود (گسیل ذرات نوترون، بتا، و گاما از پاره‌ها)، ولی بخش عمده آن ( $\sim 80\%$ ) به صورت انرژی جنبشی پاره‌ها ظاهر می‌شود، زیرا دافعه کولنسی آنها را از یکدیگر دور می‌سازد. در محاسبه احتمالات واپاشی، جمله‌ای وجود دارد که به راهی انرژی وابسته است؛ بدین معنی که هر چه انرژی بیشتری آزاد شود، طرق بیشتری برای محصولات واپاشی وجود دارد که انرژی را تقسیم کنند، تعداد حالت‌های نهایی قابل حصول پس از واپاشی بیشتر است و احتمال واپاشی نیز زیادتر خواهد بود. با توجه به مقدار زیاد انرژی آزاد شده، شکافت باید يك طریقه واپاشی سهل الوصولی برای این هسته‌ها باشد که «از منحنی انرژی بستگی بالا می‌روند».

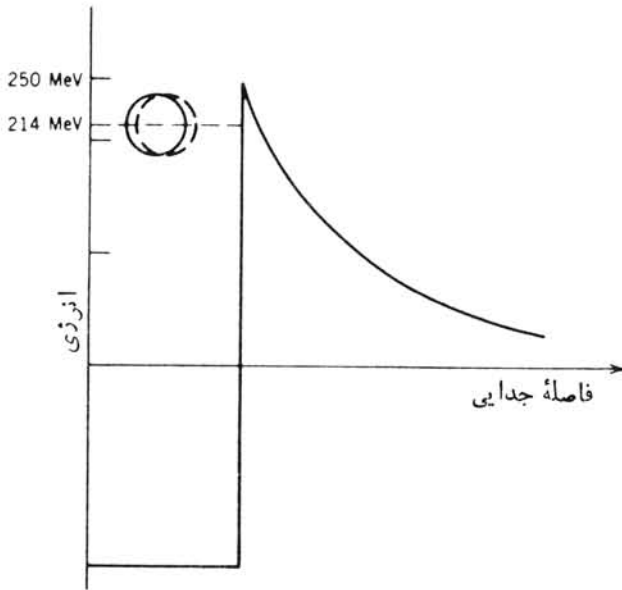
در حالی که واپاشی شکافت حقیقتاً وجود دارد، ولی آن‌طور که بحث ما نشان می‌دهد تقریباً احتمال تحقق زیادی ندارد. به این معنی که با موفقیت نمی‌تواند با واپاشی خود به خود آلفازای هسته  $^{238}\text{U}$  رقابت کند (نیمه عمر واپاشی آلفا در حدود  $4.5 \times 10^9 \text{ y}$  است). بنابراین، شکافت را نمی‌توان يك فرایند واپاشی مهم تلقی کرد مگر اینکه با هسته‌های با جرم  $250$  یا بالاتر سروکار داشته باشیم. آنچه مانع از تحقق فرایند شکافت می‌شود سد کولنسی است که برای فرایند واپاشی آلفا نیز مانع به عمل می‌آورد. هر گاه  $^{238}\text{U}$  را به دوپاره یکسان تقسیم کنیم که درست به طور سطحی در تماس باشند (فاصله  $R_1 + R_2 = R_1 = R_2 = 1.25 (119)^{1/3} = 6.1 \text{ fm}$  است)، در این صورت سد کولنی برابر است با

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$$

$$= (1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}) \frac{46^2}{12.2 \text{ fm}} = 250 \text{ MeV}$$

هر گاه موقعیت دوپاره در حال سکون واقع در فاصله جدایی بین‌هایت دور از یکدیگر را به عنوان صفر مقیاس انرژی در نظر بگیریم، در این صورت می‌توانیم این سیستم را با شکل ۱۰.۱۳ نمایش دهیم. در داخل ناحیه پتانسیل هسته‌ای،  $^{238}\text{U}$  می‌تواند به صورت دو هسته  $^{119}\text{Pd}$  وجود داشته باشد زیرا تعداد بسیار زیادی از حالت‌های نهایی با آزادسازی  $214 \text{ MeV}$  انرژی قابل حصول‌اند. با این حال، سد کولنی مانع جدا شدن پاره‌های می‌شود،



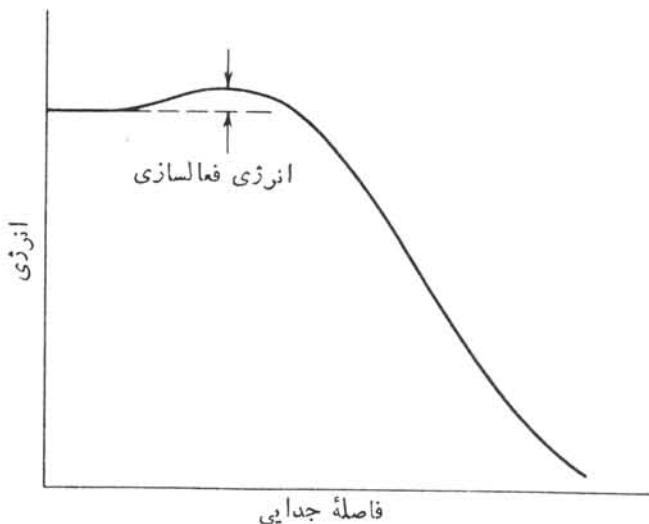


شکل ۱۰۱۳ در داخل چاه پتانسیل هسته‌ای،  $^{238}\text{U}$  شاید به‌طور لحظه‌ای بتواند به‌صورت دوپاره  $^{119}\text{Pd}$  وجود داشته باشد، ولی سد کولنی مانع از جدا شدن آنها می‌شود.

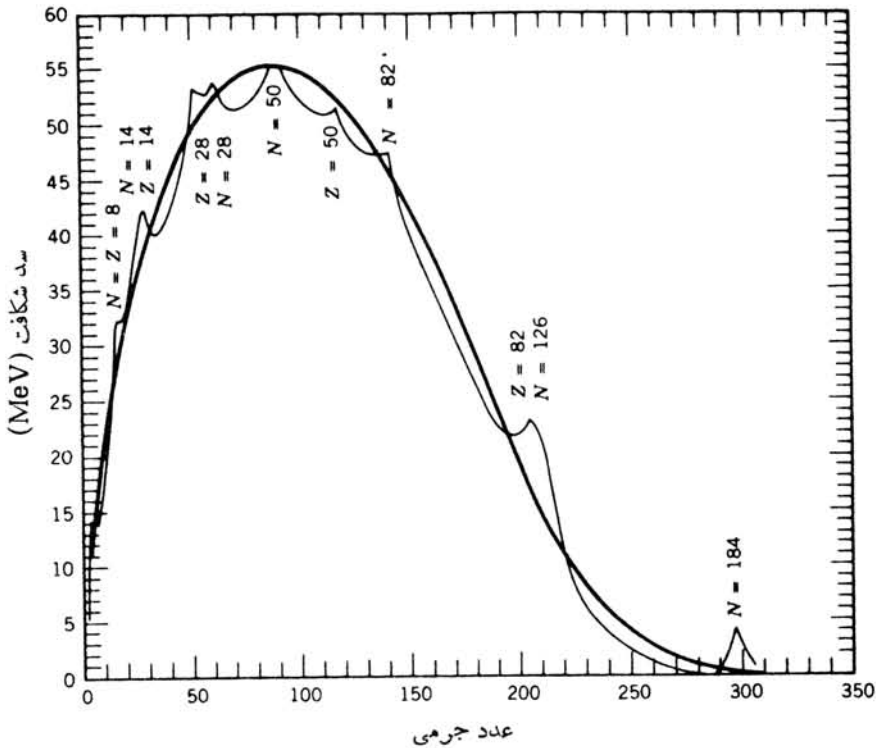
و احتمال واپاشی کوچک است زیرا نفوذ از سد نمی‌تواند صورت گیرد. این محاسبه بسیار خام می‌تواند نشان دهد که چرا شکافت به آسانی قابل تحقق نیست، ولی نباید آن را خیلی جدی بگیریم زیرا اعدادی که به کار بردیم (حدود  $250\text{MeV}$  برای ارتفاع سد و  $214\text{MeV}$  برای انرژی آزاد شده) برآوردهایی هستند که به آسانی می‌توانند تا  $10\%$  یا  $20\%$  تغییر کنند. مثلاً فرض اینکه  $^{238}\text{U}$  به دوپاره یکسان شکافته شود ممکن است خیلی واقع بینانه نباشد. اگر نسبت اعداد جرمی و اتمی دوپاره به تقریب به صورت  $1:2$  باشد، نظیر  $^{90}\text{Zn}$  و  $^{159}\text{Sm}$ ، ارتفاع سد کولنی از  $250$  به  $221\text{MeV}$  کاهش می‌یابد. آزاد شدن چند نوترون، اعداد جرمی پاره‌های نهایی را تغییر خواهد داد به طوری که ممکن است پاره‌های خیلی مقیدتر و تقریباً پایدارتری ایجاد کند (هسته‌های نظیر  $^{119}\text{Pd}$ ،  $^{90}\text{Zn}$ ، و  $^{159}\text{Sm}$  از فزونی نوترون زیادی برخوردارند و تشکیل آنها در شکافت غیر محتمل است). ضمناً، بعید است که محاسبه سد کولنی مبتنی بر لبه تیز در  $R = R_1 + R_2$  دقیقاً حکمفرما باشد.

با این حال آنچه مسلم است این است که ارتفاع سد کولنی تقریباً مساوی با انرژی آزاد شده در شکافت هسته‌های سنگین است و محققاً بعضی هسته‌ها وجود دارند که برای آنها آزادسازی انرژی می‌تواند دوپاره را تا نزدیکی لبه سد کولنی بالا ببرد، و لذا فرصت معقولی فراهم آورد که این پاره‌ها از سد نفوذ کنند. این هسته‌ها همان هسته‌هایی هستند که

شکافت خود به‌خود در آنها صورت می‌گیرد و فرایند شکافت در آنها با موفقیت با دیگر فرایندهای واپاشی پرتوزا رقابت می‌کند. ممکن است هسته‌های دیگری باشند که حالت دو پاره‌ای جدا شده آنها بتواند آنها را در بالای سد قرار دهد و (اگر تشکیل شوند) باعث شکافت خود به‌خود آنی در آنها شود. البته چنین هسته‌هایی در طبیعت وجود ندارند؛ محاسبات نشان می‌دهد که در حدود  $A = 300$  هیچ‌گونه سدی در مقابل شکافت وجود نخواهد داشت. ضمناً ممکن است هسته‌های دیگری هم باشند که به‌قدر کافی پایینتر از لبه سد قرار می‌گیرند به‌طوری که شکافت خود به‌خود در آنها مشاهده نمی‌شود. ولی جذب مقدار نسبتاً کمی انرژی، نظیر آنچه از یک فوتون یا نوترون کم انرژی حاصل می‌شود، حالت بینابینی را تشکیل می‌دهد (شاید یک حالت هسته مرکب) که در نزدیکی لبه سد قرار می‌گیرد و در نتیجه شکافت القایی را به آسانی امکان‌پذیر می‌سازد، در این صورت، فرایند شکافت به‌طور موفقیت آمیزی با دیگر مدهای واپاشی هسته مرکب رقابت می‌کند. هرگاه حالت بینابین پایینتر از لبه سد قرار گیرد، شکافت ممنوع است. و دیگر مدهای واپاشی، از جمله گسیل مجدد ذره جذب شده، ممکن است حکم شود. شکافت زیر آستانه ممکن است کاربردهای مهمی در ساختار هسته‌ای داشته باشد. زیرا غالباً تشدیدهایی وجود دارند که می‌توانند احتمال شکافت را بالا ببرند (این موضوع در بخش ۴.۱۳ مورد بحث قرار خواهد گرفت). توانایی اینکه در یک هسته شکافت القایی تحقق یابد، دقیقاً به انرژی سیستم بینابین وابسته است؛ برای بعضی هسته‌ها جذب نوترونهای گرمایی ممکن است به‌قدر کافی بتواند هسته‌ها را به لبه سد برساند، در حالی که برای هسته‌های دیگر ممکن است نوترونهای تند



شکل ۴.۱۳ سد پتانسیل هموار با شکافت خود به‌خود  $U_{238}$  مخالفت می‌ورزد. برای غلبه برسد شکافت، لازم است مقداری انرژی مساوی با انرژی فعالسازي فراهم شود.



**شکل ۳.۱۳** تغییرات انرژی فعالسازی شکافت بر حسب عدد جرمی. منحنی پررنگ مبتنی بر مدل قطره مایع است که فقط برای پایدارترین ایزوتوپ در هر عدد جرمی محاسبه شده است، و منحنی کم‌رنگ تأثیر ساختار پوسته‌ای را نشان می‌دهد. به انرژیهای حدود  $5\text{ MeV}$  در اطراف اورانیوم، و انرژی صفر در اطراف عدد جرمی  $280$  (که باعث ناپایداری شدید این هسته‌ها در مقابل شکافت خود به خود می‌شود)، و پایداری حول جرم  $300$  که ناشی از بستار پوسته‌ای مورد انتظار نوترون است توجه کنید.

(با انرژی مرتبه  $\text{MeV}$ ) مورد نیاز باشند. شکل ۲.۱۳ نمایش واقع بینانه‌تری از سد شکافت را برای هسته‌های سنگین نشان می‌دهد.

محاسبه مفصلتر انرژی مورد نیاز برای القای شکافت در شکل ۳.۱۳ نشان داده شده است، که در آن اساساً ارتفاع سد شکافت نسبت به حالت پایه (که معمولاً انرژی فعالسازی نامیده می‌شود) مشخص شده است. این محاسبه مبتنی بر مدل قطره مایع است که فقط با خواص متوسط هسته‌ای سروکار دارد. استفاده از اثرات پیچیده‌تر مبتنی بر مدل پوسته‌ای محاسبه را به طریقی اصلاح می‌کند و نشان می‌دهد که بعضی از هسته‌های ابر سنگین حوالی  $A = 300$  ممکن است در مقابل شکافت از پایداری بیشتری برخوردار باشند. نتایج دیگر ساختار پوسته‌ای را در بخش ۴.۱۳ مورد بحث قرار می‌دهیم.

استفاده از فرمول نیمه تجربی جرم، معادله (۲۸.۳)، رهیافتی آموزنده برای درک شکافت به دست خواهد داد. در اینجا یک هسته را که در آغاز کروی شکل است در نظر می‌گیریم که به تدریج کشیده می‌شود و تأثیر این کشیدگی را روی انرژی بستگی آن مورد مطالعه قرار می‌دهیم. کشیدگی می‌تواند با ثابت نگاه داشتن حجم انجام شود، ولی جملات سطحی و کولنی که در آغاز برای هسته کروی محاسبه شده بودند، محققاً تحت تأثیر کشیدگی قرار خواهند گرفت. هسته کشیده شده را به صورت بیضیوار دوار با حجم  $(4/3)\pi ab^2$  در نظر می‌گیریم، که در آن  $a$  نیم قطر بزرگ و  $b$  نیم قطر کوچک است. انحراف بیضیوار از کره‌ای به شعاع  $R$  بر حسب پارامتر تغییر شکل  $\epsilon$  عبارت است از:

$$a = R(1 + \epsilon)$$

$$b = R(1 + \epsilon)^{-1/2} \quad (1.13)$$

که در آن  $\epsilon$  خروج از مرکز بیضی است و با پارامتر تغییر شکل  $\beta$  که در معادله (۱۵.۵) تعریف شد، به صورت  $\epsilon = \beta \sqrt{5/4\pi}$  ارتباط دارد. یادآوری می‌شود که با توجه به  $R^3 = ab^2$ ، حجم هسته با افزایش تغییر شکل ثابت می‌ماند. هنگامی که کره کشیده شود و بر اثر تغییر شکل به شکل بیضیوار درآید، سطح آن به صورت  $S = 4\pi R^2(1 + (2/5)\epsilon^2 + \dots)$  افزایش می‌یابد، که در نتیجه جمله انرژی سطحی نیز در فرمول نیمه تجربی جرم افزایش می‌یابد. جمله انرژی کولنی را می‌توان با عامل  $(1 - (1/5)\epsilon^2 + \dots)$  اصلاح کرد، و لذا اختلاف انرژی (در واقع، کاهش انرژی بستگی) یک هسته کروی و یک هسته بیضیوار با حجم یکسان برابر است با

$$\Delta E = B(\epsilon) - B(\epsilon = 0)$$

$$= -a_s A^{2/3}(1 + \frac{5}{8}\epsilon^2 + \dots) - a_c Z^2 A^{-1/3}(1 - \frac{1}{5}\epsilon^2 + \dots)$$

$$+ a_s A^{2/3} + a_c Z^2 A^{-1/3}$$

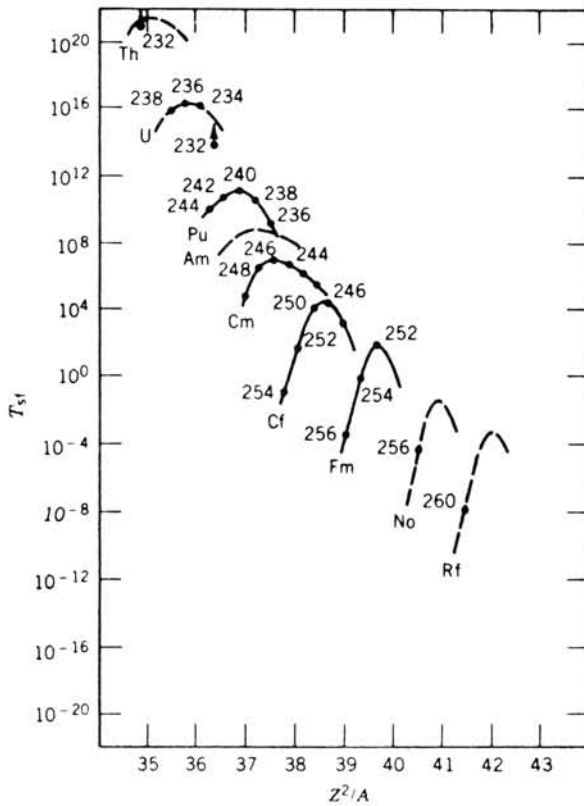
$$\cong (-\frac{5}{8}a_s A^{2/3} + \frac{1}{5}a_c Z^2 A^{-1/3})\epsilon^2 \quad (2.13)$$

هرگاه جمله دوم بزرگتر از جمله اول باشد، اختلاف انرژی مثبت است. یعنی با کشیده شدن هسته انرژی حاصل می‌شود و هرچه هسته بیشتر کشیده شود، انرژی بیشتری حاصل خواهد شد. چنین هسته‌ای در مقابل کشیدگی ناپایدار است و به آسانی شکافته خواهد شد. بنابراین شرط شکافت خود به خود چنین است

$$-\frac{1}{5}a_c Z^2 A^{-1/3} > \frac{5}{8}a_s A^{2/3}$$

و با استفاده از مقادیر  $a_s$  و  $a_c$  خواهیم داشت

$$\frac{Z^2}{A} > 47 \quad (3.13)$$



شکل ۴.۱۳ طول عمرهای شکافت خودبه خود. به‌طور کلی، با افزایش  $Z^2/A$  طول عمر کاهش می‌یابد.

این برآورد را باید تا حدی اصلاح کرد تا نفوذ کوانتوم مکانیکی از سد نیز که بنا بر آن فرایند شکافت خود به خود حتی با انرژی تغییر شکل منفی هم امکان‌پذیر است، به حساب آورده شود. بعلاوه، هسته‌های موجود در ناحیه‌ی حول اورانیم دارای تغییر شکل تعادلی دائم هستند، یعنی شکل تعادل بیضیوار است نه کروی. با این حال، همان‌طور که در شکل ۴.۱۳ نشان داده شده است، پارامتر  $Z^2/A$  به‌عنوان نشانه‌ای از توانایی یک هسته برای شکافت خودبه‌خود به‌کار می‌رود. هرچه مقدار  $Z^2/A$  بزرگتر باشد، نیمه‌عمر شکافت خود به‌خود کوتاه‌تر است. برون‌یابی نیمه‌عمرهای شکافت خود به‌خود برای  $Z^2/A \cong 47$  مقدار تقریباً  $10^{-20}$  s را به دست می‌دهد. بنابراین در مقیاس زمان هسته‌ای، برای هسته‌های واقع در ورای مقدار بحرانی  $Z^2/A$ ، شکافت «فوری» اتفاق می‌افتد. با این حال، چنین هسته‌هایی تا کنون شناخته نشده‌اند و لسی برای هسته‌ای با  $A = 350$  و  $Z/A = 0.4$  داریم که در این صورت، همان‌طور که در شکل ۴.۱۳ نشان داده شده است، چنین



شکل ۵.۱۳ نمایش تغییر شکلهای هسته در فرایند شکافت.

بر آوردی با انرژی فعالسازی صفر برای  $A = 300$  سازگاری دارد. از نقطه نظری فیزیکی، آنچه را که در خلال کشیدگی روی می‌دهد می‌توان به وسیله یک رشته از ترسیمها که در شکل ۵.۱۳ نشان داده شده است توصیف کرد. به تدریج که تغییر شکل شدیدتری شود، ناحیه بینابینی هسته «تنکتر» و سرانجام هسته به دو قسمت شکافته می‌شود.

### ۲.۱۳ ویژگیهای شکافت

#### توزیع جرم پاره‌ها

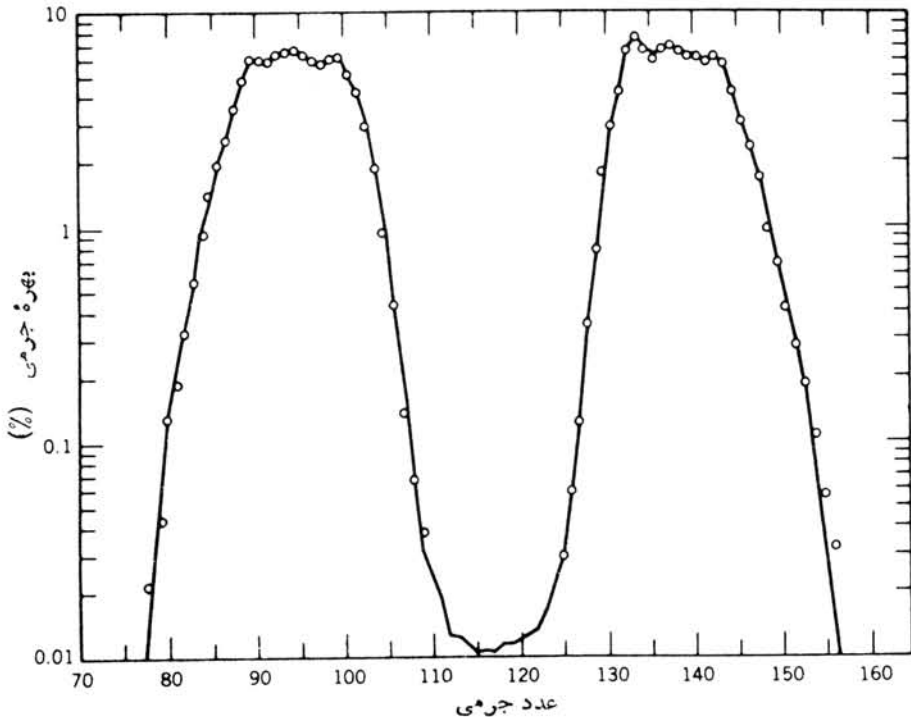
یک واکنش نوعی شکافت القایی با نوترون عبارت است از



که با استفاده از نوترونهای تابشی با انرژی گرمایی امکان پذیر است. محصولات شکافت به صورت یگانه‌ای تعیین نمی‌شوند، بلکه توزیع جرمی از محصولات شکافت مطابق آنچه در شکل ۶.۱۳ نشان داده شده است، به دست می‌آید. این توزیع باید حول مرکز متقارن باشد. به ازای هر پاره سنگین باید یک پاره سبک متناظر وجود داشته باشد. وای توجه کنید که شکافت به دو پاره مساوی یا تقریباً مساوی ( $A_1 \approx A_2$ )، در مقایسه با بهره بیشینه که برای پاره‌های با  $A_1 \approx 95$  و  $A_2 \approx 140$  اتفاق می‌افتد، در حدود ۶۰۰ بار کمتر محتمل است. با کمال تعجب تاکنون برای این توزیع جرم که مشخصه فرایندهای شکافت با انرژی پایین است، توضیح قانع کننده‌ای پیدا نشده است. در مقابل، شکافتهای القا شده با ذرات پراثری توزیع جرمهایی را نشان می‌دهد که در ناحیه متناظر به پاره‌های با جرم مساوی به حداکثر می‌رسند.

#### تعداد نوترونهای گسیل شده

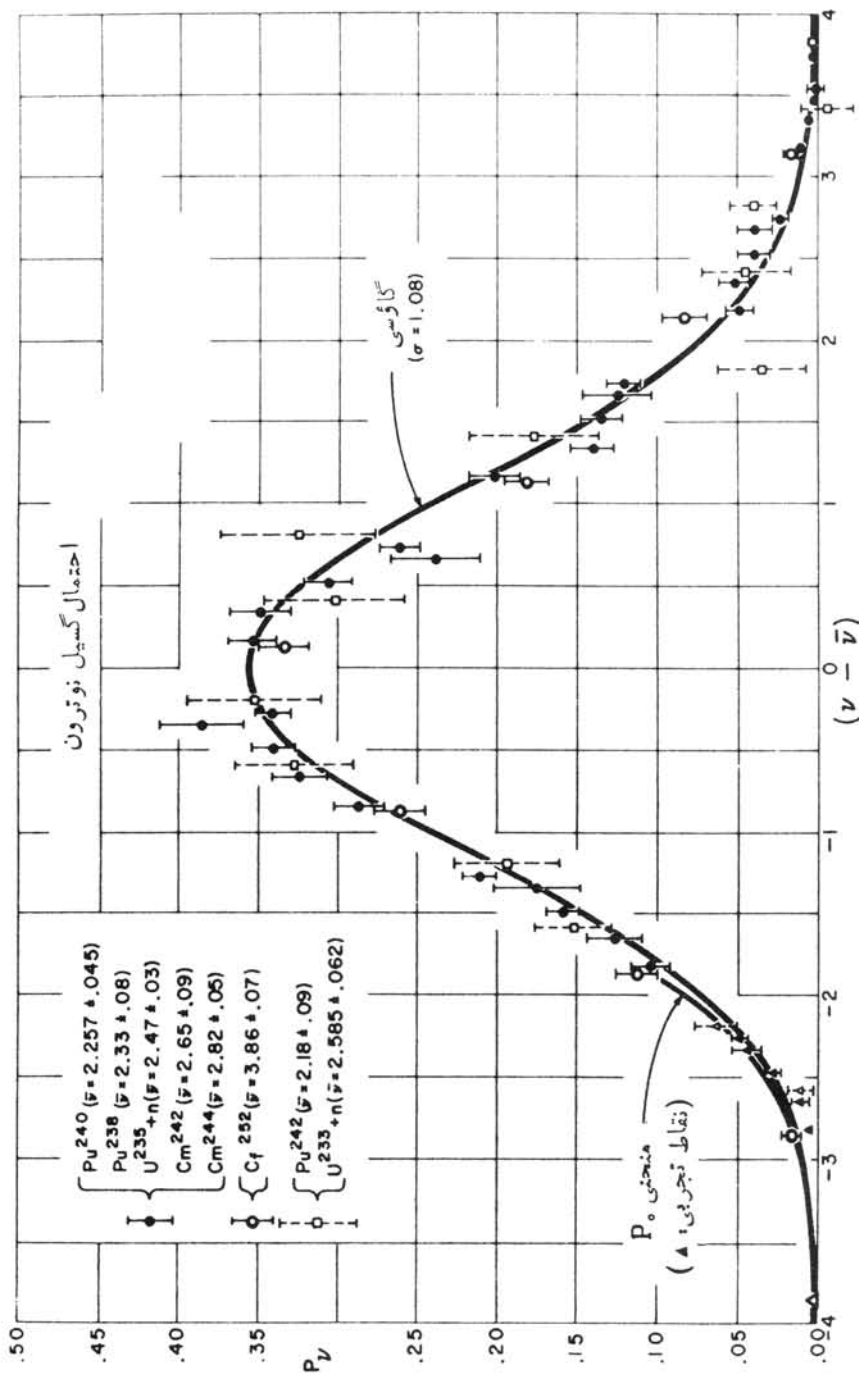
شکافت پاره‌های با اعداد اتمی نزدیک به  $A = 95$  و  $A = 140$  باید در تقسیم ۹۲ پروتون با هم شریک شوند. اگر این عمل به تقریب به تناسب جرمهای آنها صورت گیرد، هسته‌های تشکیل شده باید  ${}^{95}\text{Rb}$  و  ${}^{140}\text{Cs}$  باشند. این هسته‌ها فوق العاده سرشار از نوترون هستند. پایدارترین هسته‌ها در این ناحیه جرم دارای نسبت  $Z/A \approx 0.41$  هستند در حالی که برای این محصولات شکافت داریم:  $Z/A = 0.39$ . ایزوبار پایدار  $A = 95$  دارای  $Z = 42$  و ایزوبار پایدار  $A = 140$  دارای  $Z = 58$  است. شکافت پاره‌ها این



شکل ۶.۱۳ توزیع جرم شکافت - پاره‌های حاصل از شکافت گرمایی  $^{235}\text{U}$ . به تقارن پاره‌های سبک و سنگین، حتی در تغییرات کوچک نزدیک بیشینه‌ها، توجه کنید.

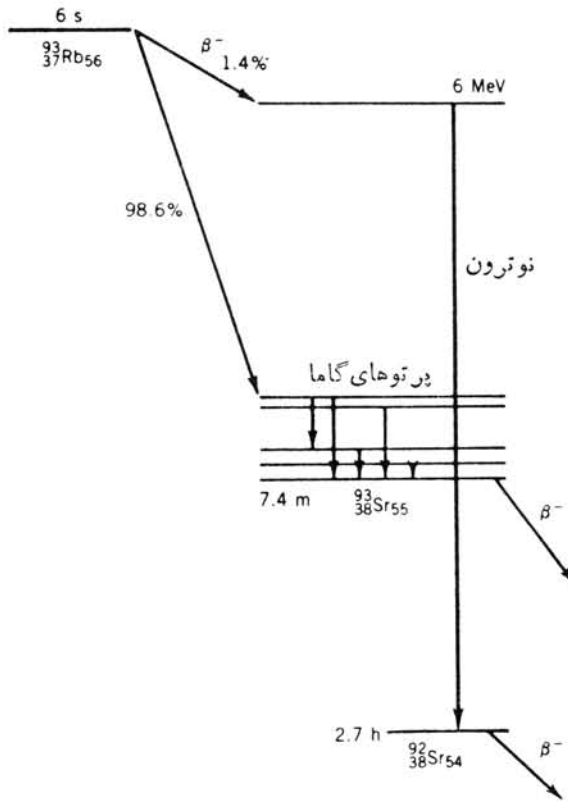
فزون‌ی نوترئون را از طریق گسیل یک یا چند نوترئون در لحظه وقوع شکافت (در خلال  $10^{-16}$  -  $10^{-15}$  s) از خود دور می‌کنند. این نوترونها به نام نوترونهاى آنى معروف اند. تعداد نوترونهاى آنى گسیل شده در هر رویداد شکافت معین، متناسب با ماهیت پاره‌ها (و با انرژی ذره تابشی در حالت شکافت القاى) تغییر می‌کند. میانگین تعداد نوترونهاى آنى، که آن را با نماد  $\nu$  نمایش می‌دهند، مشخصه فرایند شکافت مورد نظر است. برای شکافت القاى با نوترونهاى گرمایی، مقادیر تجربی  $\nu$  عبارت‌اند از ۲٫۴۸ برای  $^{233}\text{U}$ ، ۲٫۴۲ برای  $^{235}\text{U}$ ، و ۲٫۸۶ برای  $^{239}\text{Pu}$ . همان‌طور که در شکل ۷.۱۳ نشان داده شده است، توزیع حول میانگین حاکی از رفتار آماری مورد انتظار یک فرایند تبخیر است. توزیع گاوسی که گسیل نوترئون را کنترل می‌کند به‌طور قابل ملاحظه‌ای مستقل از هسته‌ای است که شکافته می‌شود، و به نظر می‌رسد که تمام هسته‌ها از این لحاظ رفتار یکسانی دارند.

علاوه بر نوترونهاى آنى، اغلب نوترونهاى تأخیری نیز در فرایند شکافت گسیل می‌شوند. این نوترونها به دنبال واپاشی بتازای شکافت - پاره‌ها گسیل می‌شوند، و نمونه‌هایی از گسیل نوکلئون تأخیری در واپاشی بتازا هستند که در بخش ۸.۹ مورد بحث قرار گرفت. زمانهای تأخیر نوعاً خیلی کوتاه و معمولاً از مرتبه ثانیه هستند. شکل ۸.۱۳ یکی از این نوع



شکل ۷.۱۳ توزیع نوترونهای حاصل از شکافت. با آنکه میانگین تعداد نوترونها،  $\bar{\nu}$  با همسنگ کافنده تغییر می کند، توزیع حول میانگین مستقل از همسنگ اولیه است.





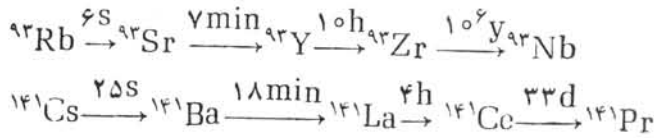
**شکل ۸.۱۳** گسیل نوترونهاي تأخيري در  $^{93}\text{Rb}$ . پس از واپاشي بتازاي اوليه، انرژي حالت پراينگيخته  $^{93}\text{Sr}$  به حدي است که اين هسته با گسيل نوترون به صورت  $^{92}\text{Sr}$  درمي آيد. زمان تأخير نوترونهاي تأخيري نسبت به نوترونهاي آني حاصل از شکافت به مشخصه طول عمر ميانگين  $^{93}\text{Rb}$  بستگي دارد.

حالتها را نشان مي دهد. به دنبال واپاشي بتازاي شش ثانيه اي  $^{93}\text{Rb}$ ، دختر - هسته  $^{93}\text{Sr}$  در حالت به شدت پراينگيخته قرار مي گيرد که اتفاقاً انرژي آن از انرژي جدابي نوترون بيشتراست. بنا بر اين، اين حالت مي تواند با گسيل نوترون با واپاشي گاما راقابت کند. در اين حالت، انشعاب گسيل نوترون با شدت ۱.۴٪ انجام مي شود.

شدت کلي نوترونهاي تأخيري به حدود يك نوترون در هر صد شکافت مي رسد، ولي همين نوترونها براي کنترل رآكتورهاي هسته اي نقش اساسي ايفاء مي کنند. هيچ سيستم مکانيکي نمي تواند براي جلوگيري از تغييرات آماری نوترونهاي آني که باعث از کنترل خارج شدن رآكتور مي شود به سرعت کافي پاسخ دهد، ولي حقيقتاً با استفاده از نوترونهاي تأخيري اين امکان وجود دارد که رآكتور را کنترل کنيم.

## فرایندهای واپاشی رادیواکتیو

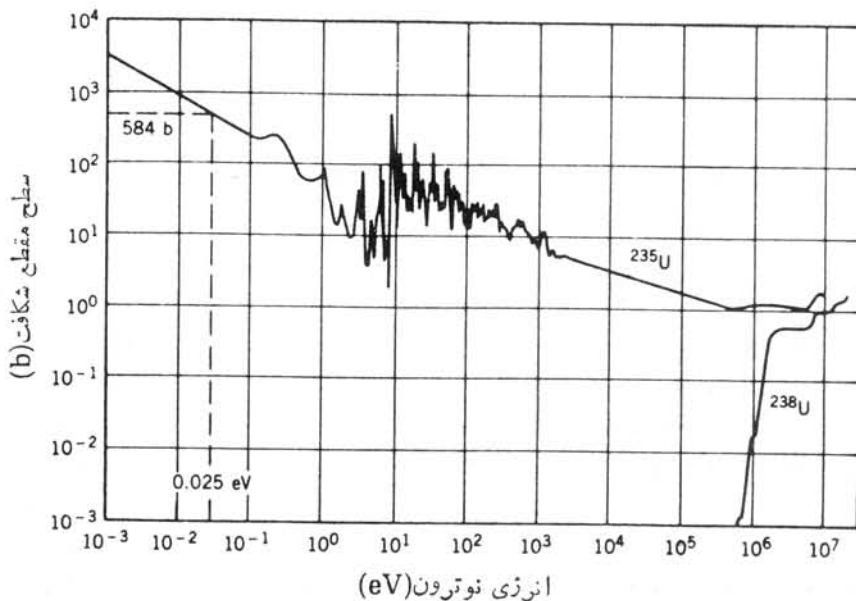
محصولات اولیه شکافت به شدت پرتوزا هستند و با گسیل تابشهای متعدد  $\beta$  و  $\gamma$  (که نهایتاً در انرژی کل حاصل از شکافت سهم دارند) بدسوی ایزو بارهای پایدار نزدیک می شوند. نمونه هایی از زنجیره های واپاشی عبارت اند



این محصولات پرتوزا، محصولات پسماند رآکتورهای هسته ای را تشکیل می دهند. بسیاری از آنها با سرعت خیلی زیاد واپاشیده می شوند ولی بعضی دیگر، خصوصاً اعضای نزدیک به عناصر پایدار زنجیره، از نیمه عمرهای طویل برخوردارند.

## سطح مقطع شکافت

شکل ۹۰۱۳ سطح مقطعیهای شکافت القایی نوترون را در  ${}^{235}\text{U}$  و  ${}^{238}\text{U}$  نشان می دهد. سطح مقطع  ${}^{235}\text{U}$  بسیاری از ویژگیهای سطح مقطعیهای نوترون را که در فصل ۱۱ بررسی شد، نشان می دهد. ناحیه گرمایی وابستگی معمول  $1/v$  سطح مقطع را نشان می دهد، و در ناحیه  $1-100\text{eV}$  تشدیدهای بسیار زیادی در منحنی دیده می شود. برای  ${}^{235}\text{U}$ ، سطح-مقطع گرمایی شکافت ( $584\text{b}$ ) بر سطح مقطع پراکنندگی ( $9\text{b}$ ) و گیراندازی تابشی ( $97\text{b}$ )



شکل ۹۰۱۳ سطح مقطعیهای شکافت القایی نوترون در  ${}^{235}\text{U}$  و  ${}^{238}\text{U}$ .

غلبه دارد. ضمناً توجه کنید که سطح مقطع گرمایی ۳ مرتبه بزرگی بیشتر از سطح مقطع نوترونیهای تند است. هر گاه بخواهیم از نوترونیهای با انرژی حدود MeV که از شکافت حاصل می‌شوند برای القای شکافتهای جدید استفاده کنیم، نوترونها باید ابتدا تا انرژیهای گرمایی کنند شوند تا سطح مقطع آنها افزایش یابد. برای  $^{238}\text{U}$ ، هیچ گونه شکافتی در ناحیه فاحش در رفتار، همان‌طور که در بخش بعدی خواهیم دید، از ارتباط بین انرژی برانگیختگی سیستم مرکب و انرژی فعالسازي مورد نیاز برای غلبه بر سد ناشی می‌شود.

### ۳.۱۳ انرژی شکافت

در این بخش، انرژی حاصل از شکافت را به تفصیل مورد بررسی قرار می‌دهیم. هنگامی که  $^{235}\text{U}$  نوترون را گیر می‌اندازد و حالت مرکب  $^{236}\text{U}^*$  تشکیل می‌دهد، انرژی برانگیختگی عبارت است از

$$E_{\text{ex}} = [m(^{236}\text{U}^*) - m(^{236}\text{U})]c^2$$

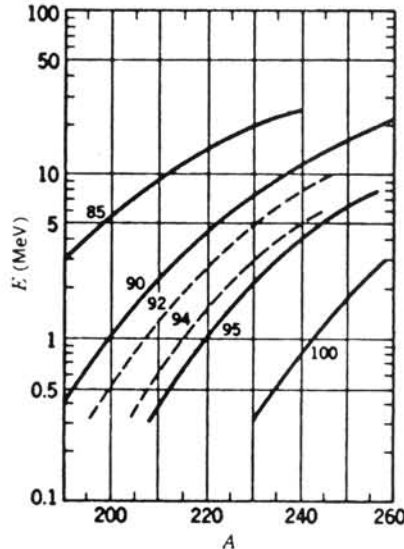
انرژی حالت مرکب را می‌توان مستقیماً از انرژیهای جرم  $^{235}\text{U}$  و  $n$  به دست آورد. با فرض اینکه انرژی جنبشی نوترون آنقدر کوچک است که قابل اغماض باشد (یعنی در ناحیه گرمایی)، خواهیم داشت

$$\begin{aligned} m(^{236}\text{U}^*) &= m(^{235}\text{U}) + m_n \\ &= (235.043924\text{u} + 1.008665\text{u}) \\ &= 236.052589\text{u} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{\text{ex}} &= (236.052589\text{u} - 236.045563\text{u}) 931.5\text{MeV/u} \\ &= 6.75\text{MeV} \end{aligned}$$

انرژی فعالسازي (انرژی مورد نیاز برای غلبه بر سد شکافت، شکل ۲.۱۳) برای  $^{236}\text{U}$  که از محاسبه به دست آمده است برابر  $6.2\text{MeV}$  است. بنابراین، انرژی مورد نیاز برای برانگیختن  $^{236}\text{U}$  به یک حالت شکافت پذیر (انرژی فعالسازي) از مقدار انرژی که با افزودن یک نوترون به  $^{235}\text{U}$  به دست می‌آوریم کمتر است. این بدان معنی است که  $^{235}\text{U}$  می‌تواند با استفاده از نوترونیهای با انرژی صفر شکافته شود، و این امر با سطح مقطع بزرگ شکافت که در ناحیه گرمایی مشاهده می‌شود سازگاری دارد.

یک محاسبه مشابه برای  $^{238}\text{U} + n \rightarrow ^{239}\text{U}^*$  نتیجه  $E_{\text{ex}} = 4.78\text{MeV}$  را به دست می‌دهد که خیلی کوچکتر از انرژی فعالسازي محاسبه شده  $^{239}\text{U}$ ، یعنی  $6.6\text{MeV}$ ، است. (جدول ۱.۱۳ و شکل ۱۰.۱۳ انرژیهای فعالسازي محاسبه شده برای هسته‌ها را در این



شکل ۱۰.۱۳ انرژی فعالسازی هسته‌های سنگین. این منحنی، وابستگی صریح  $A$  و  $Z$  (که در شکل ۳.۱۳ نشان داده نشده است) را که با استفاده از مدل قطره مایع محاسبه شده است، نشان می‌دهد.

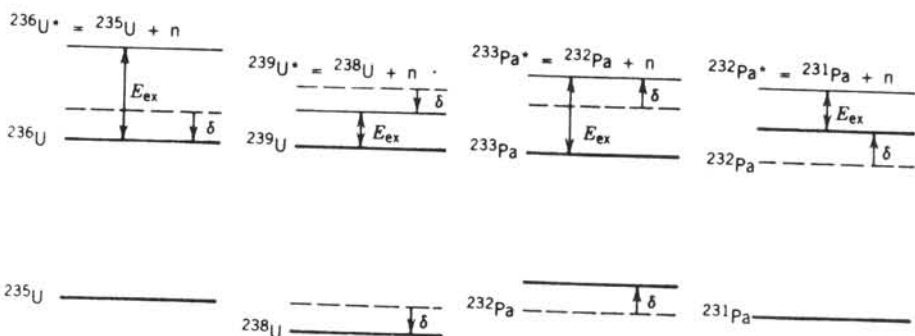
ناحیه به دست می‌دهند). بنابراین برای شکافت  $^{238}\text{U}$ ، نوترونهای با انرژی از مرتبه  $\text{MeV}$  مورد نیازند که با آستانه مشاهده شده برای شکافت القایی  $^{238}\text{U}$  با نوترون، مانند آنچه در شکل ۹.۱۳ نشان داده شده است، سازگاری دارد.

بنابراین توضیح اصلی اختلاف فوق‌العاده شکافت‌پذیری  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  را باید در اختلاف انرژیهای برانگیختگی آنها که به ترتیب برابر  $6.5$  و  $4.8 \text{ MeV}$  است، جستجو کرد. از طرف دیگر، این اختلاف را می‌توان برحسب جمله انرژی تزویج  $\delta$  در فرمول نیمه تجربی جرم، معادله (۲۸.۳)، درک کرد. شکل ۱۱.۱۳ اثر جمله تزویج را نشان می‌دهد. انرژی بستگی  $^{236}\text{U}$  به اندازه مقدار  $\delta$ ، که تقریباً برابر  $5.6 \text{ MeV}$  است، افزایش یافته است (یعنی انرژی حالت پایه آن کم شده است). در این صورت، انرژی برانگیختگی به مقدار  $\delta$  نسبت به آنچه در غیاب تزویج دارا بود افزایش می‌یابد. در مورد  $^{238}\text{U}$ ، انرژی حالت پایه قبل از گیراندازی به مقدار  $\delta$  کاهش می‌یابد، و در نتیجه انرژی حالت گیراندازی کوچکتر می‌شود. بنابراین انرژی برانگیختگی به اندازه  $\delta$  نسبت به موقعی که جمله نیروی تزویج وجود ندارد، کاهش یافته است. از این رو، اختلاف انرژی برانگیختگی بین  $^{235}\text{U} + n$  و  $^{238}\text{U} + n$  در حدود  $2.8$  یا  $1.1 \text{ MeV}$  می‌شود که در بسیاری از موارد به خوبی پاسخگوی اختلاف مشاهده شده است.

ملاحظات مشابه مبتنی بر نیروی تزویج باعث می‌شود که نتایج اضافی زیر را همانند آنچه در شکل ۱۱.۱۳ نشان داده شده است انتظار داشته باشیم: افزایش انرژی برانگیختگی

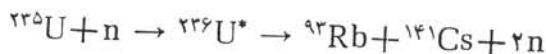
جدول ۱.۱۳ سطح مقطعهای شکافت با استفاده از نوترون گرمایی

انرژی فعالسازي A+۱ بر حسب MeV	سطح مقطع (b)	نوکلید
	$200 \pm 20$	${}_{90}^{227}\text{Th}_{137}$
	$< 0.3$	${}_{90}^{228}\text{Th}_{138}$
۸۰۳	$30 \pm 3$	${}_{90}^{229}\text{Th}_{139}$
۸۰۳	$< 0.001$	${}_{90}^{230}\text{Th}_{140}$
۷۰۶	$1500 \pm 300$	${}_{91}^{230}\text{Pa}_{139}$
۷۰۶	$0.019 \pm 0.003$	${}_{91}^{231}\text{Pa}_{140}$
۷۰۲	$700 \pm 100$	${}_{91}^{232}\text{Pa}_{141}$
۷۰۱	$< 0.1$	${}_{91}^{233}\text{Pa}_{142}$
۶۰۸	$300 \pm 300$	${}_{92}^{231}\text{U}_{139}$
۶۰۹	$76 \pm 4$	${}_{92}^{232}\text{U}_{140}$
۶۰۵	$530 \pm 5$	${}_{92}^{233}\text{U}_{141}$
۶۰۵	$< 0.0005$	${}_{92}^{234}\text{U}_{142}$
۶۰۲	$584 \pm 1$	${}_{92}^{235}\text{U}_{143}$
۶۰۶	$(2.77 \pm 0.3) \times 10^{-6}$	${}_{92}^{238}\text{U}_{146}$
۵۰۹	$1000 \pm 400$	${}_{93}^{234}\text{Np}_{141}$
۵۰۹	$3000 \pm 600$	${}_{93}^{236}\text{Np}_{143}$
۶۰۲	$0.020 \pm 0.005$	${}_{93}^{237}\text{Np}_{144}$
۶۰۰	$17 \pm 1$	${}_{93}^{238}\text{Np}_{145}$
۶۰۳	$< 0.001$	${}_{93}^{239}\text{Np}_{146}$
۶۰۲	$17 \pm 1$	${}_{94}^{238}\text{Pu}_{144}$
۶۰۰	$742 \pm 3$	${}_{94}^{239}\text{Pu}_{145}$
۶۰۳	$< 0.008$	${}_{94}^{240}\text{Pu}_{146}$
۶۰۰	$1010 \pm 10$	${}_{94}^{241}\text{Pu}_{147}$
۶۰۲	$< 0.2$	${}_{94}^{242}\text{Pu}_{148}$
۶۰۵	$3.224 \pm 0.15$	${}_{95}^{241}\text{Am}_{146}$
۶۰۲	$2100 \pm 200$	${}_{95}^{242}\text{Am}_{147}$
۶۰۳	$< 0.008$	${}_{95}^{243}\text{Am}_{148}$
۶۰۰	$2200 \pm 300$	${}_{95}^{244}\text{Am}_{149}$
۶۰۱	$610 \pm 30$	${}_{96}^{242}\text{Cm}_{147}$
۶۰۳	$1.0 \pm 0.5$	${}_{96}^{244}\text{Cm}_{148}$
۵۰۹	$2000 \pm 200$	${}_{96}^{245}\text{Cm}_{149}$
۶۰۰	$0.2 \pm 0.1$	${}_{96}^{246}\text{Cm}_{150}$

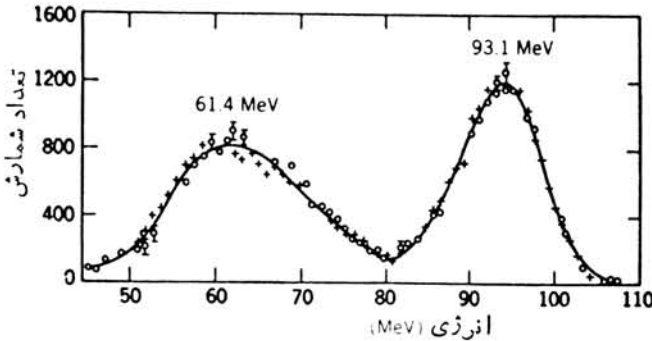


شکل ۱۱.۱۳ اثر توزیع روی انرژیهای برانگیختگی. ترازهای خط چین انرژیهای هسته‌ای را در غیاب توزیع نشان می‌دهند که با در نظر گرفتن اثر توزیع به مقدار  $\delta$  افزایش یا کاهش می‌یابند.

برای شکافت القایی با نوترون در  $^{232}\text{Pa}$  و کاهش انرژی در  $^{231}\text{Pa}$ . بنابراین انتظار داریم که  $^{232}\text{Pa}$  با نوترونهای گرمایی آسانتر از  $^{231}\text{Pa}$  شکافته شود. جدول ۱۰.۱۳ سطح-مقطعهای نوترون گرمایی را برای انواع مختلف هسته‌ها در این ناحیه نشان می‌دهد. به وضوح مشاهده می‌شود که گیراندازی نوترون در هر هسته  $N$  فرد به یک پیکر بندی  $N$  زوج (توزیع-شده) پایدارتر منجر می‌شود که افزایش  $E_{ex}$  را به مقدار  $\delta$  به دنبال دارد. گیراندازی هسته‌های  $N$  زوج به کاهشهایی در  $E_{ex}$  به همان مقدار  $\delta$  منجر می‌شود. بنابراین انتظار داریم که به طور کلی، سطح مقطع هسته‌های  $N$  فرد نسبت به نوترون گرمایی خیلی بزرگتر از هسته‌های  $N$  زوج باشد، و داده‌های ارائه شده در جدول ۱۰.۱۳ با این انتظار سازگاری دارد. بزرگی سطح مقطعهای  $^{235}\text{U}$  و  $^{239}\text{Pu}$  به طور چشمگیری مدیون نیروی توزیع است. اینک به بررسی انرژی آزاد شده در شکافت و اینکه این انرژی به کجا می‌رود می‌پردازیم. بدین منظور، مجموعه خاصی از محصولات نهایی را در نظر می‌گیریم



با استفاده از جرمهای  $^{93}\text{Rb}$  ( $92.92172\text{u}$ ) و  $^{141}\text{Cs}$  ( $140.919649\text{u}$ )، مقدار  $Q$  را از طریق محاسبه مساوی با  $181\text{MeV}$  به دست می‌آوریم. مقدار انرژی آزاد شده توسط دیگر محصولات نهایی (که ممکن است با گسیل تعداد متفاوتی نوترون همراه باشند) تقریباً به همین اندازه است، و لذا کاملاً معقول است که مقدار  $200\text{MeV}$  را به عنوان عدد میانگین انرژی آزاد شده در شکافت  $^{235}\text{U}$  اختیار کنیم (این مقدار با مقدار برآورد شده  $209\text{MeV}$  به ازای هر نوکلئون که قبلاً معرفی شد و نیز با انرژی دافعه کولنی دو شکافت-پاره با فاصله تقریبی  $R = R_1 + R_2$  سازگاری دارد). دافعه کولنی سعی دارد که دو پاره را از یکدیگر دور سازد و انرژی پتانسیل را به جنبشی تبدیل کند و انرژی جنبشی حدود  $200\text{MeV}$  را در فرایند شکافت به آنها منتقل سازد. شکل ۱۲.۱۳ توزیع انرژی مشاهده شده در شکافت-پاره



شکل ۱۴۰۱۳ توزیع انرژی شکافت - پاره‌های حاصل از شکافت گرمایی  $^{235}\text{U}$ . این داده‌ها به کمک اتاقک یونی به دست آمده‌اند. کارهای بعدی نشان داد که برای شکافت - پاره‌ها درجه بندی چندان دقیق نیست، و انرژی‌های تعیین شده در  $5\text{ MeV}$  پایینتر برآورد شده است.

را نشان می‌دهد. دو مقدار انرژی که احتمال خیلی بالاتری دارند متناظر به مقادیر حدود  $6\text{ eV}$  و  $98\text{ MeV}$  هستند. این دو مقدار به ترتیب به پاره‌های سنگین و سبک شکافت مربوط می‌شوند. از آنجا که تکانه نوترون‌ها خیلی کوچک است، بنا بر پایستگی تکانه لازم است که دو پاره دارای تکانه‌های تقریباً مساوی (ومخالف) باشند،  $m_1 v_1 = m_2 v_2$ ، که از روی آن به آسانی معلوم می‌شود که نسبت بین انرژی‌های جنبشی باید مساوی با عکس نسبت جرمها باشد

$$\frac{\frac{1}{2}m_1 v_1^2}{\frac{1}{2}m_2 v_2^2} = \frac{m_2}{m_1} \quad (4.13)$$

نسبت  $66\text{ MeV}/98\text{ MeV} = 0.67$  کاملاً با نسبت محتملترین جرمهای به دست آمده از شکل ۶۰۱۳، یعنی  $0.68 = (140/95)^{-1}$ ، سازگاری دارد. لذا به نظر می‌رسد که این توزیع انرژی‌ها مشخصه توزیع جرمها باشد، و نشان می‌دهد که به طور میانگین در حدود  $165\text{ MeV}$  یا تقریباً  $80\%$  انرژی شکافت به صورت انرژی جنبشی پاره‌ها ظاهر می‌شود.

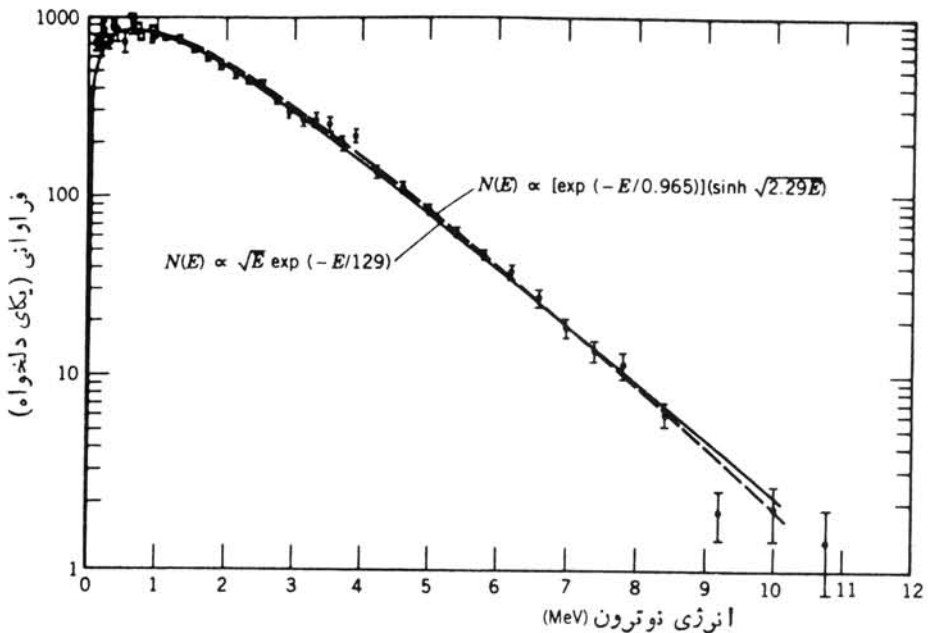
شکل ۱۳۰۱۳ توزیع انرژی نوترونهای آنسی را که به دنبال شکافت  $^{235}\text{U}$  حاصل می‌شوند نشان می‌دهد. انرژی متوسط در حدود  $2\text{ MeV}$  است، و با توجه به میانگین حدود  $2.5$  نوترون به ازای هر شکافت، میانگین انرژی حمل شده به وسیله نوترونهای شکافت در حدود  $5\text{ MeV}$  می‌شود. این نکته همچنین نشان می‌دهد که هر نوترون متوسط، تکانه‌ای فقط در حدود  $2\%$  تکانه هریک از پاره‌ها را حمل می‌کند. بدین ترتیب، فرض قابل اغماض بودن تکانه نوترون در برآورد معادله (۴.۱۳) تأیید می‌شود.

دیگر قسمت‌های انرژی آزاد شده در شکافت به صورت زیر ظاهر می‌شود:

پرتوهای گامای آنی،  $8\text{ MeV}$

و پاشیهای بتا از حاصل از پاره‌های رادیواکتیو،  $19\text{ MeV}$

و پاشیهای گامای حاصل از پاره‌های رادیواکتیو،  $7\text{ MeV}$



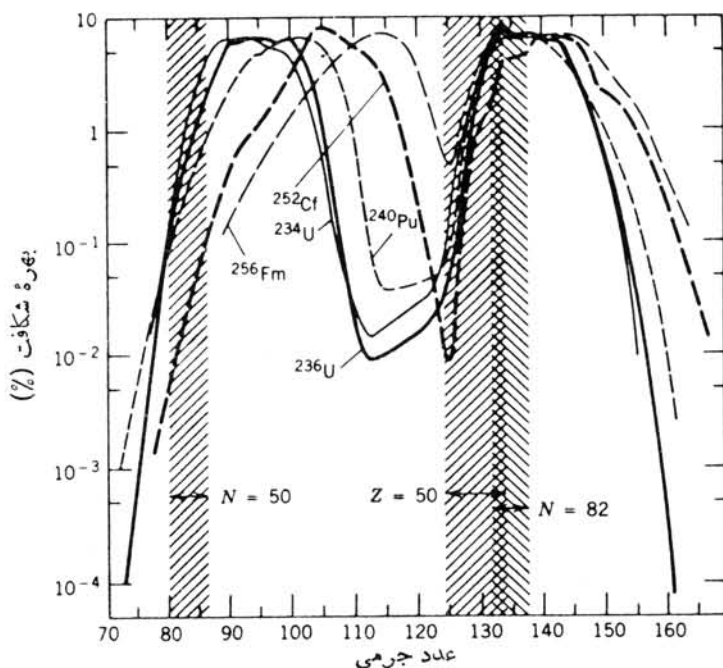
شکل ۱۳.۱۳ طیف انرژی نوترونهای گسیل شده از شکافت  $^{235}\text{U}$  بر اثر نوترونهای گرمایی.

این مقادیر فقط تخمینی‌اند و آشکاراً به‌ماهیت دقیق شکافت - پاره‌ها و واپاشی آنها وابسته‌اند، و با اختلاف ۱-۲ MeV مشخصه انواع زیادی از واپاشیها را تشکیل می‌دهند. پرتوهای گامای آبی الزاماً در لحظه شکافت گسیل می‌شوند (شاید دیرتر از نوترونهای آبی ولی هنوز هم در طی مدت  $10^{-14}$  s). تابشهای  $\beta$  و  $\gamma$  طبق نمودار واپاشی زنجیره شکافت - پاره‌های سبک و سنگین گسیل می‌شوند. به‌طور میانگین، از انرژی واپاشی بتا تا حدود ۳۰ تا ۴۰ درصد به ذرات  $\beta$  و بقیه ( $\sim 12$  MeV) به نوترینوها داده می‌شود. انرژی نوترینو را اتلافی تلقی می‌کنیم، که هیچ سهمی در انرژی قابل بهره‌داری یا گرمایش سوخت رآکتور و همچنین هیچ‌گونه سهمی در خطرات ناشی از محصولات پسماند رادیواکتیو ندارد.

#### ۴.۱۳ شکافت و ساختار هسته‌ای

طبق مدل قطره مایع، فرایند شکافت معمولاً به‌صورت یک پدیده جمعی مورد بحث قرار می‌گیرد و قیاس با قطره مایع باردار نه‌تنها به‌طور تحلیلی مفید است بلکه تصویر ذهنی مفیدی از فرایند به‌دست می‌دهد. بنابراین روبه‌رو شدن با این نکته شاید تعجب‌آور است که اثرات پوسته‌ای نقش بسیار مهم و در بیشتر حالات نقش قاطعی در تعیین نتیجه شکافت برعهده داشته باشد. به‌عنوان نشانه‌ای از اهمیت ساختار پوسته‌ای، در اینجا توزیع جرم نامتقارن شکافت - پاره‌ها (شکل ۶.۱۳) را به تفصیل مورد بررسی قرار می‌دهیم. شکل ۱۴.۱۳

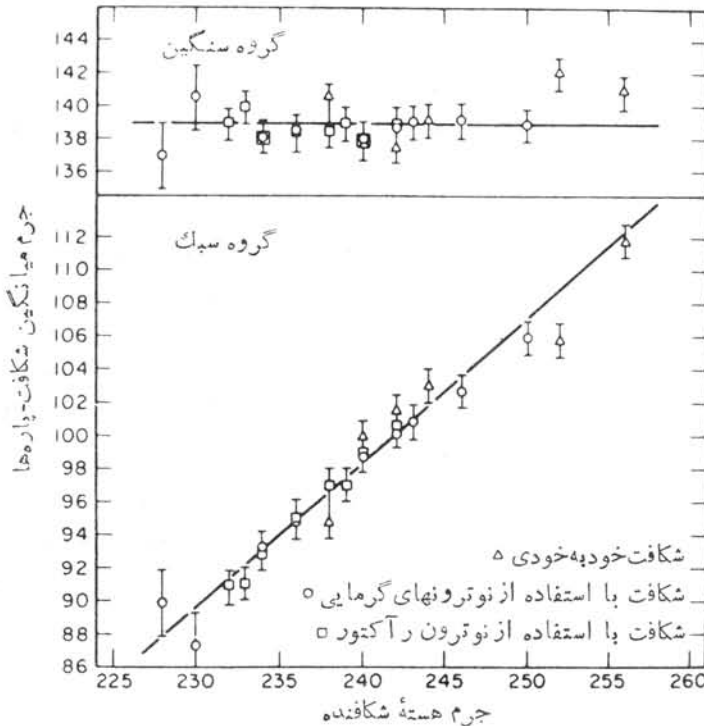




شکل ۱۴.۱۳ توزیع جرم شکافت-پاره‌های حاصل از شکافت  $^{239}\text{Pu}$ ،  $^{235}\text{U}$ ،  $^{233}\text{U}$ ، توسط نوترون گرمایی همراه با شکافت خود به خود  $^{252}\text{Cf}$  و  $^{256}\text{Fm}$ . نواحی هاشور خورده مواضع تقریبی هسته‌های پایوسته پر را نشان می‌دهند.

توزیع جرم را برای شکافت  $^{236}\text{U}$  و چند هسته شکافته دیگر که جرم سنگین دارند نشان می‌دهد. این توزیعها يك ویژگی غیرمنتظره را آشکارا نشان می‌دهند، توزیع جرم پاره‌های سنگین بخوبی برهم منطبق اند درحالی که توزیع پاره‌های سبکتر خیلی با هم فرق می‌کند. از مقایسه  $^{236}\text{U}$  با  $^{256}\text{Fm}$  متوجه می‌شویم که  $Z$ ،  $N$ ، و  $A$  همگی حدود ۸۵٪ افزایش می‌یابند و اگر مدل قطره مایع برای فرایند شکافت يك توصیف کامل ارائه دهد، انتظار داریم که هر دو توزیع پاره‌های سبک و سنگین حدود ۸۵٪ بین  $^{236}\text{U}$  و  $^{256}\text{Fm}$  تغییر کند، یعنی میانگین جرمها از حدود ۹۵ و ۱۴۰ در  $^{236}\text{U}$  به حدود ۱۰۳ و ۱۵۲ در  $^{256}\text{Fm}$  برسد. در عوض، جرمهای میانگین مشاهده شده در  $^{256}\text{Fm}$  در حدود ۱۱۴ و ۱۴۱ است، که تقریباً تمام ۲۰ واحد جرم اضافی  $^{256}\text{Fm}$  به پاره سبکتر داده شده است.

يك نشانه محسوسترین اثر را در شکل ۱۵.۱۳ مشاهده می‌کنیم، که در آن جرمهای میانگین پاره‌های سبک و سنگین در گستره جرمی ۲۲۸ تا ۲۵۶ نشان داده شده است. میانگین جرم پاره‌های سنگین در حدود ۱۴۰ تقریباً ثابت می‌ماند، درحالی که میانگین جرم پاره‌های سبکتر به طور خطی با افزایش  $A$  فزونی می‌گیرد. در تمام این گستره، نوکلئونهای اضافی همگی به طرف پاره سبکتر می‌روند، درحالی که در شکافت قطره مایع انتظار داریم که



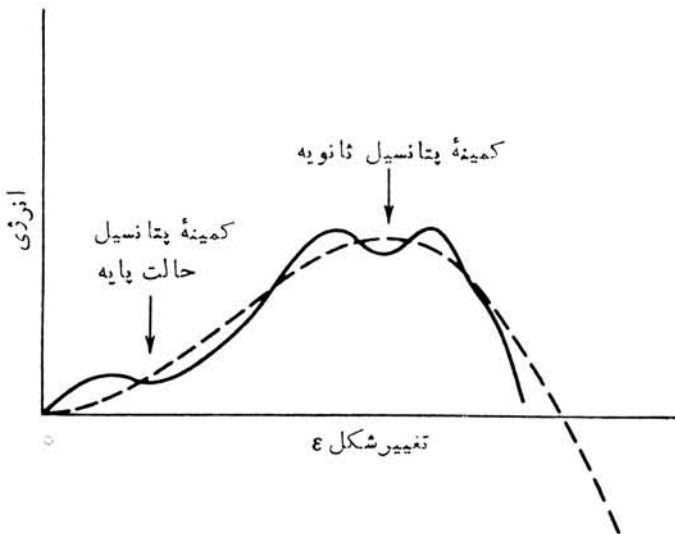
شکل ۱۵.۱۳ وابستگی جرم میانگین گروههای سبک و سنگین شکافت - پاره‌ها با جرم هسته شکافته.

میانگین جرمها تقریباً با جرم قطره متناسب باشد.

این رفتار غیر معمول مشاهده شده را می‌توان با مدل پوسته‌ای توضیح داد. شکل ۱۴.۱۳ نواحی را نشان می‌دهد که در آن انتظار داریم شکافت-پاره‌های با «اعداد جادویی» پروتونها یا نوترونها که توسط مدل پوسته‌ای قابل پیش‌بینی است، حاصل شوند. یعنی برای  $Z=50$ ، هسته‌ای پایدار با  $Z/A=0.4$  (ولذا با  $A=125$ ) و محصولات شکافتی سرشار از نوترون که تا حداقل نسبت  $Z/A=0.38$  (مربوط به  $A=132$ ) و از این رو حدود ۷ نوترون بیش از حد پایدار (ادامه دارند، حاصل خواهند شد. درست در لبه پایستتر توزیع جرم پاره سنگینتر با هسته جادویی دوگانه  $^{132}_{50}\text{Sn}$  روبه‌رو می‌شویم. این پیکر بندی استثنائاً پایدار لبه پایینی توزیع جرم پاره سنگینتر را تعیین می‌کند. چنین اثری برای پاره سبکتر وجود ندارد، و در واقع توزیع جرم پاره سبکتر عملاً هیچ انطباقی حتی با هسته‌های جادویی یگانه هم ندارد ولذا از بسته شدن پوسته تأثیری نمی‌پذیرد.

محسوسترین اثر ساختار پوسته‌ای را در سد شکافت مشاهده می‌کنیم. هنگامی که کشیدگی هسته آغاز می‌شود (که با پارامتر خروج از مرکز  $e$  قابل تشخیص است)، طبق معادله (۲.۱۳)

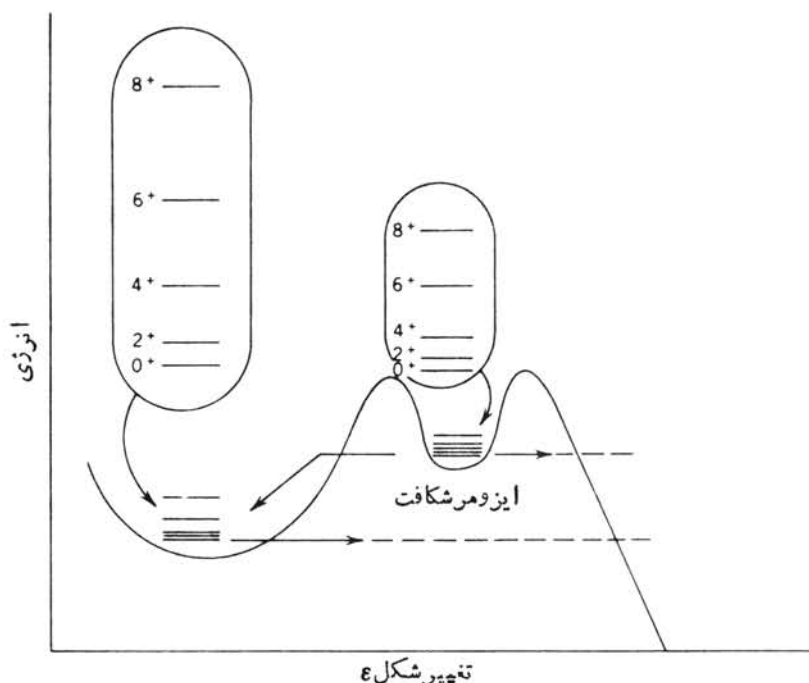
انرژی متناسب با  $E^2$  افزایش می‌یابد و تقریباً یک تناسب سهموی حاصل می‌شود. حالت‌های ذره منفرد در هسته که اکنون تغییر شکل یافته است، مانند شکل ۲۹.۵ با تغییر شکل تغییر می‌کند. توجه کنید که برای بعضی حالتها در شکل ۲۹.۵، انرژی با تغییر شکل افزایش می‌یابد، در حالی که برای بعضی دیگر کاهش می‌یابد. هرگاه نوکلئونهای ظرفیت درحالی با شیب مثبت قرار داشته باشند، افزایش خالص انرژی با تغییر شکل اندکی سریعتر از سهمی است، زیرا انرژی ذره منفرد نیز با  $E$  افزایش می‌یابد. با این حال، با افزایش  $E$  در شکل ۲۹.۵ به نقطه‌ای از یک حالت با شیب منفی برخورد می‌کنیم. با انتخاب حالت پایینترین انرژی، اینک ذره ظرفیت حالت جدید را تعقیب می‌کنند و تغییر خالص انرژی بر حسب  $E$  اندکی پایینتر از سهمی است. این وضع به‌همین ترتیب باقی می‌ماند تا نقاط جدیدی با حالتی که انرژی آن با  $E$  افزایش می‌یابد صورت گیرد، بدین سان انرژی کل مجدداً بالاتر از سهمی قرار می‌گیرد. این نوسان حاصل از تغییر رفتار ذرات ظرفیت بر حسب  $E$  در شکل ۱۶.۱۳ نشان داده شده است. در نقطه‌ای که وقوع شکافت آغاز می‌شود، شکل سد منفرد که در شکل ۲۰.۱۳ نشان داده شده است تغییر می‌کند و وابستگی انرژی ناشی از مدل پوسته‌ای ذره منفرد به‌صورت سد شکافتی با دوبرآمدگی جلوه‌گر می‌شود. اثر خالص آن است که احتمال زیادی برای شکافت وجود دارد، و دیگر احتیاجی نیست که هسته را برانگیخته



شکل ۱۶.۱۳ منحنی خط‌چین انرژی هسته‌ای را در غیاب اثرات پوسته‌ای نشان می‌دهد. این شکل یک برش خیلی بزرگ شده از شکل ۲۰.۱۳ است که برای تغییر شکل‌های کوچک تقریباً سهمی است. منحنی پر، به‌سبب ساختار پوسته‌ای، در اطراف منحنی خط‌چین نوسان می‌کند. نتیجه آن است که یک کمینه پتانسیل در حالت پایه تغییر شکل یافته و یک کمینه پتانسیل ثانویه با تغییر شکل پیشتر حاصل می‌شود.

کنیم تا به لبهٔ سد نزدیک شود. هر گاه آن را تا سطح چاهی که در فاصلهٔ دو برآمدگی پدید می‌آید برانگیخته سازیم، احتمال نفوذ از دوسد نازکتر بیشتر می‌شود و شکافت می‌تواند تحقق یابد.

پس از کشف ایزومرهای شکافت (یا ایزومرهای شکلی) در سال ۱۹۶۲ میلادی، یعنی حالت‌های برانگیختهٔ ایزومری با نیمه عمرهای کوتاه غیر معمول برای شکافت خود به خود، استفاده از سد دو کوهان لازم بود. امروزه چند ده ایزومر شکافت شناخته شده‌اند. انرژی برانگیختگی این ایزومرها در حدود  $3-2$  MeV (ولتا خیلی پایینی از ارتفاع سد  $6-10$  MeV) است، ولی نیمه عمر آنها برای شکافت خود به خود در گسترهٔ  $10^{-6}$  -  $10^{-9}$  s است. فرض شده بود که این ایزومرها در واقع حالت‌هایی از چاه پتانسیل بینابینی هستند که می‌توانند یا از طریق شکافت و نفوذ از سد نسبتاً نازک، یا با گسیل  $\gamma$  و بازگشت به حالت پایه، واپاشیده شوند. شکل ۱۷.۱۳ این وضعیت را نشان می‌دهد. غالباً، حالت پایهٔ عادی حالتی است با یکی از کمترین تغییر شکل‌های پایدار، در حالی که چاه به حالت‌های با تغییر شکل خیلی بیشتر متناظر است. به راحتی می‌توان دید که چرا این حالتها در مقایسه با حالت‌های پایه

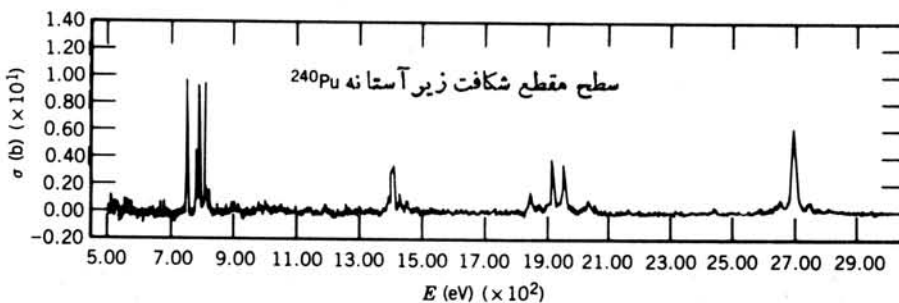
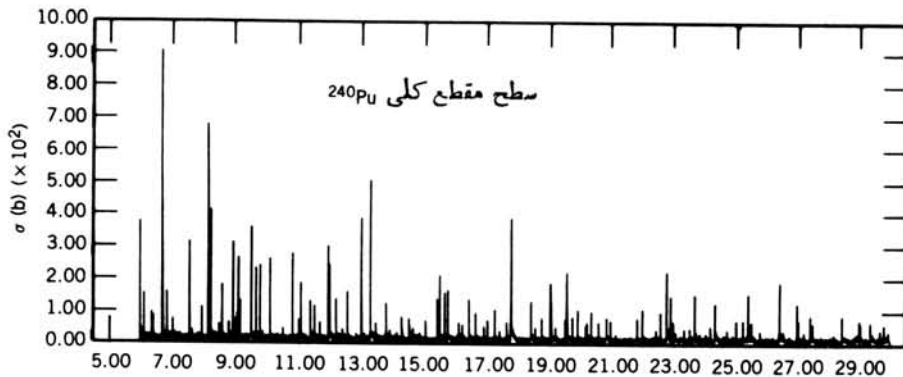


**شکل ۱۷.۱۳** ایزومرهای شکافت، حالت‌هایی از چاه پتانسیل ثانویه‌اند. احتمال شکافت در این حالتها، در مقایسه با حالت پایه عادی، بیشتر است زیرا نفوذ از سد پتانسیل خیلی نازکتری صورت می‌گیرد. حالت‌های برانگیختهٔ دورانی نشان می‌دهند که چاه دوم متناظر به تغییر شکل بیشتر است و لذا به گشتاور لختی بزرگتری مربوط می‌شود.

طول عمرهای شکافت خود به خود کوتاهی دارند.

با اندازه‌گیری طیفهای دورانی حالت‌های برانگیخته درچاه پتانسیل دوم، این توضیح ایزومرهای شکافت تأیید شد. طیف دورانی در معادله (۱۷.۵) نمایش داده شد. با افزایش تغییر شکل، گشاور لختی نیز بزرگتر می‌شود و حالت‌های دورانی از نظر انرژی به یکدیگر نزدیکتر می‌شوند. شکل ۱۷.۱۳ دو رشته از حالت‌های دورانی را نشان می‌دهد که گشاور لختی در یکی تقریباً دو برابر دیگری است. این حالت‌ها را با مشاهده گذارهای  $\gamma$  از نوع  $E2$  تشخیص داده‌اند.

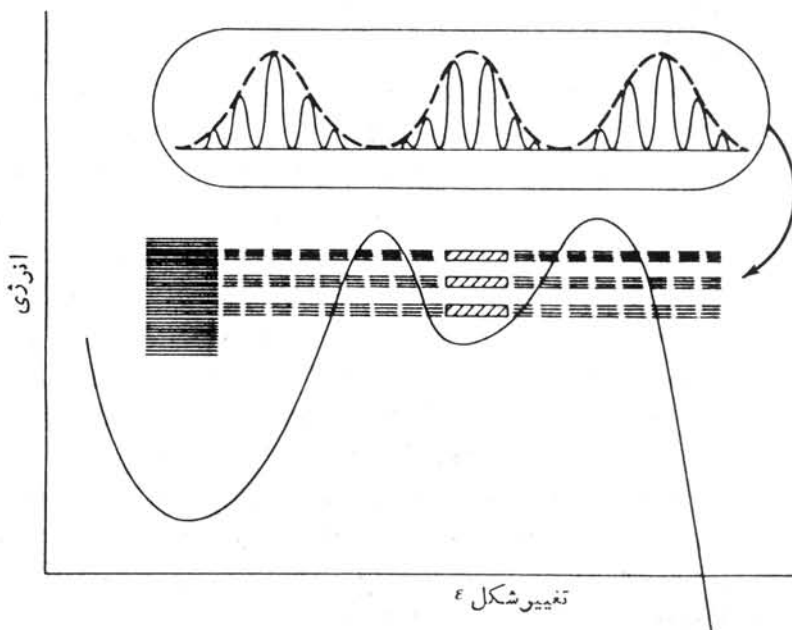
یکی دیگر از پیامدهای چاه پتانسیل دوم تأثیر آن بر ساختار تشدیدها در سطح مقطع شکافت است. همانطور که در شکل ۹.۱۳ نشان داده شد، مقدار زیادی تشدیدهای شکافت منفرد در ناحیه eV-keV وجود دارد. این تشدیدها را می‌توان به این صورت در نظر گرفت که از حالت‌های برانگیخته چاه پتانسیل اول سرچشمه می‌گیرند. در هر هسته، در برانگیختگی ۶ MeV که به دنبال گیراندازی نوترون اتفاق می‌افتد، چگالی ترازی خیلی بالاست و حالت‌های خیلی زیادی وجود دارند که میانگین فاصله انرژی آنها از مرتبه eV است. احتمالاً تمام این حالت‌های برانگیخته مرکب در پی گیراندازی نوترون به شکافت منجر نمی‌شوند. در شکل ۱۸.۱۳ سطح مقطع شکافت با سطح مقطع کلی نوترون برای  $^{240}\text{Pu}$  مقایسه شده است.



شکل ۱۸.۱۳ مقایسه سطح مقطع شکافت با سطح مقطع کلی  $^{240}\text{Pu}$ . به گروه بنسندی تشدیدهای شکافت توجه کنید.

چنانکه ملاحظه می‌شود، تعدادی از تشدیدها که احتمالاً به شکافت منجر می‌شوند، در سطح-مقطع شکافت وجود دارد. تشدیدهای دیگر از طریق فرایندهای دیگر، شاید از طریق گسیل  $\gamma$  یا نوترون، واپاشیده می‌شوند.

بررسی دقیقتر شکل ۱۸.۱۳ اثر جالبتری را نشان می‌دهد. تشدیدهای شکافت در گروه‌های کاملاً مجزا دسته‌بندی می‌شوند. دلیل وقوع این اثر آن است که چاه دوم کاملاً به اندازه چاه اول عمیق نیست. چگالی حالت‌های هر هسته به انرژی برای انگیختگی فراتر حالت پایه وابسته است. هر چه بیشتر از حالت پایه فراتر رویم، حالت‌ها بدیگدیگر نزدیکتر می‌شوند. به طور میانگین، حالت‌های موجود در چاه دوم در مقایسه با حالت‌های چاه اول، هنگامی که انرژی‌ها یکسان باشد، از یکدیگر فاصله بیشتری دارند، شاید فاصله میانگین در چاه دوم برابر  $1000-100$  eV و در چاه اول برابر  $100-1$  eV باشد. اختلاف دیگر آن است که احتمال شکافت در حالت‌های چاه دوم بیشتر است (زیرا باید تنها از یک سد نفوذ کند) و لذا پهنای آنها هم از حالت‌های چاه اول بیشتر است. شکل ۱۹.۱۳ نمودار ساده‌ای از رابطه بین حالت‌ها را در دو چاه ارائه و نشان می‌دهد که چگونه حالت‌های شکافتنی از طریق انطباق انرژی حالت‌های



**شکل ۱۹.۱۳** تعداد زیادی از حالت‌های نزدیک به هم در چاه اول و تعدادی از حالت‌های پهن و دور از یکدیگر در چاه دوم. تشدید هنگامی اتفاق می‌افتد که حالت‌های چاه اول از لحاظ انرژی (و اسپین پاریته) با حالت‌های چاه دوم جور شوند. هر گاه به چنین حالت‌های انتخاب شده‌ای در چاه اول برسیم، مشاهده خواهیم کرد که با احتمال زیادی به شکافت منجر می‌شوند. ساختار تشدید شکافت منتهی نیز نشان داده شده است.

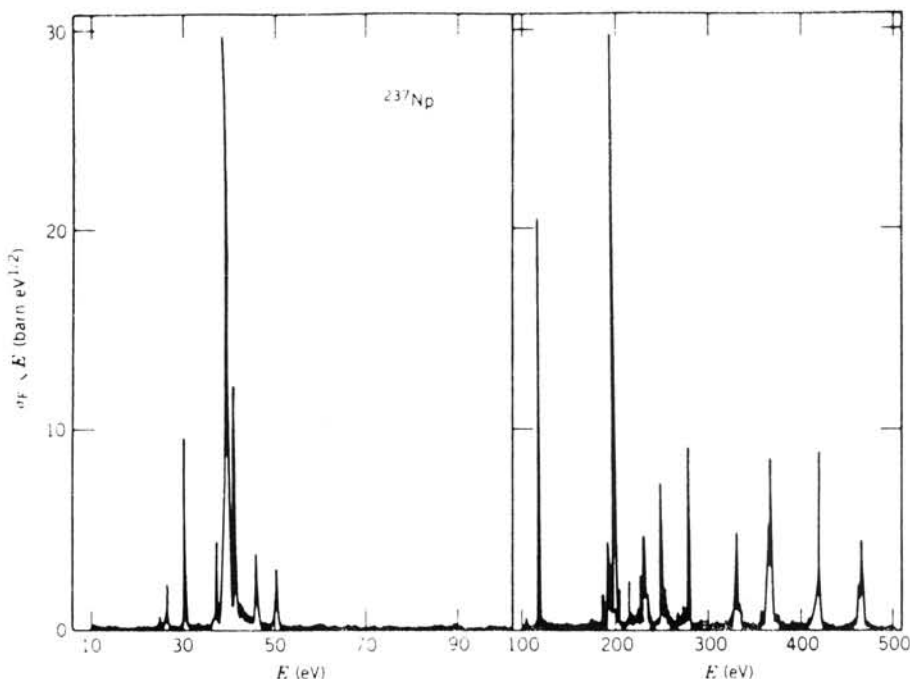
باریک و نزدیک به هم چاه اول، و حالت‌های بهتر و با فاصله بیشتر چاه دوم انتخاب شده‌اند. اثر این تشدید بر سطح مقطع نیز نشان داده شده است که به ساختار تشدیدی شکل ۱۸-۱۳ منجر می‌شود.

تشدیدهای حقیقی شکافت نوترونی جفت شدگی نسبتاً پیچیده‌ای از تابع موجهای مربوط به حالت‌های چاه اول و دوم را شامل می‌شوند. از آنجا که تکانه زاویه‌ای و پاریته همیشه اعداد کوانتومی خوبی‌اند، حالتها را فقط در صورتی که تکانه زاویه‌ای یکسانی داشته باشند می‌توانیم با هم ترکیب کنیم. به هر کدام از حالت‌های پهن موجود در چاه دوم اسپین-پاریته مشخص نسبت داده می‌شود، و جفت شدگی آن با حالت‌های همپوش چاه اول وقتی امکان پذیر خواهد بود که اسپین-پاریته انتسابی یکسان باشد. بنابراین بجز حالت‌های با انتساب اسپین-پاریته مناسب، دیگر حالت‌های چاه اول که در داخل پهنای انرژی يك حالت از چاه دوم قرار می‌گیرند همه در این سطح مقطع‌های شکافت تشدیدي شرکت نخواهند داشت. هرگاه با گیراندازی نوترونهای موج S حالت‌های چاه اول را برانگیخته کنیم، تنها انتسابهای اسپینی ممکن در ترازهای چاه اول عبارت‌اند از  $I = 1/2$  و  $I = 3/2$  که در آن I اسپین هسته هدف اصلی است. بنابراین انتظار داریم که گروه بندیها شامل مقدار زیادی تشدید با انتسابهای اسپین-پاریته یکسان در داخل هر گروه باشد (که این انتساب می‌تواند از يك گروه به گروه دیگر تفاوت کند). تأیید این فرضیه به کمک آزمایشهایی حاصل می‌شود که با استفاده از شکافت ناشی از نوترونهای قطبیده که بر هدفهای قطبیده فرود می‌آیند انجام می‌شوند. برای مثال، حالت  $^{237}\text{Np}(I=5/2)$  را در نظر می‌گیریم. حالت‌های گیراندازی می‌توانند  $I=2$  یا  $I=3$  باشند. هرگاه آزمایش را با نوترونهای تابشی با اسپین موازی با اسپینهای هدف انجام دهیم، تنها حالت‌های  $I=3$  می‌تواند اشغال شود، و باید قادر باشیم تشدیدهای  $I=3$  را جدا کنیم. شکل ۲۰-۱۳ سطح مقطع شکافت  $^{237}\text{Np}$  را نشان می‌دهد. قله‌های تفکیک نشده پهن حالت‌هایی از چاه دوم را نشان می‌دهند که هر کدام شامل تعدادی حالت‌های منفرد هستند. در شکل ۲۱-۱۳، تفکیک خوبی از تشدید نزدیک  $40\text{eV}$  نشان داده شده است، و سطح مقطع اندازه‌گیری شده با اسپینهای موازی نوترون و هدف حاکی از این است که قله‌ها  $I=3$  خواهد بود. تشدید پهن  $120\text{eV}$  نیز دارای  $I=3$  است، در حالی که در رتک تک گروه‌های با انرژی حدود  $230$  و  $375\text{eV}$  خواهیم داشت  $I=2$ .

با مطالعه توزیع زاویه‌ای شکافت-پاره‌های ایجاد شده در گیراندازی نوترون ناقطبیده توسط هسته‌های با اسپینهای موازی نیز می‌توان به همین نتیجه رسید. شکل ۲۲-۱۳ نمایش ساده‌ای از این آزمایش و نمونه‌ای از نتایج تشدیدهای گروه  $40\text{eV}$  را در  $^{237}\text{Np}$  نشان می‌دهد. با آنکه تمایزی بین  $I=2$  و  $I=3$  همانند مورد نوترونهای قطبیده کاملاً قاطع نیست، داده‌های مربوط به  $I=3$  نتایج مشابهی را برای این گروه از تشدیدها نشان می‌دهند.

### ۵.۱۳ واکنشهای شکافت کنترل شده

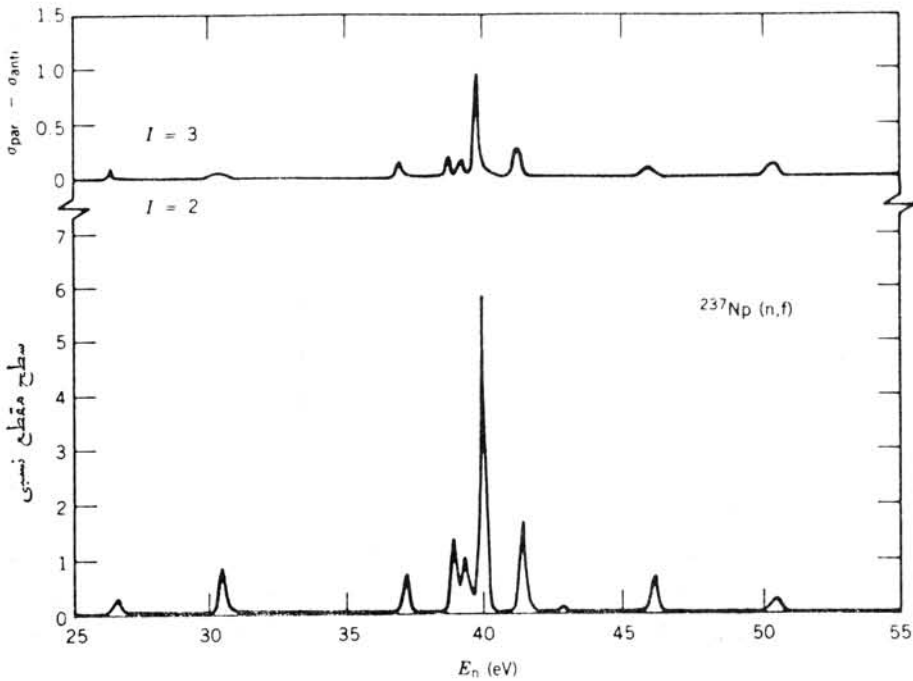
اینک حجم بسیار بزرگی از اورانیم را در نظر می‌گیریم و مثلاً فرض می‌کنیم که ترکیب ایزوتوبی



شکل ۲۰.۱۳ تشدیدهای شکافت در  $^{237}\text{Np}$ . قله‌های پهن در طیف تفکیک نشده طرف راست تعدادی حالت‌های تفکیک نشده هستند که به حالت‌های پهن دوم مربوط می‌شوند. در طرف چپ، تفکیک خوبی از یک تشدید در انرژی حدود  $40\text{eV}$  نشان داده شده است که مشخصاً حالت‌های پاریک در چاه اول است.

آن به صورت طبیعی باشد ( $^{235}\text{U}$  ۷۲٫۰٪ و  $^{238}\text{U}$  ۲۸٫۹۹٪). به طور میانگین، هر رویداد شکافت منفرد در حدود ۲٫۵ نوترون ایجاد می‌کند. هر یک از این نوترون‌های «نسل دوم» قادرند که رویداد شکافت دیگر را به وجود آورند و باز هم نوترون‌های بیشتری تولید کنند، و الی آخر. این فرایند یک واکنش زنجیره‌ای است. هر رویداد شکافت حدود  $200\text{MeV}$  انرژی را به شکل انرژی جنبشی پاره‌های سنگین (یعنی گرما) و تابش آزاد می‌سازد. برای سادگی، ضریب تکثیر نوترون  $k_{\infty}$  را برای محیط نامتناهی تعریف می‌کنیم (منظور از محیط نامتناهی این است که از اتلاف نوترون‌ها از طریق نشت از سطح خارجی صرف نظر می‌شود). ضریب تکثیر، تغییر خالص تعداد نوترون‌های گرمایی را از یک نسل به نسل بعد به دست می‌دهد. به طور متوسط، هر نوترون گرمایی  $k_{\infty}$  نوترون گرمایی جدید تولید می‌کند. برای ادامه یک واکنش زنجیره‌ای باید داشته باشیم  $k_{\infty} \geq 1$ . با آنکه به طور میانگین ۲٫۵ نوترون در هر شکافت گسیل می‌شود، اینها نوترون‌های تند هستند که برایشان سطح مقطع شکافت کوچک است. به خاطر سطح مقطع بزرگ نوترون‌های گرمایی (حدود  $580\text{b}$ ) که از قانون  $1/v$  ناشی می‌شود،

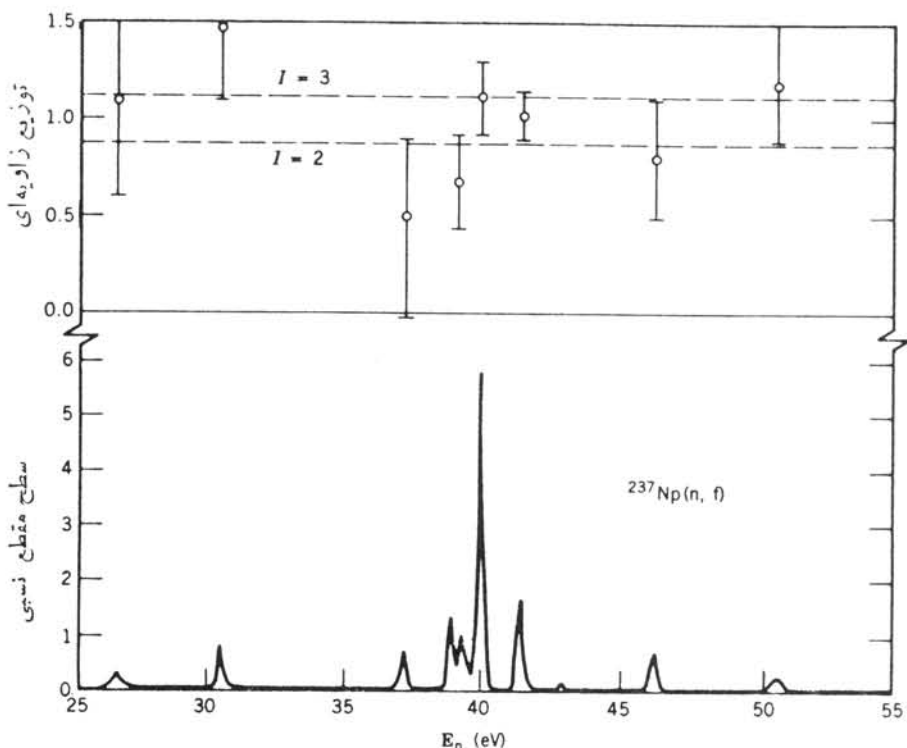




شکل ۲۱.۱۳ در قسمت پایین، گروه ۴۰eV تشدیدهای شکافت  $^{237}\text{Np}$  مثل شکل ۲۰.۱۳ نشان داده شده است. در قسمت بالا، اختلاف سطح مقطع برای اسپینهای موازی و پاد موازی نوترون و  $^{237}\text{Np}$  نشان داده شده است، که این اختلاف برای  $I=3$  مثبت و برای  $I=2$  منفی است. واضح است که اسپین تمام گروه به صورت  $I=3$  است که بامنشأ مشترک این حالتها و تشدید پهن چاه دوم سازگاری دارد.

خوب است که این نوترونها را کندکنیم و به سرعتهای گرمایی برسانیم. در این فرایند، تعداد زیادی نوترون ممکن است جذب شوند یا به طریقی طی واکنش زنجیره‌ای تلف شوند و تعداد ۲٫۵ نوترون تند به‌ازای هر شکافت می‌تواند به آسانی به کمتر از یک نوترون گرمایی کاهش یابد، و عملاً باعث توقف واکنش شود.

همان‌طور که در بخش ۲۰.۱۲ بحث کردیم، نوترونها در برخورد های کشسان با هسته‌ها انرژی از دست می‌دهند. یکی از انواع متداول کندساز، کربن به صورت قالبهای گرافیتی است (بهترین نوع کندساز، سبک‌ترین هسته‌هاست که نوترون بیشترین انرژی ممکن را در یک برخورد کشسان به آن منتقل می‌سازد، کربن یک کندساز عملاً قابل قبول است، زیرا به صورت جامد در دسترس است و لذا از امتیاز چگالی زیاداتمهای پراکننده برخوردار است. ضمناً ارزان و باصرفه است و به آسانی قابلیت کاربرد دارد). شبکه‌ای از قالبهای اورانیم که لابه‌لای آن قطعات گرافیت قرار دارد یک پیل واکنش زنجیره‌ای نامیده می‌شود.



شکل ۲۲.۱۳ همانند در شکل ۲۱.۱۳، در قسمت پایین ناحیه مربوط به گروه  $40\text{eV}$  برای تشدیدهای شکافت  $^{237}\text{Np}$  نشان داده شده است. در قسمت بالا، ضریب توزیع زاویه‌ای شکافت-پاره‌های ناشی از هسته‌های موازی  $^{237}\text{Np}$  نشان داده شده است. نتایج به‌طور کلی با  $I=3$  سازگاری دارند، ولی تمایز بین  $I=3$  و  $I=2$  به‌خوبی داده‌های شکل ۲۱.۱۳ روشن نیست.

برای اولین بار چنین پبلی توسط فرمی و همکارانش در سال ۱۹۴۲ میلادی در دانشگاه شیکاگو ساخته شد. چنانچه ضریب تکثیر  $k$  (برای یک پیل متناهی) دقیقاً برابر ۱۰۰ باشد، پیل را بحرانی، پبلی را که در آن  $k < 1$  زیر بحرانی، و پیل با ضریب  $k > 1$  را ابربحرانی می‌نامند. برای به‌دست آوردن جریان پایدار از انرژی، باید پیل را دقیقاً در حالت بحرانی نگه داریم.

برای محاسبه ضریب تکثیر  $k_{\infty}$ ، لازم است سر نوشت مجموعه‌ای از نوترونها را گرمایی را از یک نسل به نسل بعد دنبال کنیم. فرض کنیم  $N$  نوترون گرمایی در نسل فعلی حضور دارند. با آنکه هر شکافت به‌طور متوسط  $\nu$  نوترون ایجاد می‌کند، تعداد  $\nu N$  نوترون تند حاصل از شکافت را بلافاصله در دسترس نخواهیم داشت، زیرا تمامی نوترونها اولیه باعث وقوع یک شکافت نخواهند شد. پاره‌ای از طریق فرایندهای دیگر، که عمده‌ترینشان واکنشهای  $(n, \gamma)$  در  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  است، جذب خواهند شد. در اینجا  $\eta$  را به‌عنوان تعداد

متوسط نوترونهاى شکافت ایجاد شده به ازای هر نوترون گرمایی اولیه تعریف می‌کنیم. واضح است که  $\eta < \nu$ ، زیرا پاره‌ای از نوترونهاى گرمایی اولیه باعث شکافت نمی‌شوند. هرگاه  $\sigma_f$  معرف سطح مقطع شکافت و  $\sigma_a$  سطح مقطع دیگر فرایندهای جذبى باشد (هردوی این سطح مقطعهها برای نوترونهاى گرمایی محاسبه می‌شوند)، در این صورت احتمال نسبی اینکه نوترونی باعث وقوع شکافت شود مساوی  $\sigma_f / (\sigma_f + \sigma_a)$  است و در نتیجه

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_a} \quad (5.13)$$

برای  $^{235}\text{U}$  داریم  $\sigma_f = 584 \text{ b}$  و  $\sigma_a = 97 \text{ b}$  و به این ترتیب تعداد  $\eta = 2.08$  نوترون تند به ازای هر نوترون گرمایی ایجاد می‌شوند.  $^{238}\text{U}$  با نوترونهاى گرمایی قابلیت شکافت ندارد و لذا برای آن داریم  $\sigma_f = 0$  اما  $\sigma_a = 275 \text{ b}$ . برای مخلوط طبیعی  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$ ، سطح مقطعههای مؤثر شکافت و جذب عبارتند از

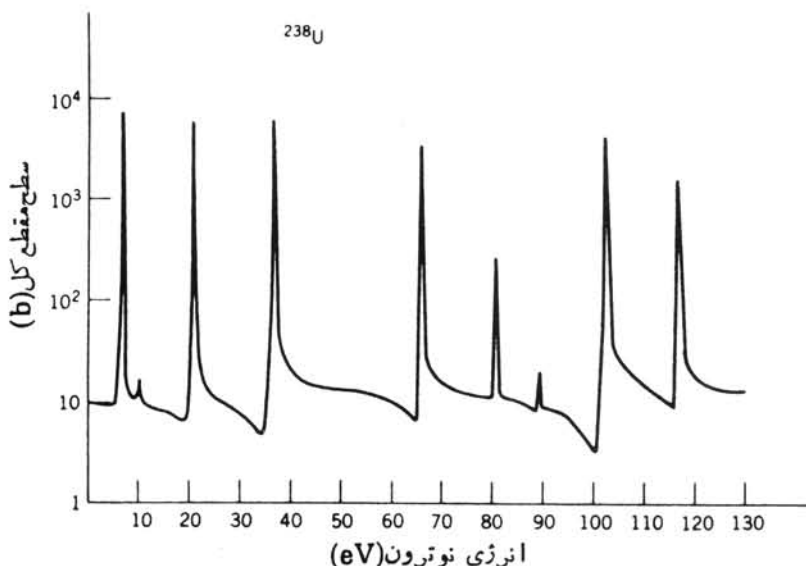
$$\sigma_f = \frac{0.72}{100} \sigma_f(235) + \frac{99.28}{100} \sigma_f(238) = 420 \text{ b}$$

$$\sigma_a = \frac{0.72}{100} \sigma_a(235) + \frac{99.28}{100} \sigma_a(238) = 343 \text{ b}$$

و مقدار مؤثر  $\eta$  مساوی ۱.۳۳ می‌شود. این عدد خیلی به ۱.۰ نزدیک است، لذا باید فرایندهایی را که باعث اتلاف نوترونها می‌شوند به حداقل برسانیم تا یک رآکتور بحرانی به دست آوریم. هرگاه از اورانیوم غنی شده استفاده کنیم که در آن نسبت  $^{235}\text{U}$  تا ۳٪ افزایش می‌یابد، مقدار مؤثر  $\eta$  مساوی ۱.۸۴ می‌شود که به طور قابل توجهی دو برابر مقدار بحرانی قرار دارد، و بدین ترتیب امکان این فراهم می‌شود که نوترونهاى بیشتری به راههای مختلف تلف شوند و شرط بحرانی همچنان برقرار بماند.

در این مرحله، بخشی از  $N$  نوترون گرمایی جذب شده‌اند و بقیه تولید شکافت کرده‌اند، و اینک تعداد  $\eta N$  نوترون تند در اختیار داریم که باید تا انرژیهای گرمایی کندسازی شوند. هنگامی که این نوترونهاى تند در محیط پیل واکنش زنجیره‌ای به حرکت درمی‌آیند، پاره‌ای از آنها ممکن است با هسته‌های  $^{238}\text{U}$  مواجه شوند که دارای سطح مقطع کوچکی (در حدود  $1 \text{ b}$ ) برای شکافت توسط نوترونهاى تند است. این امر باعث مختصر افزایشی در تعداد نوترونهاى تند می‌شود و لذا باید ضریب شکافت  $\epsilon$  را نیز در نظر بگیریم. اینک تعداد نوترونهاى تند مساوی  $\eta \epsilon N$  است. مقدار  $\epsilon$  برای اورانیوم طبیعی در حدود ۱.۰۳ است.

کندسازی نوترونها به کمک مخلوطی از سوخت رآکتورویک کندسازسبک، نظیر کربن، که معمولاً به شکل گرافیت است صورت می‌گیرد. همان طور که در جدول ۱.۱۲ اشاره شد،



شکل ۲۳.۱۳ ناحیه تشدید گیراندازی نوترون  $^{238}\text{U}$ .

برای آنکه نوترونهای با انرژی MeV به گرمایی تبدیل شوند، حدود ۱۰۰ بر خورد با کربن باید انجام گیرد. در این فرایند، نوترونها باید از ناحیه انرژی ۱۰۰-۱۰۰۰ eV بگذرند، که در آن  $^{238}\text{U}$  دارای تعداد زیادی تشدیدهای گیراندازی (شکل ۲۳.۱۳) با سطح مقطعی در حدود ۱۰۰۰۰ b (بزرگتر از سطح مقطع شکافت  $^{235}\text{U}$ ) است. هر گاه بخواهیم تمامی نوترونها به صورت گرمایی درآیند، باید طریقی را پیدا کنیم که نوترونها از گیراندازی تشدید معاف شوند. اگر اورانیم و گرافیت به صورت پودر نرم و ظریف خوب با یکدیگر مخلوط شده باشند، برای نوترونها تقریباً غیر ممکن خواهد بود که از گیراندازی تشدید در  $^{238}\text{U}$  فرار کنند. در این نوع مخلوط، یک نوترون ممکن است قبل از رویارویی با یک هسته  $^{238}\text{U}$  چند مرتبه توسط کربن پراکنده شود، و بنابراین هنگامی که انرژی آن در ناحیه بحرانی است احتمالاً از کنار  $^{238}\text{U}$  عبور خواهد کرد. هر گاه قطعات گرافیت را بزرگتر سازیم، سرانجام به وضعیتی خواهیم رسید که در آن نوترونها می توانند از طریق پراکنده‌گیهای زیاد بدون ترک محیط گرافیت و بی آنکه با  $^{238}\text{U}$  مواجه شوند، کاملاً به صورت گرمایی درآیند، به این ترتیب، امکان اجتناب از ناحیه تشدید خطرناک فراهم می شود. میانگین مسافت مورد نیاز یک نوترون حاصل از شکافت برای رسیدن به انرژیهای گرمایی در گرافیت حدود ۱۹ cm است. بنابراین اگر پیل را به صورت ماتریسی از میله‌های سوخت اورانیم بسازیم که با فاصله تقریبی ۱۹ سانتیمتری گرافیت از یکدیگر جدا شده باشند، اتلافهای نوترونی ناشی از گیراندازی تشدید را به حداقل رسانیده ایم. البته، هنوز هم امکان دارد که تعدادی نوترون در فاصله خیلی نزدیک به سطح گرافیت قرار داشته باشند و قبل از آن که کاملاً گرمایی شوند وارد

اورانیم شوند، لذا گیراندازی تشدید نمی‌تواند کاملاً حذف شود. این اثر را با استفاده از ضریب تقلیل  $p$ ، که احتمال فراد از تشدید نامیده می‌شود، در تعداد نوترونهاى باقیمانده پس از گرمایی شدن که اینک برابر  $\eta \epsilon p N$  است، به حساب می‌آوریم. مقدار نوعی  $p$  ممکن است در حدود ۰٫۹ باشد.

چون نوترونها به محض گرمایی شدن باید در اورانیم جذب شوند، قطعات گرافیت را نباید خیلی بزرگ انتخاب کرد. در هر حال، احتمال گیراندازی نوترونهاى گرمایی توسط گرافیت و نیز هر کدام از اجزای ساختاری رآکتور (نظیر مواد به کار رفته برای پوشش و غلاف عناصر سوخت) وجود دارد. يك دليل انتخاب کربن به عنوان کندساز آن است که از سطح مقطع گرمایی خیلی کوچکی ( $b = 0.0034$  و  $0.0005$ ) برخوردار است، ولى مقدار بسیار زیادی از آن در دسترس است. ضریب بهره‌وری گرمایی  $f$  کسری از نوترونهاى گرمایی را نشان می‌دهد که عملاً در  $U^{235}$  و  $U^{238}$  جذب می‌شوند. این ضریب نیز ممکن است نوعاً حدود ۰٫۹ باشد.

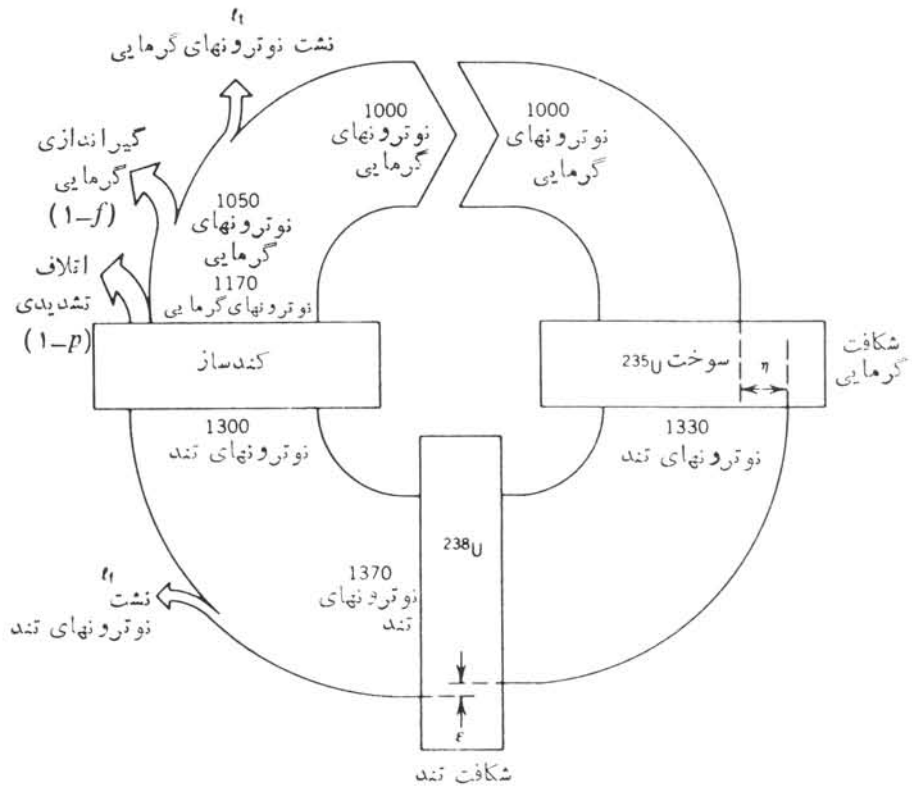
تعداد نوترونهاىی که نهایتاً در کندساز مواد دیگر گیراندازی نمی‌شوند و باقی می‌مانند مساوی  $\eta \epsilon p f N$  است و بر حسب اینکه بزرگتر یا کوچکتر از تعداد اصلی  $N$  باشد وضعیت بحرانی رآکتور را تعیین می‌کند. ضریب تکثیر عبارت است از

$$k_{\infty} = \eta \epsilon p f \quad (6.13)$$

که به دلایل واضح به عنوان ضریب چهارضریب معروف است. شکل ۲۴.۱۳ فرایندهایی را نشان می‌دهد که در خلال يك چرخه رآکتور می‌توانند برای نوترونها صورت گیرند.

طرح واقعی رآکتور، ایجاد سازگاری بین تلاشهایی است که به منظور بهینه‌سازی هر سه عامل مربوط به وضعیت هندسی ( $\epsilon, p, f$ ) صورت می‌گیرند. به عنوان مثال، قطعات بزرگ  $U$  تمایل به کاهش  $p$  دارند زیرا جذب تشدیدى عمدتاً روی سطح صورت می‌گیرد. نوترون با انرژی  $100-10$  eV که داخل قطعه اورانیم می‌شود، بعید است که بتواند قبل از جذب مسافت زیادی را طی کند. اورانیم موجود در مرکز قطعه هرگز چنین نوترونهاىی را نخواهد دید، و از لحاظ جذب تشدیدى، جرم ناحیه مرکزی اورانیم هر قطعه را می‌توان این طور در نظر گرفت که گویی حضور ندارد. هر چه قطعات اورانیم بزرگتر باشد، سطح آن بیشتر می‌تواند به عنوان حفاظ اورانیم مرکزی در برابر جذب نوترون عمل کند. از طرف دیگر هر گاه قطعات خیلی بزرگ باشند، همان اثر برای نوترونهاى گرمایی که شکافت را موجب می‌شوند پیش می‌آید. یعنی شکافت بیشتر در نزدیکی سطح روی می‌دهد و هر چه به طرف مرکز قطعه اورانیم پیش می‌رویم، چگالی نوترونهاى گرمایی کاهش می‌یابد.

با استفاده از چارضریب برآورد شده برای اورانیم طبیعی و رآکتور گرافیتی، ضریب تکثیر مساوی  $k_{\infty} = 1.11$  می‌شود. برای يك رآکتور واقعی، چنین محاسباتی هنوز هم مناسب نیست، زیرا از نشت نوترونها از سطح چشمپوشی کرده‌ایم. برای نوترونهاى تند و نوترونهاى گرمایی باید این نشت را در نظر گرفت. هر گاه  $l_f$  و  $l_s$  کسرهای نوترونهاى



شکل ۲۴-۱۳ نمایش طرح‌واره فرایندهایی که در خلال یک نسل منفرد نوترون‌ها روی می‌دهند. چرخه برای ضریب تکثیر  $k$  دقیقاً مساوی با ۱۰۰۰۰ ترسیم شده است.

اتلافی بر اثر نشت نوترون‌های تند و گرمایی باشند، فرمول کامل ضریب تکثیر عبارت است از

$$k = \eta \epsilon p f (1 - l_t)(1 - l_f) \quad (7-13)$$

هر چه رآکتور بزرگتر باشد، نسبت سطح به حجم کوچکتر است و کسر نوترون‌هایی که نشت می‌کند نیز کوچکتر خواهد بود. هر گاه  $l_f$  و  $l_t$  کوچک باشند، در این صورت  $k_{\infty} - k \approx k(l_f + l_t)$ . انتظار داریم که با افزایش مساحت سطح، نشت کل  $(l_f + l_t)$  کاهش یابد. بعلاوه، نشت باید با افزایش مسافتی که نوترون قادر است قبل از جذب طی کند نیز افزایش یابد. این فاصله طول کوچ  $M$  نام دارد که شامل دو سهم است: طول پخش  $L_d$  برای نوترون‌های گرمایی، یعنی مسافتی که نوترون گرمایی می‌تواند قبل از جذب به‌طور متوسط طی کند، و فاصله کند شونده  $L_s$  که طی آن نوترون تند تا انرژی گرمایی کند می‌شود:

$$M = (L_d^2 + L_s^2)^{1/2} \quad (۸.۱۳)$$

برای گرافیت داریم  $L_s = ۱۸۷۷\text{cm}$  و  $L_d = ۵۰۷۸\text{cm}$ . اگر بعد رآکتور برابر  $R$  باشد ( $R$  برای کره همان شعاع، و برای مکعب طول هر ضلع است)، منطقی است فرض کنیم که  $R^{-2} \propto (k_{\infty} - k)$  و نیز  $k - k_{\infty}$  به  $M$  وابسته است. هرگاه اینها تنها پارامترهای فیزیکی موجود باشند، در این صورت به کمک تحلیل ابعادی انتظار داریم

$$k_{\infty} - k \propto \frac{M^2}{R^2} \quad (۹.۱۳)$$

و اندازه بحرانی  $R_c$  متناظر با  $k = ۱$  عبارت است از

$$R_c \propto \frac{M}{\sqrt{k_{\infty} - 1}} \quad (۱۰.۱۳)$$

ثابت تناسب مورد نیاز برای اینکه معادله (۱۰.۱۳) را به صورت تساوی درآوریم، به وضع هندسی بستگی دارد که از مرتبه واحد است. برای آرایش کروی داریم

$$R_c = \frac{\pi M}{\sqrt{k_{\infty} - 1}} \quad (۱۱.۱۳)$$

و برآوردهای ما برای رآکتور گرافیت-اورانیم طبیعی مقدار  $R_c = ۵\text{m}$  را بدست می‌دهد، یعنی یک شبکه کروی به شعاع  $۵\text{m}$  که شامل قطعات اورانیم و گرافیت است می‌تواند به «حالت بحرانی» درآید. از احاطه کردن قلب رآکتور با موادی که نوترونهای فراری را بداخل آن بازمی‌تابانند، می‌توان اندازه بحرانی را تا حدی کاهش داد.

قبل از ترک این مقدمه کوتاه در نظریه رآکتور، ناهمبتهای زمانی موجود در تکثیر نوترون را در نظر می‌گیریم. نوترونها توسط ثابت زمانی  $\tau$  مشخص می‌شوند. این زمان شامل زمان لازم برای کندسازی (حدود  $۱۰^{-6}\text{ s}$ ) و زمان پخش با انرژیهای گرمایی نوترون قبل از جذب آن (در حدود  $۱۰^{-3}\text{ s}$ ) است. هرگاه ضریب تکثیر را  $k$  بگیریم و تعداد  $N$  نوترون در زمان  $t$  موجود باشند، در این صورت به طور متوسط، تعداد  $kN$  نوترون در زمان  $t + \tau$  در  $k^2 N$  در زمان  $t + 2\tau$  وجود خواهند داشت، والی آخر. در بازه زمانی کوتاه  $dt$ ، افزایش عبارت است از

$$dN = (kN - N)dt / \tau \quad (۱۲.۱۳)$$

که از آن حاصل می‌شود

$$N(t) = N_0 e^{(k-1)t/\tau} \quad (۱۳.۱۳)$$

هر گاه  $k = 1$  باشد، در این صورت  $N$  ثابت خواهد بود؛ این يك حالت عملیاتی دلخواه برای رآکتور است. هر گاه  $k < 1$ ، تعداد نوترونها به طور نمایی کاهش می یابد. برای  $k > 1$ ، تعداد نوترونها به طور نمایی با زمان رشد می کند، در حالت اخیر ثابت زمانی مشخصه به صورت  $\tau / (k - 1)$  خواهد بود. حتی اگر رآکتور فقط اندکی ابر بحرانی باشد ( $k = 1.01$ )، ثابت زمانی از مرتبه  $10^5$  s است. راه اندازی رآکتوری که در آن تعداد نوترونها در يك ثانیه با ضریب  $(= 22000)$  افزایش یابد خطرناک است. در عمل، با داخل کردن ماده ای نظیر کادمیم به درون قلب رآکتور، کنترل تعداد نوترونها امکان پذیر است. این ماده، نوترونهاي گرمایی را به شدت جذب می کند. میله های کنترل کادمیم که به طور مکانیکی جا به جا می شوند می توانند به تدریج از قلب رآکتور خارج یا سریعاً در آن داخل شوند. هر گاه قلب طوری طرح ریزی شود که برای نوترونهاي آبی اندکی زیر بحرانی باشد، تعداد کم نوترونهاي تأخیری می توانند برای رسیدن به حالت بحرانی مورد استفاده قرار گیرند، و چون ثابتهای زمانی نوترون تأخیری نسبتاً طولانی است (از چند ثانیه تا چند دقیقه)، میله های کنترل را می توان برای حصول به آهنگ واکنش ثابت به کار برد.

### ۶.۱۳ رآکتورهای شکافت

مهندسی رآکتور هسته ای يك رشته تخصصی پیچیده است و به صورت خلاصه حق مطلب ادا نمی شود. با این حال، خواص کلی و گروه بندی رآکتورها به حدی است که آموزنده خواهد بود فهرست آنها را بیان کنیم و بعضی را به اختصار شرح دهیم. تمام رآکتورها عناصر اصلی یکسانی به صورت زیر دارند: سوخت، یا ماده شکافت پذیر؛ کندساز برای کند کردن نوترونها و رساندن آنها به حالت گرمایی (در رآکتوری که از نوترونهاي تند استفاده می شود، کندساز وجود ندارد)؛ بازتابنده، که قلب رآکتور (عناصر سوخت به علاوه کندساز) را احاطه کرده است تا نشت نوترونها و لذا اندازه بحرانی قلب رآکتور را کاهش دهد؛ محفظه نگهداری برای جلوگیری از فرار شکافت-پاره های پرتوزا، که بعضی از آنها به صورت گاز هستند؛ حفاظ برای جلوگیری از خروج نوترونها و پرتوهای  $\gamma$  که ممکن است منجر به آسبیهای زیست شناختی افراد و کارکنان رآکتور شود؛ سردکننده برای خارج کردن گرما از قلب؛ سیستم کنترل که با استفاده از آن می توان سطح قدرت را کنترل کرد و در خلال کار معمول رآکتور آن را ثابت نگاه داشت، و سیستمهای اضطراری متنوع که وقتی کار سیستمهای کنترل و سرد کننده با اختلال مواجه شود رآکتور را از کار می اندازند.

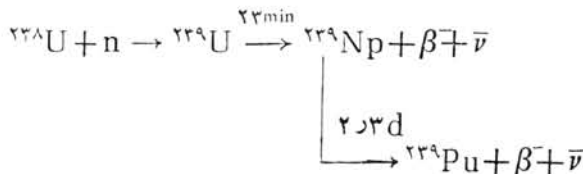
**انواع رآکتورها.** اولین و شاید مهمترین رده بندی اصلی آن است که به چه منظوری رآکتور مورد استفاده قرار می گیرد، و تقریباً می توان سه گروه را تعریف کرد: تولید قدرت، تحقیقات، و تبدیل. رآکتورهای قدرت برای استخراج انرژی جنبشی شکافت-پاره ها که به صورت گرما ظاهر می شود طرح ریزی شده اند و در آنها انرژی گرمایی به صورت انرژی

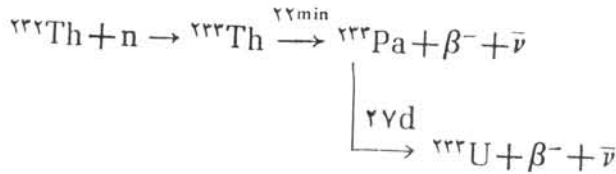


الکتريکي درمی آید. مثلا این عمل از طریق جوشاندن آب و هدایت بخار حاصل به طرف توربین و گردش آن صورت می گیرد. بنا بر این در طراحی رآکتورهای قدرت به جزئیات ترمودینامیکی بازده ماشینهای گرمایی به همان اندازه باید توجه کرد که به مسائل مهندسی هسته‌ای آن. هزینه مجتمع سوخت کسر نسبتاً کوچکی از هزینه يك رآکتور قدرت را تشکیل می دهد، زیرا اکثر هزینه‌های رآکتور به حفاظ و محفظه نگهداری و وسایل تولید الکتريسيته مربوط می شود. بنا بر این ساخت رآکتورهای قدرت بزرگ از نظر اقتصادی مقرون به صرفه است. مثلا ساختن ده رآکتور که قدرت هر يك برابر ۱۰۰MW باشد، خیلی پرهزینه تر از يك رآکتور تنها با توان ۱۰۰۰MW است. با این حال، باید توجه داشت که پسماندهای گرمایی این نوع رآکتور خیلی زیاد است. در اینجا لازم است تأکید شود که این پسماندهای گرمایی هیچ ربطی به ماهیت هسته‌ای منبع قدرت ندارند. بر طبق قانون دوم ترمودینامیک، هر ماشین گرمایی ۱۰۰۰MW باید مقدار قابل توجهی از گرما را در ناحیه محدودی تخلیه کند (بعلاوه، چون نیروگاه هسته‌ای نسبت به نیروگاه سوخت فسیلی با بازده ترمودینامیکی نسبتاً پایبندتری کار می کند، گرمای بیشتری را تخلیه می کند).

رآکتورهای تحقیقاتی معمولاً برای ایجاد نوترون و به منظور تحقیق در زمینه‌هایی نظیر فیزیک هسته‌ای یا فیزیک حالت جامد طراحی می شوند. این رآکتورها عموماً در سطح قدرت پایین، در گستره ۱-۱۰MW، کار می کنند. ویژگیهای طراحی اساسی رآکتورهای تحقیقاتی می تواند شامل این موارد باشد: شار زیاد نوترون (شار  $10^{12} \text{ n/cm}^2/\text{s}$  متداول است، ولی شار رآکتورهای تخصصی ممکن است در عملیات پایدار در حدود يك تا دو مرتبه بزرگی بیشتر شود و برای عملیات تپشی می تواند به مراتب از این مقدار بیشتر باشد)، سهولت در دسترسی به نوترونها (بسیاری از رآکتورهای تحقیقاتی دارای کانالهای مخصوص باریکه نوترون هستند که به ناحیه قلب هدایت می شوند تا امکان تحقیق در خارج از حفاظ فراهم شود، مثلا برای استفاده در دستگاه پراش نوترون در مطالعه ساختار بلورها)، و کیفیت خوب طیف نوترون (ستون گرهایی عبارت از قطعه‌ای از گرافیت با ضخامت کافی است که نزدیک قلب قرار دارد تا نوترونهای تند را حذف کند و اجازه دهد که نمونه‌های کوچک واقع در درون آن در معرض تابش نوترونهای با طیف گرمایی نسبتاً خالص قرار گیرند).

رآکتور هیدرولیک رآکتوری است که با کارایی زیاد ماده غیر قابل شکافت بانوترونهای گرمایی را به ماده شکافت پذیر با این نوترونها تبدیل می کند. مشخصاً مبدلهایی که معمولاً به کار می روند عبارتند از رآکتورهای که  $^{238}\text{U}$  را به  $^{239}\text{Pu}$  و  $^{232}\text{Th}$  را به  $^{233}\text{U}$  تبدیل می کنند. در هر دو حالت، تبدیل از طریق گیراندازی يك نوترون و سپس دووایشی پیاپی بتا حاصل می شود





ایزوتوپهای نظیر  ${}^{238}\text{U}$  و  ${}^{232}\text{Th}$ ، که می‌توانند به ماده شکافت پذیر با نوترون گرمایی تبدیل شوند به نام بارود معروف اند. در اصل، امکان دارد رآکتور طوری طراحی شود که در آن مقدار  $\eta$  حداقل برابر ۲ باشد. با نوترون گسیل شده به ازای هر نوترون جذب شده در سوخت، یک نوترون می‌تواند برای ادامه واکنشهای زنجیره‌ای به کار رود و دیگری وارد ماده بارور شود. به فرض اینکه سایر اتلافهای نوترون به حداقل ممکن برسد، هر گاه  $\eta > 2$  باشد، در این صورت رآکتور می‌تواند بیشتر از ماده قابل شکافت مصرف شده تولید کند. چنین رآکتوری به نام زاینده معروف است. برای نوترونهای گرمایی و سوخت  ${}^{239}\text{Pu}$  داریم  $\eta = 2.1$  و بعید است که اتلاف نوترونها (گیراندازی تشدید، نشت و غیره) به حدی پایین نگاه داشته شود که زاینده‌گی در این نوع رآکتور امکان پذیر باشد. در مورد نوترونهای تند (با انرژی مرتبه MeV) و سوخت  ${}^{239}\text{Pu}$  داریم  $\eta = 3$  و زاینده‌گی با احتمال خیلی زیاد امکان پذیر خواهد بود. بنابراین، تحقیقات زیادی برای طراحی و ساخت رآکتورهای زاینده با استفاده از نوترونهای تند صورت می‌گیرد. یکی از مزایای این روش ایجاد ماده شکافت پذیر آن است که، پس از گذشت زمان کافی از زایش، ماده شکافت پذیر تازه ساخته شده را می‌توان به کمک امکانات شیمیایی از ماده بارور جدا کرد. این روش خیلی آسانتر از روشهایی است که برای جداسازی ایزوتوپهای قابل شکافت و غیر قابل شکافت نظیر  ${}^{235}\text{U}$  و  ${}^{238}\text{U}$  از یکدیگر باید به کار رود.

**انرژی نوترون.** ممکن است رآکتورهایی طراحی شوند که با نوترونهای گرمایی، نوترونهای بینابینی، یا نوترونهای تند کار کنند. در آخرین بخش، تولید و مصرف نوترونی برای رآکتورهای گرمایی مورد بحث قرار گرفت. یک مزیت رآکتور با انرژی بینابینی (eV تا keV) این است که نسبت به رآکتورهای گرمایی به حجم بسیار کمتری نیاز دارد. این رآکتورها در ابتدا به عنوان مولد نیروی محرکه، مثلا در زیر دریاییها، توسعه یافتند. رآکتورهای تند اصلا به کندساز نیاز ندارند (ولذا نمی‌توان از ماده کندسازی نظیر آب به عنوان خنک کننده در حال گردش در قلب رآکتور استفاده کرد). به خاطر سطح مقطعهای پایتتر نوترونهای تند، نیاز سوختی رآکتورهای تند ۱۰ تا ۱۰۰ برابر سوخت رآکتورهای گرمایی برای قدرت یکسان است. با این حال، به علت عدم وجود کندساز، قلب رآکتور تند حجم بسیار کوچکتری نسبت به قلب رآکتور گرمایی دارد.

**انواع سوخت.** متداولترین سوختهای به کار رفته عبارتند از اورانیم طبیعی ( ${}^{235}\text{U}$  درصد  ${}^{235}\text{U}$ )، اورانیم غنی شده ( ${}^{235}\text{U}$  بیش از ۷۲ درصد)،  ${}^{239}\text{Pu}$ ، و  ${}^{233}\text{U}$ . این دو سوخت اخیرا از پردازش شیمیایی ماده بارور خارج شده از رآکتورهای زاینده یا مبدل به دست می‌آورند. اورانیم غنی شده که به عنوان متداولترین سوخت مصرفی در رآکتورهای

قدرت به کار می‌رود، با تحمل هزینه زیاد و با استفاده از فرایندهایی که نسبت به اختلاف جرم کوچک بین  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  حساسیت دارند، تولید می‌شود. یکی از این فرایندها عبارت است از پخش گازی که در آن گاز اورانیم هگزا فلورید ( $\text{UF}_6$ ) از یک سد متخلخل عبور داده می‌شود. ضریب پخش گاز باریشۀ دوم جرم آن نسبت عکس دارد و ایزوتوپهای سبکتر کمی سریعتر پخش می‌شوند. این امر به خاطر میانگین سرعت بالاتر آن در مخلوطی از  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  در حال تعادل گرمایی است (میانگین انرژیهای جنبشی با هم مساوی است، در نتیجه مولکول سبکتر سرعت بیشتری دارد). غنی‌سازی پس از یک بار عبور از میان سد خیلی کوچک و از مرتبۀ ۴ درصد غنای قبلی به طور نسبی است (یعنی مقدار اولیه ۷۲٫۰۰۰ درصد  $^{235}\text{U}$  تبدیل می‌شود به ۷۲٫۰۰۰ × ۱۰۰۰۴ درصد)، و لذا افزایش غنا بسیار اندک است و این فرایند باید هزاران مرتبه تکرار شود تا  $^{235}\text{U}$  با غنای بالا (تقریباً خالص) قابل تهیه باشد.  $\text{Pu}^{239}$  و  $^{235}\text{U}$  خیلی غنی شده، مواد شکافت پذیر مورد نیاز بمبها هستند، در حالی که در انواع مختلف رآکتورها اورانیم ۲ تا ۳ درصد غنی‌شدگی به کار می‌رود.

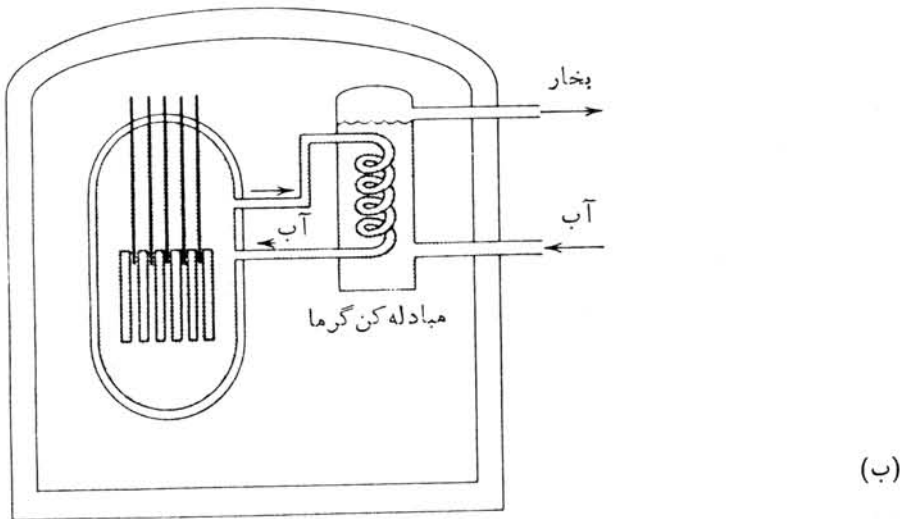
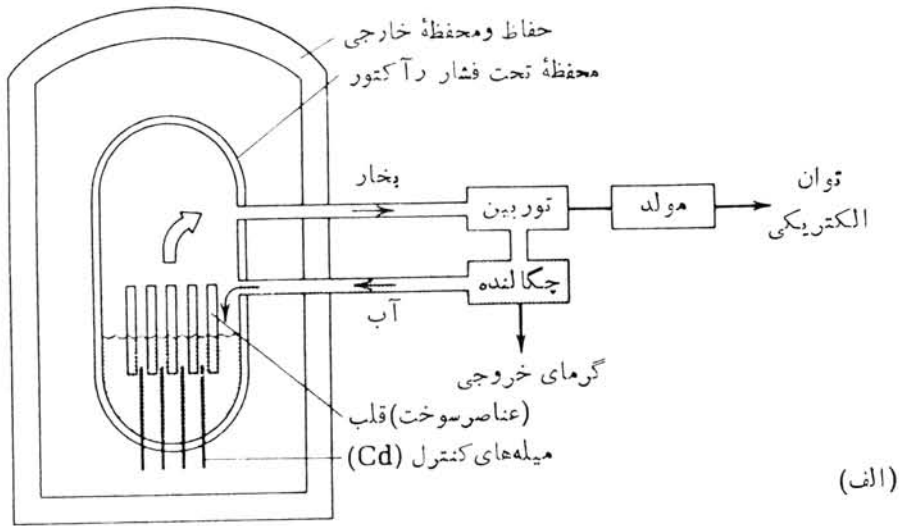
**کند ساز.** کندساز ایده‌آل باید (۱) ارزان و فراوان باشد، (۲) از نظر شیمیایی پایدار باشد، (۳) جرمی تقریباً معادل یک واحد داشته باشد (تا بیشینه مقدار انرژی را در برخورد با نوترون جذب کند)، (۴) مایع یا جامد باشد تا چگالی آن زیاد باشد، و (۵) سطح مقطع گیراندازی نوترون آن کمترین مقدار ممکن را داشته باشد. کربن در شکل گرافیت می‌تواند نیازمندیهای ۱، ۲، ۳، ۴ را تأمین کند، و برای جبران افت نسبتاً کم انرژی نوترون در هر برخورد باید مقدار کندساز را افزایش دهیم. آب معمولی نیازمندیهای ۱، ۲، ۳، ۴ را تأمین می‌کند ولی پرتو نهای موجود در آب، سطح مقطع زیادی برای گیراندازی نوترون دارند  $(n + p \rightarrow d + \gamma)$ . سطح مقطع گیراندازی نوترون در آب سنگین ( $\text{D}_2\text{O}$ ) خیلی کوچک است، ولی گیراندازی آن منجر به تولید تریتم پر توza می‌شود که یک محصول مخصوصاً نامطبوع برای سیستمهای زیست‌شناختی است. ضمناً بسیار نادر و جداسازی آن نسبتاً پرهزینه است. جداسازی دوتریم از هیدروژن معمولی، به حدی که جداسازی یکی از ایزوتوپهای اورانیم از دیگری مشکل است، دشوار نیست زیرا نسبت جرمی ۲:۱ منجر به اثرات کاملاً محسوسی می‌شود. به خاطر کوچک بودن سطح مقطع گیراندازی، در رآکتورهای با کندساز آب سنگین می‌توان از اورانیم طبیعی به عنوان سوخت استفاده کرد. جذب نوترون اضافی در رآکتورهای با کندساز آب سبک، مستلزم استفاده از اورانیم غنی‌شده است. بریلیم ( $Z=4$ ) و  $\text{BeO}$  نیز به عنوان کندساز به کار می‌روند. اما به خاطر سمی بودن، کار کردن با آنها خطرناک است.

**طرز تجمع.** رآکتورها را می‌توان به دو صورت چندگن که در آن سوخت و کندساز به طور جداگانه در کنار هم قرار دارند، یا همگن که در آن سوخت و کندساز کاملاً با هم مخلوط شده‌اند، رده بندی کرد. رآکتورهای همگن را نسبت به چندگن می‌توان با تحلیل ریاضی ساده تری بررسی کرد. در رآکتورهای چندگن، محاسبۀ ضریب بهره‌وری گرمایی  $k_f$  و احتمال فرار از تشدید  $p$  ممکن است مشکل باشد. مخلوط همگن گرافیت و اورانیم طبیعی را نمی‌توان به حالت بحرانی رسانید، اما همین سوخت و کندساز با آرایش چندگن قابل بحرانی شدن است.

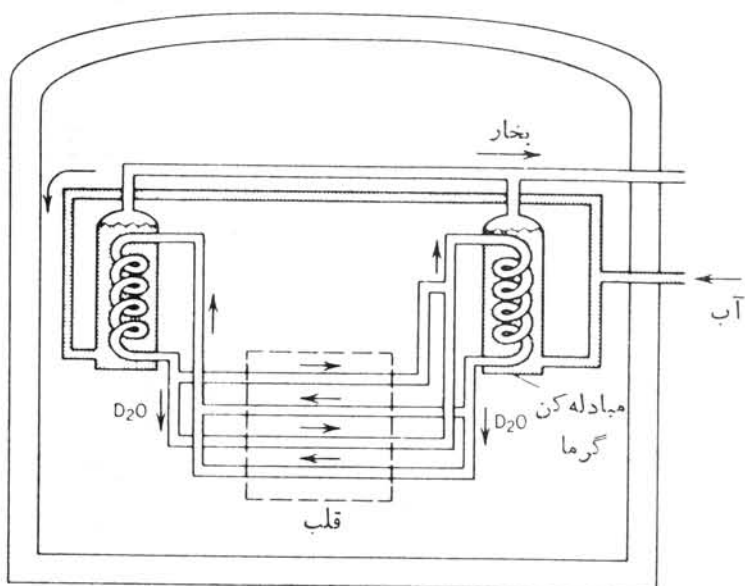
**خنک کننده.** خنک کننده يك عنصر ضروری هر رآکتور است، زیرا بدون آن گرمای ایجاد شده قلب رآکتور را ذوب می کند (که نتیجه آن «ذوب شدگی» است). در طراحی رآکتورهای قدرت، یکی از جنبه‌هایی که توجه به آن ضرورت اساسی دارد قابلیت خنک کننده در انتقال مؤثر انرژی گرمایی است. مواد خنک کننده می توانند به صورت گاز (هوا CO<sub>۲</sub>، هلیوم)، آب یا مایعات دیگر، یا حتی جامدهای مذاب باشند که از ظرفیت گرمایی زیادی برخوردارند. چون بخار ظرفیت گرمایی کمی دارد، در رآکتورهایی که از آب به عنوان خنک کننده استفاده می شود، فشار را در سطح بالایی (از مرتبه ۱۵۰ اتمسفر) نگه می دارند تا آب در دماهای بالاتر از نقطه جوش معمولی در حالت مایع بماند. این رآکتورها به نام رآکتورهای آب تحت فشار معروف اند. سدیم مایع نیز به عنوان خنک کننده در رآکتورهای تند زاینده مورد مطالعه قرار گرفته است. این رآکتورها چگالی سوخت بالایی دارند و لذا انتقال گرما از حجم نسبتاً کوچکشان باید به طور مؤثر انجام شود و استفاده از خنک کننده آب هم، به خاطر خاصیت کندسازی اش، مجاز نیست. با آنکه سدیم مایع به شدت خورنده است و به واسطه سطح مقطع گیر اندازی بالای آن رادیواکتیو می شود، دمای جوش بالای آن موجب می شود که تحت فشار معمولی به صورت مایع باقی بماند و نیازی به سیستم فشار بالا ندارد. بر اساس این مطالعات طراحی، می توان چند سیستم رآکتور متداول را مورد بررسی قرار داد. شکل ۲۵.۱۳ رآکتورهای آب جوشان و آب تحت فشار را نشان می دهد که می توانند برای تولید قدرت به کار روند. در این طراحیها از آب معمولی (سبک) به عنوان کندساز و خنک کننده استفاده می شود. رآکتور آب جوشان، آب را (به عنوان کندساز) در داخل قلب به جریان می اندازد و سپس در دستگاههای مولد آنرا به صورت بخار به حرکت درمی آورد. يك محفظه تحت فشار مستحکم برای نگهداری بخار مورد نیاز است. با آنکه آب خالص رادیواکتیو نمی شود (به جز کسر بسیار کوچک ایزوتوپ <sup>۱۸</sup>O موجود در آب که سطح مقطع گیر اندازی نوترونی کوچکی دارد)، ناخالصیهای حتی در سطح چند قسمت در هر میلیون نیز در شار نوترونی زیاد قلب رآکتور به شدت رادیواکتیو می شوند و گردش این بخار رادیواکتیو در خارج از محفظه خود مستلزم طراحی خاصی است. رآکتور آب تحت فشار این خطر بالقوه را از طریق تبادل گرما بین آب با فشار بالا که در داخل قلب جریان دارد و يك خط تولید بخار مجزا که برای راه اندازی مولدهای الکتریکی در نظر گرفته می شود، بر طرف می سازد. همان طور که قبلاً ذکر شد، در رآکتورهایی که با آب سبک کندسازی می شوند باید از اورانیم غنی شده استفاده کرد. غنی سازی متداول برای این رآکتورها حدود ۲ تا ۳ درصد است. از آنجا که در ایالات متحده دسترسی به اورانیم غنی شده نسبتاً آسان است، بیشتر رآکتورها با این طراحی اصلی استفاده از آب سبک ساخته می شوند.

از طرف دیگر، در کانادا به لحاظ داشتن اورانیم طبیعی و نیز توانایی تولید آب سنگین، رآکتورهای قدرت با D<sub>۲</sub>O کندسازی می شوند (واز D<sub>۲</sub>O یا H<sub>۲</sub>O به عنوان خنک کننده استفاده می شود). شکل ۲۶.۱۳ طرح اصلی يك رآکتور با کندساز آب سنگین را نشان می دهد.

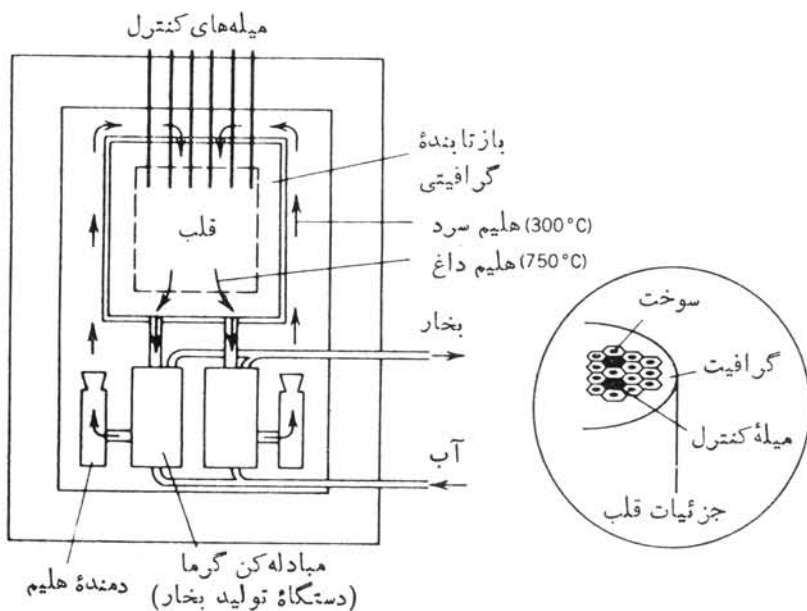
رآکتورهای کندساز با گرافیت آرایش چندگن دارند و می توانند از اورانیم طبیعی



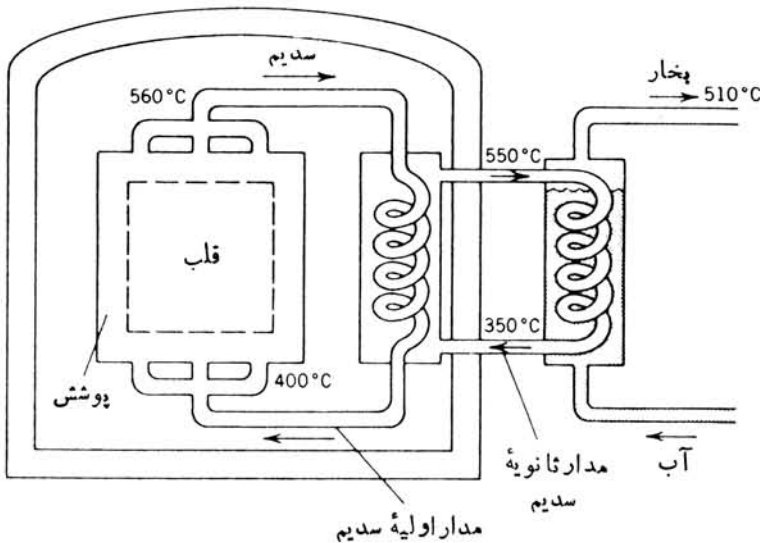
**شکل ۲۵.۱۳** نمودار ساده رآکتورهای آب جوشان (الف) و آب تحت فشار (ب). قلب رآکتور از تعدادی میله‌های محتوی قرصهای اکسید اورانیم در محفظه‌ای فلزی (آلیاژ زیر کونیم یا فولاد زنگ نزن) تشکیل شده است. میله‌های کنترل کادمیم می‌توانند وارد قلب شوند و نوترونها را جذب کنند تا سطح توان را ثابت نگاه دارند. رآکتور آب جوشان همراه با تجهیزات تولید برق نشان داده شده است. بسیاری از جزئیات، از جمله سیستم خنک کننده قلب در مواقع مهم و اضطراری، نشان داده نشده است.



شکل ۲۶.۱۳ نمودار طرح حوارهٔ رآکتور اورانیوم-دوتریم کانادا (CANDU). مدار بسته‌ای از خنک‌کنندهٔ  $D_2O$  پس از عبور از قلب گرما را در مبادله‌کن به آب معمولی منتقل می‌سازد، و بخار تولید شده به‌طور بین انتقال می‌یابد.  $D_2O$  تحت فشار قرار دارد تا در حالت مایع باقی بماند.



شکل ۲۷.۱۳ نمودار طرح حوارهٔ رآکتور خنک‌کننده با گاز. برای خارج کردن گرما گاز هلیم را از قلب رآکتور عبور می‌دهند، و سپس هلیم داغ را برای تولید بخار به کار می‌برند. درست راست شکل بعضی جزئیات قلب نشان داده شده است. عناصر سوخت به صورت میله‌های شش‌گوش محتوی مادهٔ قابل شکافت هستند که در داخل کندساز گرافیتی قرار دارند، و کانالی هم برای جریان گاز در نظر گرفته شده است. قلب با بازتابندهٔ گرافیتی احاطه شده است.



**شکل ۲۸-۱۳** نمودار طر حواره يك رآكتور تند زاینده خنك شده باسدیم مایع. قلب شامل  $^{235}\text{U}$  و  $^{239}\text{Pu}$  است. درحالی که پوشش به صورت  $^{238}\text{U}$  بارور است که به ماده قابل شکافت تبدیل خواهد شد. يك مبادله کن گرمایی به عنوان واسطه انتقال گرما از سدیم به آب (که باهم واکنش انفجاری دارند) مورد نیاز است تا از حضور همزمان آنها در قلب رآكتور جلوگیری کند، و نیز آب را از تماس مستقیم باسدیم که به شدت رادیواکتیو است دورنگهدارد.

یا غنی شده به عنوان سوخت استفاده کنند. این رآكتورها، در اکثر طراحیها، همانند آنچه در شکل ۲۷-۱۳ نشان داده شده است، با گاز خنك می شوند. مجتمعهای سوخت چنان ساخته می شوند که جریان گاز را جهت انتقال خوب گرما آسان سازند. اکثر رآكتورهای قدرت در بریتانیای کبیر از نوع رآكتورهایی هستند که با گاز خنك می شوند و کندساز آنها گرافیت است.

یکی از انواع رآكتورهای تند، رآكتورزاینده باسدیم مایع است که در شکل ۲۸-۱۳ نشان داده شده است.

### ۷-۱۳ محصولات رادیواکتیو شکافت

پاره-هسته‌هایی که در فرایند شکافت ایجاد می شوند، فزونی نوترون دارند و بنا بر این با واپاشی بتازای منفی به ایز و بار پایدار درزنجیره جرم می رسند. این محصولات رادیواکتیو شکافت و واپاشی آنها به چند دلیل حائز اهمیت اند: (۱) کسر کوچکی (در حدود ۱۰ تا ۱۵ درصد) از انرژی شکافت از طریق گسیل بتا و گاما آزاد می شود. پس از خاموش شدن رآكتور (یعنی

بعد از اینکه میله‌های کنترل وارد قلب رآکتور می‌شوند و فرایند شکافت متوقف می‌شود)، تولیدگرما از طریق این فرایندهای واپاشی ادامه می‌یابد، و مقدار آن در طی زمان مطابق نیمه عمرهای واپاشی محصولات رادیواکتیو کاهش می‌یابد. (۲) نزدیکی هر یک از زنجیره‌ها به پایداری با دواثر همراه است. انرژی واپاشی کاهش (شکل ۱۸.۳) و نیمه عمر افزایش می‌یابد. باقیمانده محصولات رادیواکتیو با عمرهای خیلی طولانی (نیمه عمر حدود چند سال) قسمت اعظم پسماند خطرناک حاصل از رآکتورهای هسته‌ای را تشکیل می‌دهد. (۳) پاره‌ای از محصولات شکافت که در خلال کار رآکتور در عناصر سوخت انباشته می‌شوند، به‌خاطر بزرگ بودن سطح مقطعهای گیراندازی نوترون‌شان ممکن است در فرایند شکافت ایجاد اختلال کنند. (۴) بسیاری از محصولات رادیواکتیو کاربردهای تحقیقاتی مهمی دارند، و استخراج‌شان از عناصر سوخت مصرف شده تنها برهه اقتصادی تولید آنهاست. هر یک از این چهار موضوع را به نوبت مورد بحث قرار خواهیم داد.

همان‌طور که در بخش ۳.۱۳ برآورد شد، انرژی بتا ازایی کل حاصل از واپاشیهای شکافت-پازه‌ها در حدود ۱۹ MeV است. البته این فرایند متضمن چندین واپاشی متوالی تا رسیدن به پایداری است، که انرژی هر یک از آنها در گستره ۶-۷ MeV تا ۱ MeV قرار دارد. در هر هسته واپاشنده، تعداد زیادی حالت‌های برانگیخته وجود دارند که می‌توانند طی واپاشی اشغال شوند. اما، احتمال گسیل بتا طبق معادله (۲۸.۹). واپاشیهای با انرژی بالاتر را ترجیح می‌دهد، و بنا بر این محتملترین واپاشیها آنها می‌باشند که بیشترین انرژیها را منتقل می‌کنند و پایتترین حالت‌های برانگیخته دختر-هسته را اشغال می‌کنند. به این دلیل است که میانگین انرژی واپاشی گامی حاصل از محصولات شکافت تنها در حدود ۷ MeV و خیلی کوچکتر از انرژی  $\beta$  است.

انرژی واپاشی بتا از بین الکترون و پادنوترینو تقسیم می‌شود. پادنوترینو از مجموعه سوخت خارج می‌شود و هیچ‌گونه سهمی در گرمایش یا تابش ناشی از واپاشی ندارد. میانگین انرژی داده شده به الکترون در حدود ۴ره - ۳ره انرژی واپاشی است، و بنا بر این به‌طور میانگین تنها ۸-۶ MeV از ۱۹ MeV به صورت گرما ظاهر می‌شود.

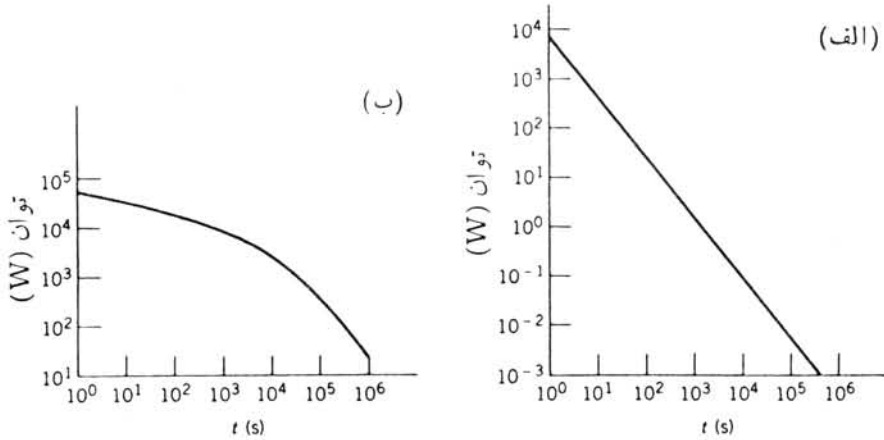
برای محاسبه انرژی واقعی که به صورت انرژی واپاشیهای  $\beta$  و  $\gamma$  ظاهر می‌شود، باید دقیقاً بدانیم چه ایزوتوپهایی تولید شده‌اند، و نیز از تمامی شدت انشعابهای  $\beta$  و احتمالات واپاشی آنها آگاهی داشته باشیم. اکثر این اطلاعات، خصوصاً برای محصولات شکافت در شروع زنجیره واپاشی که طول عمرهای کوتاهتری دارند، در دسترس نیست. در عوض، بر اساس برآورد اختلاف جرمها و نیمه عمرها رقم میانگینی را اختیار می‌کنیم

$$\beta(t) = 1.26 t^{-1/2} \text{MeV/s} \quad (14.13)$$

$$\gamma(t) = 1.40 t^{-1/2} \text{MeV/s} \quad (15.13)$$

که در آن  $\beta$  و  $\gamma$  به ترتیب توان ناشی از شکافت را در واپاشیهای  $\beta$  و  $\gamma$  بر حسب توابعی از زمان  $t$  در فاصله بین ۱ تا  $10^6$  s به دست می‌دهند.





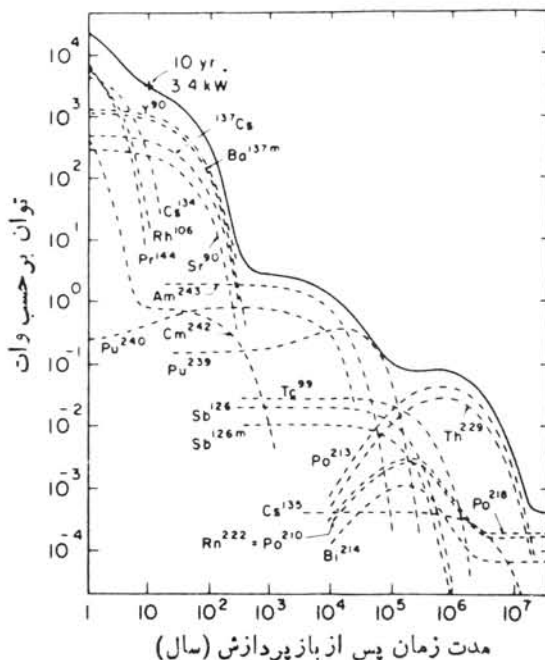
**شکل ۲۹.۱۳ (الف)** توان ذخیره‌ای ناشی از واپاشیهای بتا و گاما از محصولات شکافت رادیو-اکتیو به ازای هر ثانیه از کار رآکتور در سطح توان ۱ MW ( $3.1 \times 10^{16}$  شکافت در ثانیه). **(ب)** گرمای کل ناشی از واپاشی محصولات رادیواکتیو در رآکتور ۱ MW در زمان  $t$  پس از خاموش شدن و پهن‌نبال  $T = \lambda h$  کار رآکتور. توجه کنید که توان ناشی از واپاشی، برای زمانی در حدود یک ساعت پس از خاموش شدن، در سطح ۱٪ توان اولیه و یا بیشتر باقی می‌ماند. برای رآکتورهای قدرت، مقیاس توان هر دو شکل در عدد ۱۰۰۰ ضرب می‌شود.

در خلال کار رآکتور، محصولات شکافت مرتباً ایجاد، و از طرف دیگر محصولات قبلی واپاشیده می‌شوند. هنگامی که رآکتور خاموش شود، انرژی ناشی از محصولات قبلی که هنوز هم در حال واپاشی‌اند به این موضوع بستگی دارد که رآکتور چه مدت و در چه سطح قدرت کار کرده است. هرگاه رآکتور از زمان صفر تا زمان  $T$  کار کند، توان گسیل شده به صورت  $\beta$  و  $\gamma$  در زمان  $t$  پس از خاموش شدن، به ازای هرواقع از توان کارکرد رآکتور، عبارت است از

$$P(t) = 4.10 \times 10^{11} [t^{-0.2} - (t+T)^{-0.2}] \text{ MeV/s} \quad (16.13)$$

(یعنی اینکه هرگاه رآکتور قبل از خاموش شدن بتواند ۱۰۳ MW کار کند، این عبارت باید در  $10^9$  ضرب شود). شکل ۲۹.۱۳ کاهش فعالیت‌های  $\beta$  و  $\gamma$  و سطوح توان ناشی از واپاشی پس از خاموش شدن را، که گرمای پسینی نام دارد، برای یک رآکتور تحقیقاتی که در سطح ۱ MW کار کرده است نشان می‌دهد.

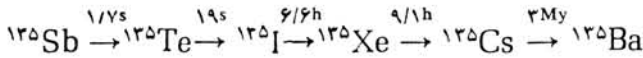
هنگامی که فعالیت‌های با طول عمر بیشتر را در نظر می‌گیریم که عموماً برای عناصر سوخت مصرف شده اتفاق می‌افتد، مقیاس زمانی را باید از مرتبه سال در نظر گرفت. شکل ۳۰.۱۳ فعالیت‌های محصولات شکافت و اکتینیدهای با طول عمر طولانی را نشان می‌دهد. پس از باز-پردازش سوخت رآکتور، این فعالیت‌ها را باید به مدتی در حدود  $10^6 - 10^5$  سال از محیط‌های زیست جدا سازی کرد و دورنگه داشت. برای رسیدن به این حد جدا سازی، چندین طرح پیشنهاد شده است ولی هیچ سیستمی تا کنون نتوانسته است که جدا سازی را بساین



شکل ۳۰.۱۳ توان رادیواکتیو ناشی از واپاشیهای محصولات شکافت واکتینیدها. این مقدار توان می تواند از محصولات پسماند رآکتوری به توان ۱۰۰۰ MW که برای حدود یک ماه کار کرده است، حاصل شود. منحنی پراز جمع سهمیه های ناشی از ایزوتوپهای منفرد حاصل شده است.

مقیاس زمانی تضمین کند. تصور می شود که هر گونه نشئی از این مواد رادیواکتیو به داخل آب زیر زمینی یا زنجیره غذایی، به افزایش مرگهای ناشی از سرطان منجر می شود. با این حال، جالب است یادآوری کنیم که در درازمدت، مصرف اورانیم از طریق شکافت عملیاً زمینۀ طبیعی را کاهش و لذا خطر ناشی از سرطان را تقلیل می دهد. زمینۀ طبیعی تابش در طی سوخته شدن زغال سنگ به محیط زیست وارد می شود و به صورت ذرات معلق درمی آید که مخصوصاً برای ریه ها خطرناک است. برآورد شده است که یک نیروگاه قدرت با سوخت زغال سنگ که با توان ۱۰۰۰ MW کار می کند، هر ساله حدود ۲۳ کیلوگرم اورانیم و ۴۶ کیلوگرم توریم را به داخل جو رها می کند که البته با محصولات واپاشی رادیواکتیویشان که غالباً رادن آن بسیار قابل ملاحظه است همراه می شود. پرتو دهی تابشی حاصل از نیروگاههای قدرت با سوخت زغال سنگ که عامۀ مردم را در معرض خطر قرار می دهد چندین برابر تابشی است که از رآکتورهای قدرت هسته ای ناشی می شود. اطلاعات ما از اثرات سوء آزاد شدن مواد رادیواکتیو از نیروگاههای قدرت با سوخت زغال سنگ، خیلی کمتر از اطلاعات درباره خطرات تابش محصولات شکافت رادیواکتیو است. از میان محصولات شکافت مهمترین محصولی که عملاً می تواند کار رآکتور را تحت

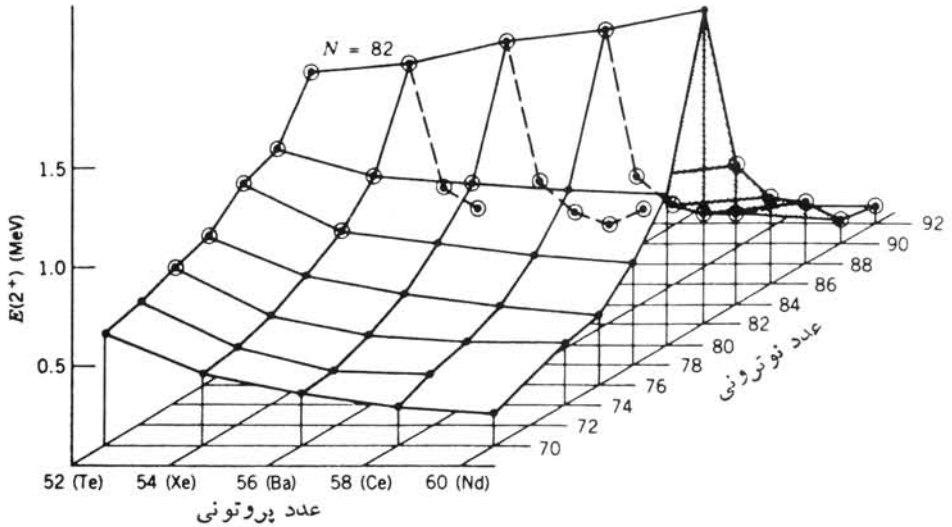
تأثیر قرار دهد  $^{135}\text{Xe}$  است که ممکن است مستقیماً در شکافت  $^{235}\text{U}$  (با بهره‌ای در حدود ۲٫۰۵ درصد) ایجاد شود یا در نتیجهٔ واپاشی  $^{135}\text{I}$  (که بهرهٔ بالاتری در حدود ۶٫۴ درصد دارد) به وجود آید. زنجیرهٔ واپاشی ایزوتوپ باجرم  $^{135}\text{m}$  عبارت است از



فعالیت‌های  $\text{Te}$  و  $\text{Sb}$  در زمان کوتاهی در مقایسه با اثراتی که در اینجا در نظر می‌گیریم ناپدید می‌شوند، و لذا  $^{135}\text{I}$  را به‌عنوان اولین نمونهٔ فعال در این زنجیره مورد نظر قرار می‌دهیم. مقیاس زمانی تولید و انباشت  $^{135}\text{Xe}$  از مرتبهٔ ساعت است، که سطح مقطع گیراندازی نوترون گرمایی آن برابر  $6.9 \times 10^6$  است. این سطح مقطع بزرگ باعث می‌شود که مقدار نوترون‌های گرمایی موجود برای شکافت کاهش یابد و این امر ایجاد می‌کند که یک تصحیح متناظر در سیستم کنترل به عمل آید، البته اگر سطح قدرت را آکتور بخواند ثابت باقی بماند. این اثر  $^{135}\text{Xe}$  (و دیگر ایزوتوپ‌های مشابه) مسمومیت محصول شکافت نام دارد (مسائل ۱۴ و ۱۵ را ببینید).

محصولات شکافت کاربردهای بسیار زیادی در تحقیقات دارند. واضح‌ترین کاربردشان، مطالعهٔ طیف نمایی هسته‌های حاصل از واپاشیهای محصولات شکافت است. مثلاً از طریق واپاشی گاما از پاره‌های جدا شده از محصولات دیگر، ناحیهٔ جالب حول جرم  $150-140$  به‌دقت مورد مطالعه قرار گرفته است. برای انجام مطالعات دقیق طیف نمایی، مهم است که تنها با واپاشی منفردی سروکار داشته باشیم، و به‌همین منظور روش‌های خاصی برای جداسازی جرمی و شیمیایی سریع محصولات شکافت ابداع شده‌اند به‌طوری که پاره‌های با عمر کوتاه را نیز می‌توان مورد مطالعه قرار داد. شکل ۱۳-۳۱ نمونه‌ای از آنچه را که می‌توان از این مطالعات آموخت، نشان می‌دهد. هنگامی که نوترون‌ها به‌ورای پوستهٔ تکمیل‌شدهٔ نوترونی  $N = 82$  اضافه می‌شوند، هسته‌ها به تدریج تغییر شکل پایدار پیدا می‌کنند. این موضوع با کاهش انرژی اولین حالت برانگیختهٔ  $2^+$  نشان داده می‌شود. برای مطالعهٔ اثر افزایش نوترون‌های اضافی، لازم است که به‌طرف هسته‌های بیشتر غنی شده از نوترون رفت که برای آنها محصولات شکافت با عمر کوتاه ضروری است.

از جمله محصولات شکافتی که کاربردهای پزشکی دارند، ایزوتوپ‌های  $^{131}\text{I}$  و  $^{132}\text{I}$  هستند که در مطالعات غدد تیروئید انسان به‌کار می‌روند. غدهٔ تیروئید از پلاسما خون می‌تواند ید را دریافت و آن را برای ساخت تیروکسین مصرف کند. مادهٔ اخیر هورمونی است که متابولیسم را تنظیم می‌کند. ایزوتوپ  $^{131}\text{I}$  ( $t_{1/2} = 8.0\text{d}$ ) از محصولات شکافت استخراج می‌شود و به‌صورت دز خوراکی در حدود چند  $\mu\text{Ci}$  به بیمار داده می‌شود. یک آشکارساز پرتو گاما که در گردن بیمار قرار می‌گیرد می‌تواند انباشت ید رادیواکتیو را در تیروئید مورد بررسی قرار دهد. به این ترتیب، می‌توان کم‌کاری یا پرکاری فعالیت تیروئید را تشخیص داد. ایزوتوپ  $^{132}\text{I}$  ( $t_{1/2} = 2.3\text{h}$ ) نیز به‌کار می‌رود و از آنجا که نیمه عمر آن کوتاه‌تر است، دز تابش جذب‌شده توسط بیمار بسیار کمتر خواهد شد. نیمه عمر کوتاه معمولاً



شکل ۳۱.۱۳ انرژیهای اولین حالت‌های برانگیخته  $2^+$  در هسته‌های  $Z$  زوج و  $N$  زوج در ناحیه جرمی ۱۴۰. پوسته‌بسته متناظر به  $N=82$  از ظهور قله سیستماتیک در انرژی  $2^+$  آشکار می‌شود، و کاهش سریع به انرژیهای پایین بعد از قله نیز مشخصه هسته‌های باشکلهای تعادل غیر کسروی است (هسته‌های تغییر شکل یافته). دایره نقطه‌دار مربوط به هسته‌هایی هستند که در طرف غنی بودن نوترون و از بررسی واپاشی شکافت-پاره‌ها حاصل شده‌اند.

مشکلاتی را در استخراج و خالص کردن ایزوتوپ، قبل از اینکه به مقدار زیاد واپاشیده شود، به وجود می‌آورد. اما،  $^{132}\text{I}$  دختر هسته  $^{132}\text{Te}$  با نیمه عمر ۷۸ ساعت است و می‌توان  $^{132}\text{I}$  را از یک چشمه  $^{132}\text{Te}$  «دوشید»-مثلاً با استفاده از حلالی که  $\text{I}$  را حل کند و  $\text{Te}$  در آن نامحلول بماند.

دزهای خیلی زیادتر (در حدود میلی کوری) ید رادیواکتیو را برای کاهش دادن کار تیروئیدهای خیلی فعال به کار می‌برند، دزهای هنوز بالاتر (در حدود کوری) را می‌توان در مداوای سرطانهای تیروئید به کار برد.

ید را می‌توان به آسانی از محصولات شکافت، با استفاده از خاصیت فرار بودنش، تهیه کرد. گرم شدن سوخت مصرف شده باعث می‌شود که ید به گاز تبدیل شود، و به این ترتیب بدون توسل به اعمال شیمیایی خطرناک می‌توان آن را استخراج کرد. یکی دیگر از محصولات گازی شکافت  $\text{Xe}$  است که برای بررسی و اندازه‌گیری کار ریه، از طریق استنشاق بیمار، آن را به کار می‌برند.

### ۸.۱۳ رآکتور شکافت طبیعی

البته شکافت به صورت یک فرایند طبیعی از طریق واپاشی خود به خود بعضی هسته‌های سنگین

روی می‌دهد. بسیاری از این هسته‌های سنگین دارای نیمه عمرهایی هستند که در مقایسه با فاصله بین زمان تشکیل شان (احتمالاً در انفجارات ابر نواختر) تا کنون کوتاه‌اند و لذا اکنون در طبیعت وجود ندارند، ولی با توجه به محصولات شکافتی که از خود به جای گذاشته‌اند می‌توان حضور قبلی آنها را استنباط کرد. مثال مخصوص  $^{244}\text{Pu}$  با نیمه عمر  $t_{1/2} = 81 \times 10^6$  است. با فرض اینکه منظومه شمسی در اصل از باقیمانده یک انفجار ابر نواختر که حداقل  $10^9 \times 45$  سال قبل به وقوع پیوسته است تشکیل شده باشد، تقریباً تمام اتمهای  $^{244}\text{Pu}$  تشکیل شده باید واپاشیده شده باشند و فقط محصولات شکافت آنها بر جای مانده باشد. یک محل جالب برای بررسی چنین سوابقی از ابتدای عالم، درون شهاب سنگهاست که از تحولات زمین شناختی و توزیع مجدد احتمالی کانیهای کره زمین به دور مانده است. در حقیقت، در چنین شهاب سنگهایی یک فراوانی ایزوتوپی اضافی  $^{136}\text{Xe}$  دیده می‌شود که می‌تواند ناشی از شکافت خود به خود  $^{244}\text{Pu}$  باشد.

برون‌یابی و بازگشت به عقب در مقیاس زمانی زمین‌شناختی امکان‌پذیر است، زیرا تعداد پدیده‌هایی که به طور طبیعی روی می‌دهند می‌توانند فراوانیهای ایزوتوپی نسبی را در فاصله ۱۰۹ سال تغییر دهند، زیاد نیست. فراوانیهای ایزوتوپی که امروزه مشاهده می‌کنیم همان است که از انفجار ابر نواختر (برای بحث در مورد تشکیل عناصر فصل ۱۹ را ببینید) حاصل شده و تغییراتی هم بر اثر واپاشی ایزوتوپیهای ناپایدار در آن پدید آمده است. بعلاوه انتظار داریم که این فرایندها را در سراسر منظومه شمسی از جمله در کانیهای فرامینی که به صورت شهاب سنگها به ما می‌رسند، مشاهده کنیم. در مورد  $^{136}\text{Xe}$ ، که تحت شرایط معمولی هیچ گونه ترکیب شیمیایی تشکیل نمی‌دهد، در زمانی که زمین به صورت مذاب بود ایزوتوپیهای اصلی به طور یکنواخت در سراسر جو پراکنده شده‌اند. در شهاب سنگها این وضع اتساق نیفتاده است و غالباً  $^{136}\text{Xe}$  ایجاد شده توسط شکافتهای اولیه را می‌توان از محتویات میکروسکوپی درون کانی تشخیص داد و باطیف‌نمایی جرمی تحلیل کرد تا فراوانی ایزوتوپی متفاوت آن نسبت به  $^{136}\text{Xe}$  زمینی معلوم گردد.

به خاطر نیاز به کنترل دقیق میزان غنای  $^{235}\text{U}$ ، فراوانی طبیعی آن با دقت در معادن مختلف و بانمونه‌های متعدد اندازه‌گیری شده است. مقدار قبول شده فراوانی نسبی  $^{235}\text{U}$  در اورانیم طبیعی برابر  $0.00720 \pm 0.00001$  است. حد پایین عدم قطعیت نه تنها دقت مقادیر اندازه‌گیری شده را نشان می‌دهد، بلکه تغییرات نمونه‌های به دست آمده از مکانهای خیلی متفاوت را نیز آشکار می‌سازد (ناحیه غربی ایالات متحده، کانادا، استرالیا، و آفریقا). حتی سنگهای آورده شده از کره ماه توسط سفینه آپولو نیز همین مقدار نسبی را نشان می‌دهد.

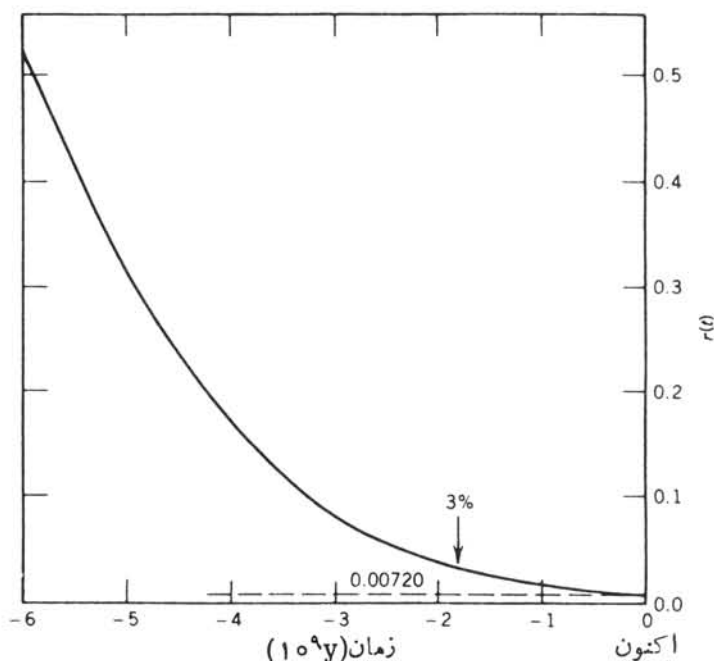
البته انتظار داریم که این نسبت در مقیاس زمانی زمین‌شناختی تغییر کند زیرا  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  هر دو رادیواکتیو هستند، و  $^{235}\text{U}$  نیمه عمر کوتاهتری ( $7.1 \times 10^8$  y) نسبت به  $^{238}\text{U}$  ( $4.5 \times 10^9$  y) دارد. به علت نیمه عمر کوتاهتر،  $^{235}\text{U}$  سریعتر از  $^{238}\text{U}$  واپاشیده می‌شود و در زمانهای گذشته،  $^{235}\text{U}$  حتماً فراوانی نسبی بزرگتری داشته است. هرگاه  $t = 0$  معرف زمان حاضر باشد و  $N_0$  و  $N_t$  به ترتیب تعداد هسته‌های  $^{238}\text{U}$  و  $^{235}\text{U}$  و  $\lambda_0$  و  $\lambda_t$  نیز ثابتهای واپاشی آنها باشند، در این صورت فراوانی فعلی عبارت است از

$$r(0) = \frac{N_{\delta}(0)}{N_{\delta}(0) + N_{\lambda}(0)} = 0.00720 \quad (17.13)$$

و فراوانی قبلی به صورت زیر بوده است

$$r(t) = \frac{N_{\delta}(0)e^{-\lambda_{\delta}t}}{N_{\delta}(0)e^{-\lambda_{\delta}t} + N_{\lambda}(0)e^{-\lambda_{\lambda}t}} \quad (18.13)$$

که در آن  $t$  منفی است. شکل ۳۲.۱۳ منحنی این نسبت را نشان می‌دهد. توجه کنید که در حدود  $2 \times 10^9$  سال قبل، مقدار نسبی  $^{235}\text{U}$  در حدود ۳٪ بوده است. همان‌طور که از بحث قبل در مورد رآکتورهای کندسازی شده با آب می‌دانیم، باغنا ۳ درصد  $^{235}\text{U}$ ، جذب نوترون در آب طبیعی مانع از تشکیل یک مجموعه بحرانی نخواهد شد. با سفر به زمانهای خیلی قبل باید فرض کنیم که در شرایط حدی ابرنواختر (که در آن عناصر سنگین ممکن است ایجاد شده باشند) به‌طور قابل توجهی بین  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  تمایز وجود نداشته است (نشا به سطح مقطعی نوترون را در شکل ۹.۱۳ به‌خاطر آورید). بنابراین برون‌یابی به عقب تا حدود  $r = 0.00720$  می‌تواند بر آوردی از زمان تشکیل این عناصر به دست دهد. شکل ۳۲.۱۳



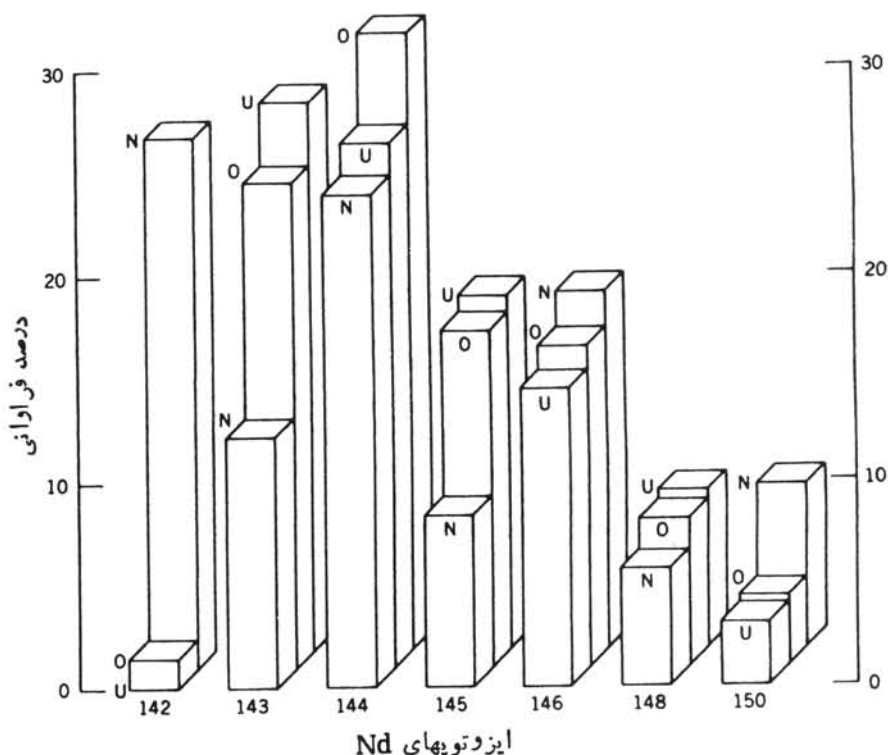
شکل ۳۲.۱۳ فراوانی  $^{235}\text{U}$  در اورانیم طبیعی. مقدار این فراوانی در حال حاضر برابر  $0.00720$  است، و  $2 \times 10^9$  سال قبل در حدود ۳٪ بوده است.

نشان می‌دهد که این وضع باید در حدود  $10^9 \times 6$  سال اتفاق افتاده باشد که با مقادیر به دست آمده از منابع دیگر برای عمر منظومه شمسی سازگاری دارد. برای بحث مفصلتر درباره نسبت  $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$  و استفاده از آن در تعیین عمر کهکشان به بخش ۶.۱۹ مراجعه کنید.

به خاطر دقت زیاد در فراوانی نسبی اندازه‌گیری شده  $^{235}\text{U}$  و یکنواختی توزیع آن، حتی بی‌هنجارهای اندک نیز به طور خاصی ظاهر می‌شوند. در سال ۱۹۷۲ میلادی، نمونه‌ای از اورانیم حاصل از معدن اوکلو، یعنی جایی که امروزه به نام جمهوری گابن در سواحل غربی آفریقا معروف است، توسط کمیسیون انرژی اتمی فرانسه مورد بررسی قرار گرفت، و نشان داده شد که فراوانی نسبی  $^{235}\text{U}$  تنها در حدود  $0.00717$  است که تقریباً ۳ برابر انحراف معیار کمتر از مقدار قبول شده است. این انحراف کوچک کافی بود که کنجکای پڑوهشگران را برانگیزد، و تحلیل نمونه‌های دیگر نشان داد که حتی فراوانی کوچکتر  $^{235}\text{U}$  تا مرز  $0.00440$  نیز وجود دارد. از آنجا که تنها فرایند شناخته شده‌ای که منجر به کاهش تراکم و غلظت  $^{235}\text{U}$  می‌شود شکافت آن توسط نوترونهای کم انرژی است، کارشناسان نظر دادند که یک رآکتور هسته‌ای طبیعی در حدود  $10^9 \times 2$  سال قبل در منطقه اوکلو کار می‌کرده است، یعنی فراوانی نسبی  $^{235}\text{U}$  به قدر کافی بالا بود (حدود ۳ درصد) که می‌توانست موجبات فعالیت یک رآکتور کند شده با آب زیرزمینی را فراهم سازد. البته رآکتور می‌توانسته است حتی قبل از  $10^9 \times 2$  سال قبل نیز به کار افتاده باشد، اما تشکیل ذخایر اورانیم نظیر آنچه در ناحیه اوکلو وجود دارد، نیاز به انتقال یونهای اورانیل ( $\text{UO}_2^{+}$ ) از طریق آبهای زیرزمینی دارد، و اکنون اعتقاد بر آن است که قبل از تحول باکتری مولد اکسیژن در حدود  $10^9 \times 2$  سال قبل، در آب اکسیژن کافی برای تشکیل ذخیره اورانیم وجود نداشته است. بنابراین نیاز به آب با اکسیژن کافی و غنای ۳٪ برای  $^{235}\text{U}$ ، حدود نسبتاً مشخص عمر رآکتور را تضمین می‌کند.

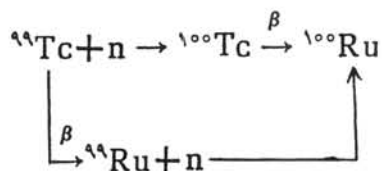
با برآورد مقدار کل ذخیره اورانیم و کمبود  $^{235}\text{U}$  در آن، معلوم شده است که حدود ۵ تن  $^{235}\text{U}$  در آن زمان شکافته شده بود. با احتساب  $200 \text{ MeV}$  انرژی آزاد شده در هر شکافت، این مقدار منجر به آزاد شدن انرژی کل  $2 \times 10^{30} \text{ MeV}$  یا حدود  $10^8 \text{ MW}\cdot\text{h}$  می‌شود. یک رآکتور قدرت امروزی می‌تواند با توان  $10^3 \text{ MW}$  کار کند. اما بعید است که رآکتور اوکلو در این سطح قدرت عمل کرده باشد زیرا جوشیدن آب منجر به حذف کندساز می‌شد و کار رآکتور را تا جمع‌آوری مجدد آب زیرزمینی به پایان می‌رسانید. میانگین سطح توان به احتمال زیاد چیزی در حد  $1 \text{ MW}$  بوده است. این برآورد نشان می‌دهد که ممکن است این رآکتور برای  $10^{10}$  ساعت یا  $10^6$  سال کار کرده باشد.

فرضیه قابل توجه رآکتور طبیعی با مشاهده فراوانی محصولات شکافت در معادن اوکلو تأیید می‌شود. شکل ۳۳.۱۳ فراوانیهای نسبی ایزوتوپهای Nd را در Nd طبیعی، در معادن اوکلو، و در بقایای محصولات شکافت  $^{235}\text{U}$  نشان می‌دهد. عدم سازگاری فراوانی Nd در اوکلو با Nd طبیعی و سازگاری آن با توزیع شکافت-پاره‌های لیلی بر درستی فرضیه رآکتور طبیعی است. شکل ۳۴.۱۳ روابط مشابهی را برای فراوانی ایزوتوپهای Ru نشان می‌دهد.



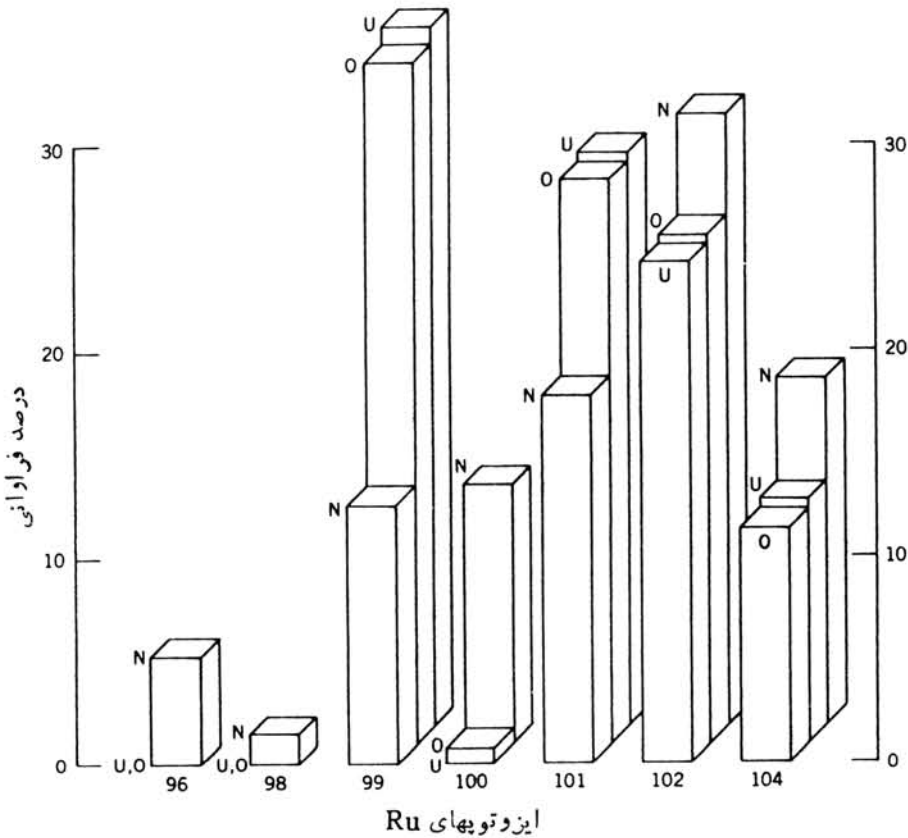
شکل ۳۳.۱۳ فراوانیهای ایزوتوپیهای نئودیمیم. N معرف فراوانی Nd طبیعی، U نشان دهنده فراوانی ناشی از شکافت  $^{235}\text{U}$ ، و O مبین فراوانی مشاهده شده در نمونه‌های سنگ معدن اوکلو است، فراوانیهای اوکلو بیشتر با فراوانیهای شکافت  $^{235}\text{U}$  سازگارند تا فراوانیهای Nd طبیعی.

فراوانی  $^{100}\text{Ru}$  اندکی با فراوانی حاصل از شکافت معمولی  $^{235}\text{U}$  تفاوت دارد. عقیده بر آن است که این فزونی اندک از گیراندازی نوترون در محصول شکافت (رادیواکتیو)  $^{99}\text{Tc}$  حاصل می‌شود که زنجیره آن به صورت زیر است



از این دو مسیر ممکن که به تولید  $^{100}\text{Ru}$  منجر می‌شود، مسیر بالایی دارای سطح مقطع بزرگتری





شکل ۳۴.۱۳ فراوانیهای ایزوتوپهای روتنیم در Ru طبیعی (N)، در شکافت اورانیم (U) و در معادن اوکلو (O). همانند مورد ایزوتوپهای Nd، فراوانیهای اوکلو و بافراوانیهای شکافت سازگاری دارند و بافراوانیهای Ru طبیعی ناسازگارند.

است و با توجه به نیمه عمر طولانی  $^{99}\text{Tc}$  (یعنی  $1.05 \times 10^5$  y) مطمئن می‌شویم که این ایزوتوپ به قدر کافی دوام می‌آورد تا یک نوترون را گیراندازی کند. با استفاده از فزونی مشاهده شده  $^{100}\text{Ru}$  می‌توان طول مدت عملکرد رآکتور اوکلو را برآورد کرد. مقادیر به دست آمده در حدود  $10^6$  y است که با برآورد مبتنی بر نقصان  $^{235}\text{U}$  سازگاری دارد.

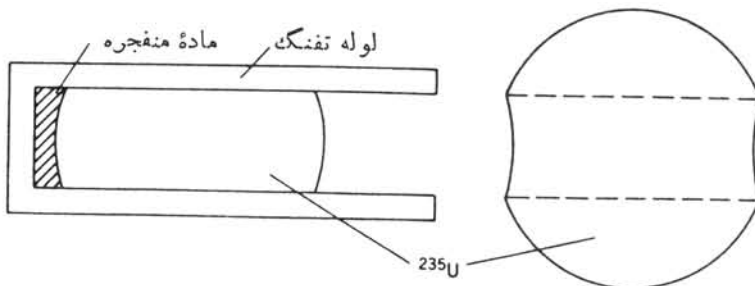
یک جنبه جالب و نهایی رآکتور اوکلو را که باید یادآور شویم آن است که محصولات شکافت هنوز هم در محل خود در ناحیه رآکتور هستند و خیلی کم جا به جا شده‌اند. علی‌رغم تغییرات اقلیمی، هیچ جا به جایی درخور اهمیتی در طول زمان  $2 \times 10^9$  سال برای محصولات شکافت روی نداده است. این نشان می‌دهد که طرح‌های امروزی دفن محصولات پسماند رآکتورهای قدرت در زمین‌ساختیهای پایدار ممکن است شایان توجه و قابل قبول باشد.

### ۹.۱۳ بمبهای شکافتی

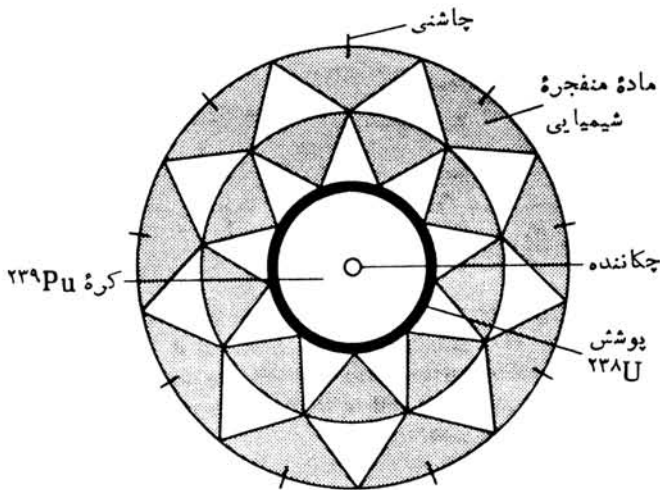
هرگاه آزادسازی انرژی یک مجموعه ابر بحرانی  $^{235}\text{U}$  یا  $^{239}\text{Pu}$  که به طور نمایی افزایش می‌یابد، بدون کنترل ادامه پیدا کند، بزودی بایک وضعیت شدیداً ناپایدار روبه‌رو خواهیم شد. انرژی آزاد شده در ماده شکافت پذیر باید منتشر شود، که طی این عمل غالباً سوخت شکافت پذیر متفرق می‌شود و لذا به صورت زیر بحرانی درمی‌آید. در قلب رآکتور،  $^{235}\text{U}$  نه به قدر کافی غنی شده است و نه به قدر کفایت متمرکز شده که حتی در صورت ابر بحرانی شدن، انفجاری در آن قابل تحقق باشد. برای ساختن یک بمب هسته‌ای، لازم است که قطعات زیر بحرانی را کنار هم بگذاریم و آنها را به صورت یک مجموعه ابر بحرانی درآوریم. این عمل باید آنقدر سریع انجام شود تا قبل از آنکه جرم لختی سوخت ابر بحرانی وارد عمل شود و مجموعه را به حالت زیر بحرانی درآورد، انرژی آزاد شده شکافت اثرات انفجاری مورد نظر را تولید کند.

دو طرح اساسی در ساخت بمبهای مبتنی بر شکافت به کار رفته‌اند. اولی طرح تفنگی است که در شکل ۳۵.۱۳ نشان داده شده است. در این حالت، مقداری  $^{235}\text{U}$  خالص را به صورت کره‌ای که یک قاچ از وسط آن بریده شده، درمی‌آورند. سپس، در موقع لزوم، قاچ را به سرعت به وسط کره شلیک می‌کنند تا مجموعه به صورت ابر بحرانی درآید. بمبی که در سال ۱۹۴۵ روی هیروشیما در ژاپن انداخته شد، از این نوع بود. انرژی آزاد شده در حدود  $10^{14}$  بوده که معادل یک بمب معمولی محتوی حدود ۲ کیلو تن TNT است. (انرژی رها شده از هر تن TNT حدود  $4 \times 10^9$  است.)

طرح دوم از نوع بمب انفجار داخلی است که در شکل ۳۶.۱۳ نشان داده شده است. در این حالت، یک جرم زیر بحرانی کروی از ماده شکافت پذیر توسط یک لایه کروی از مواد منفجره معمولی که آنرا احاطه کرده است، جدامی‌شود. هنگامی که ماده منفجره شونده به حالت انفجار می‌رسد، به طور کاملاً همزمان یک موج ضربه‌کروی ماده شکافت پذیر را متراکم می‌کند و به حالت ابر بحرانی درمی‌آورد. در سال ۱۹۴۵ میلادی اولین بمب هسته‌ای که در نیومکزیکو آزمایش شد و بمبی که روی شهر ناگازاکی ژاپن منفجر شد، از همین نوع بود. بهره این سلاحها،

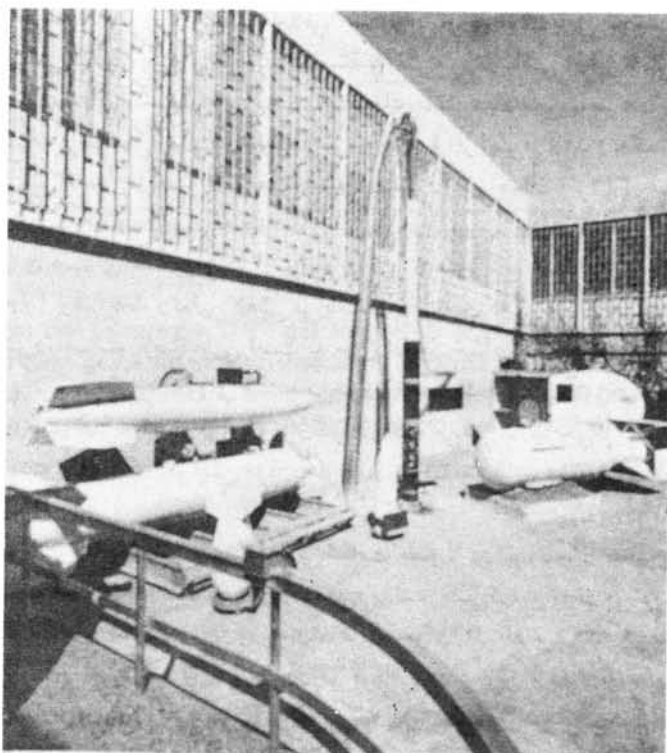


شکل ۳۵.۱۳ طرح بمب تفنگی که با استفاده از  $^{235}\text{U}$  تهیه می‌شود. پوشش خارجی جرم بحرانی که نوترونهای فراری را به داخل کره باز می‌تاباند و نیز چکاننده که چشمه نوترونی تأمین کننده نوترون اولیه برای شروع واکنش زنجیره‌ای در لحظه حصول جرم بحرانی است، نشان داده نشده‌اند.



**شکل ۳۶.۱۳** بمب انفجار داخلی  $^{239}\text{Pu}$ . انفجار ماده منفجره معمولی باعث تراکم قلب  $^{239}\text{Pu}$  و رسیدن به حالت ابر بحرانی می‌شود. یک چکاننده در مرکز کره نوترونها را برای شروع واکنش زنجیره‌ای تأمین می‌کند. پوشش  $^{238}\text{U}$  نوترونها را به داخل قلب بازگشت می‌دهد (و نیز می‌تواند از طریق شکافتهایی که با استفاده از نوترونها تند فراری در آن صورت می‌گیرد، نوترونها را اضافی تولید کند).

همانند بمب  $^{235}\text{U}$ ، تقریباً معادل ۲۰ کیلو تن ماده TNT بود. با آنکه بسیاری از جزئیات ساخت بمبهای شکافتی محرمانه هستند، بر اساس ابعاد فیزیکی مشخص (شکل ۳۷.۱۳)، می‌توان بر آورد کرد که ماده شکافت پذیر کره‌ای به قطر شاید در حدود ۱۰ cm را اشغال می‌کند و لذا جرمی در حدود ۱۰ kg دارد. (سطح مقطعیهای شکافت نوترون تند برای  $^{239}\text{Pu}$  و  $^{235}\text{U}$  در حدود ۱ تا ۲ بارن و مسافت آزاد میانگین نوترون در حدود ۱۰ cm است. لذا اندازه کره را مسافتی که طی آن یک نوترون به احتمال زیاد بر هم کنش خواهد داشت، تعیین می‌کند.) آزاد شدن انرژی  $[10^{14}]$  (معادل ۲۰ کیلو تن TNT) مستلزم شکافت شدن حدود  $3 \times 10^{24}$  اتم (با انرژی آزاد شده  $200 \text{ MeV}$  به ازای هر شکافت) است که با شکافت کامل اتمهای موجود در حدود یک کیلو گرم ماده شکافت پذیر متناظر می‌شود. بنا بر این، قبل از اینکه انرژی آزاد شده چگالی مواد شکافت پذیر را به مقدار زیر بحرانی کاهش دهد، تنها حدود ۱۰٪ سوخت موجود در بمب عملاً شکافته می‌شود. اثرات بمبهای هسته‌ای را در چند دسته می‌توان خلاصه کرد: موج انفجار (یک موج ضربه‌ای که به سرعت گسترش می‌یابد)، تابش گرمایی (که گاهی اوقات «گوی آتشین» نامیده می‌شود)، تابش هسته‌ای مستقیم (که غالباً به صورت، نوترونها و پرتوهای گامای حاصل از شکافت است)، و تابش هسته‌ای غیر مستقیم (که از واپاشی محصولات رادیواکتیو شکافت حاصل می‌شود). آسیب مستقیم ناشی از موج انفجار هسته‌ای را می‌توان به صورت یک جبهه موج کروی



**شکل ۳۷.۱۳** محفظه بزرگ در طرف راست مربوط به سلاح نوع انفجار داخلی پلوتونیم موسوم به «مرد چاق» است. محفظه کوچک جلوی آن نیز که «پسرك كوچك» نامیده می شود، مربوط به سلاح لوله تفنگی U2۳۵ است. محفظه های کوچکتر طرف چپ مربوط به سلاحهای تاکتیکی کیلو تنی هستند، و محفظه بالایی در طرف چپ مربوط به بمبهای گرما هسته ای است.

در نظر گرفت که به سرعت گسترش می یابد و باعث افزایش ناگهانی فشار هوا و سپس کاهش آن می شود. چگالی انرژی در این جبهه موج کروی به صورت  $1/2$  کاهش می یابد که صرفاً ناشی از یک اثر هندسی است. افزایش فشار حتی در فاصله یک کیلومتری از محل انفجار ۲۰ کیلو تن، در حدود یک اتمسفر است که برای تخریب ساختمانهای آجری کافی است. در فاصله دو کیلومتری، افزایش فشار تنها در حدود ۲۵ درصد اتمسفر و یا شاید  $3 \text{ psi}$  است که برای تخریب ساختمانهای چوبی کافی است و تکه-پاره ها را با سرعتهای حدود ۱۰۰ مایل در ساعت به حرکت درمی آورد.

شدت تابش گرمایی نیز طی گسترش موج گرمایی طبق  $1/2$  کاهش می یابد، اما علاوه بر آن، این تابش به خاطر جذب و پراکندگی انرژی در جو زمین نیز به صورت نمایی کاهش می یابد. در فاصله دو کیلومتری از محل انفجار ۲۰ کیلو تن، موج گرمایی (که در خلال حدود دو ثانیه پس از انفجار می رسد) هنوز هم برای ایجاد سوختگیهای پوستی درجه سوم در

کسانی که در معرض تابش قرار می‌گیرند کافی است و می‌تواند مواد قابل سوخت نظیر چوب و پارچه را مشتعل سازد. یکی از اثرات غیرمستقیم آتش‌سوزی ناشی از این تابش در بسیاری از مواد، ایجاد «طوفان آتشین» است که در آن گرمای آتش، بادهایی با سرعت ۵۰ تا ۱۰۰ مایل در ساعت به وجود می‌آورد که شدت آتش‌سوزی را افزایش می‌دهد و به گسترش آن کمک می‌کند (این یک اثر خاص هسته‌ای نیست، بمبهای آتش‌زا نیز همان اثر را ایجاد می‌کنند، اما یک انفجار هسته‌ای قادر است که طوفان آتشین را از یک بمب تنها هم تولید کند).

تابشهای هسته‌ای مستقیم (که از نوترونها و پروتوهای گاما تشکیل می‌شوند) نیز هم به صورت  $1/3^2$  و هم به طور نمایی کاهش می‌یابند و فاصله‌ای که در آن دزهای مهلك تابش دریافت می‌شود، همانند فاصله‌هایی است که موج انفجار خسارت‌های جدی به بار می‌آورد یا تابش گرمایی موجب سوختگیهای کشنده می‌شود (فاصله یک کیلومتری برای انفجار ۲۰ کیلو تنی). حتی دزهای کمتری که در فواصل بزرگتر دریافت می‌شوند نیز می‌توانند اثرات جدی درازمدت داشته باشند که افزایش موارد سرطان خون، سرطان، و نقصهای ژنتیکی از آن جمله است.

محصولات رادیواکتیو با عمر طولانی شکافت معمولاً در اثر انفجار تبخیر می‌شوند و به صورت بارشهای رادیواکتیو به روی زمین می‌ریزند. بعضی از این مواد می‌توانند به صورت ابری از بخار جا به جاشوند، و با ورود به ارتفاعات جو در اثر باد پراکنده شوند. این «ابر» پرتوزا می‌تواند برای یک سال یا بیشتر در جو فوقانی در گردش باشد و به تدریج روی زمین ریزش کند. بسیاری از محصولات با عمر کوتاه در خلال این مدت واپاشیده می‌شوند و ایزوتوپهای مهم باقیمانده پس از این دوره عبارتند از  $^{90}\text{Sr}$  و  $^{137}\text{Cs}$ . ایزوتوپ  $^{90}\text{Sr}$  بسیار نگران‌کننده است، زیرا از نظر شیمیایی شباهت به کلسیم دارد و می‌تواند در استخوانها متمرکز شود و با واپاشی خود سرطان استخوان را به وجود آورد.

هرگاه بمب در ارتفاع کم از سطح زمین منفجر شود، مواد روی زمین بر اثر گوی آتشین تبخیر و سپس این مواد تبخیر شده هم با ابر محصولات شکافت تبخیر شده مخلوط می‌شوند و پس از پخش و سرد شدن گوی آتشین به صورت ذراتی متراکم به زمین بازمی‌گردند. این ذرات به طور نسبتاً سریع (در حدود چند ساعت) به زمین بازمی‌گردند و در محدوده‌ای که با بادهای محلی کم ارتفاع تعیین می‌شود پخش می‌شوند. جمعیت تحت پوشش موج انفجار، حتی در فاصله دهها یا صدها مایل هم می‌توانند در معرض دزهای تابش خطرناک و شاید مهلك ناشی از واپاشی محصولات شکافت با عمر کوتاه قرار گیرند (از این رو، دوره اساسی برای انفجار بمب هسته‌ای قابل تصور است: یک انفجار هوایی) در ارتفاع بالا که هدف آن زیانهای موج انفجار روی ناحیه نسبتاً وسیع است می‌تواند به عنوان وسیله‌ای برای تخریب شهرها به کار رود و دیگر «انفجار زمینی» در ارتفاع کم که هدف آن تمرکز زیانهای موج انفجار در ناحیه‌ای کوچک است، مثل وقتی که می‌خواهند حمله‌ای علیه انبارهای موشک زیرزمینی صورت گیرد، ولی باید دانست که مقادیر ریزشهای موضعی در این حالت خیلی بالاست.

موضوع رعب‌آور و وحشتناکتر از این اثرات انفجار هسته‌ای آن است که طی یک دهه پس از ساخت و آزمایش سلاحهای شکافتی، سلاحهای گرم هسته‌ای مبتنی بر همجوشی به آزمایش

درآمدند. کارایی سلاحهای اخیر هزار مرتبه بیشتر است. حتی با آنکه اثرات بحث شده را باید به صورت ریشه دوم یا ریشه سوم کارایی در نظر بگیریم، تخریب کاملی که ممکن است در یک مرکز پر جمعیت به شعاع ۱۰ مایل (مثلاً قسمت اعظم شهر بزرگ نیویورک یا لوس آنجلس) در اثر یک انفجار منفرد صورت گیرد، واقعاً ترس آور است. میانجی نظری، کارایی، و اثرات سلاحهای گرما هسته‌ای را در بخش ۵.۱۴ مورد بحث قرار خواهیم داد.

### مراجعات تکمیلی

یکی از کارهای پیشرفته و جالب روی نظریه شکافت هسته‌ای عبارت است از:

R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, *Nuclear Fission* (New York: Academic, 1973),

کتاب زیر اثری مشابه در این زمینه است

L. Wilets, *Theories of Nuclear Fission* (Oxford: Clarendon, 1964),

مطالعه اولین مقاله در مورد کاربرد مدل قطره مایع برای توضیح شکافت بسیار مفید و کاری اساسی است.

N. Bohr, and J. Wheeler, *Phys Rev*, 56, 426 (1939),

ضمناً جنبه‌های تاریخی مسئله شکافت را می‌توان در کتاب زیر خواند:

H. G. Graetzer, and D. L. Anderson, *The Discovery of Nuclear Fission ; A Documentary History* (New York: Van Nostrand, 1971).

برای مرور کلی مسائل شکافت به مقالات زیر توجه کنید:

I. Halpern, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 9, 245 (1959),

J. S. Fraser and J. C. D. Milton, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 16, 379 (1966).

داده‌های تجربی درباره مطالعات شکافت، خصوصاً اطلاعات سطح مقطعها، در سلسله گزارشهای کنفرانس تحت عنوان فیزیک و شیمی شکافت جمع‌آوری و به صورت دوره‌ای توسط آژانس بین‌المللی انرژی اتمی (وین) منتشر شده است. دوره‌های مشابهی از مجلدات مقالات کنفرانسهای بین‌المللی به منظور استفاده صلحجویانه از انرژی اتمی نیز توسط سازمان ملل متحد چاپ و منتشر شده است.

مروری در سطح عمومی از انرژی هسته‌ای و اثرات آن را می‌توان در کتاب زیر

خواند:

D. R. Inglis, *Nuclear Energy-Its Physics and Its Social Challenge* (Reading, MA: Addison-Wesley, 1973).

تعداد زیادی کتاب درسی و تک نگاشت درباره فیزیک رآکتور و طراحی آن نوشته

شده‌اند که بعضی را در زیر نام برده‌ایم:

I. R. Cameron, *Nuclear Fission Reactors*, (New York: Plenum, 1982),

J. R. Lamarsh, *Introduction to Nuclear Reactor Theory* (Reading, MA, Addison-Wesley, 1966),

J. J. Duderstadt and L. J. Hamilton, *Nuclear Reactor Analysis* (New York:

- Wiley, 1976),  
 L. Massimo, *Physics of High-Temperature Reactors*(Oxford: Pergamon, 1976).
- برای مروری بر رآکتورهای زاینده به مراجع زیر رجوع کنید
- W. Hafele, D. Faude, E. A. Fischer, and H.J. Lane: *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 20, 393 (1970),  
 A. M. Perry and A. M. Weinberg, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 22, 317 (1972).  
 برای بررسی خلاصه مسائل مربوط به پسماندهای رادیواکتیو به مقالات زیر رجوع کنید
- Bernard L. Cohen, *Rev. Mod. Phys.* 49, 1 (1977) , *Am. J. Phys.* 54, 38 (1986),  
 مروری از این موضوع که توسط یک گروه تحقیق انجمن فیزیک آمریکا انجام شده است، در مقاله زیر به چاپ رسیده است
- Rev. Mod. Phys.*, 50, S1 (1978),  
 بحثی از تابشهای ناشی از نیروگاههای زغالسوز را می توان در مقاله زیر خواند
- J. P. McBride et al, *Science* 202, 1045 (1978).  
 بسیاری از جزئیات تکنیکی ایمنی رآکتور و حفاظت در برابر تابش در کتاب زیر مرور شده است
- Nuclear Power and Its Environmental Effects*, by S. Glasstone and W. H. Jordan, Published by the American Nuclear Society in 1980,  
 انجمن معلمین فیزیک آمریکا شش مقاله در سمپوزیوم ۱۹۸۲ درباره قدرت هسته‌ای به چاپ رسانیده است
- The Status of the Nuclear Enterprise*, edited by Morris, W. Firebaugh.  
 رآکتور اوکلو در کتاب کنفرانس زیر مرور شده است
- The Oklo Phenomenon*, Published by the International Atomic Energy Agency (Vienna) in 1975,  
 مراجع دیگر در این مورد عبارت اند از
- P. K. Kuroda, *The Origin of the Chemical Elements and the Oklo Phenomenon* (Berlin: Springer-Verlag, 1982),  
 M. Maurette, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 26, 319 (1976),  
 برای مقاله‌ای در سطح عمومی رجوع کنید به
- G. A. Cowan, «A Natural Fission Reactor» July 1976, *Scientific American*.
- امروزه بحث از بمبهای هسته‌ای بر اساس شکافت اساساً از نظر تاریخی جالب اند (مراجع مربوط به بمبهای همجوشی و همچنین اثرات سلاحهای هسته‌ای را در فصل بعد خواهیم دید). خلاصه کار زمان جنگ روی طرح مانهاتان را که اکنون غیر محرمانه شده است می توان در کتاب زیر مطالعه کرد
- H. D. Smyth *Atomic Energy for Military Purposes* (Washington, DC.

U.S. Government Printing Office, 1946),

جزئیات بیشتر کار در لوس آلاموس را در کتاب زیر بخوانید

L. Lamont, *Day of Trinity* (New York: Atheneum, 1965),

کار مشابهی که یک نظر مشخص تر را در مورد طراحی بمب بیان می کند، عبارت است از

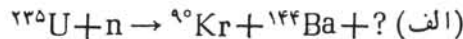
Jhon McPhee, *The Curve of Binding Energy* (New York: Farrar, Strauss and Giroux, 1974),

یک اثر جدید تاریخی در این زمینه، از دید انگلیسیها، کتاب زیر است

A. McKay, *The Making of the Atomic Age* (Oxford: Oxford University Press, 1984).

### مسائل

۰۱ انرژی آزاد شده (مقدار  $Q$ ) واکنشهای زیر را محاسبه کنید:



۰۲ در شکافت  $^{235}\text{U}$  به دو پاره  $A_1$  و  $A_2 = 236 - A_1$ ، انرژی دافعی کولنی دو پاره را درست در لحظه ای که در تماس بایکدی بگردند، رسم کنید. تمام مقادیر  $A_1$  از ۱ تا ۲۳۵ را در نظر بگیرید و فرض کنید  $Z/A$  هر پاره برابر همین نسبت در  $^{235}\text{U}$  باشد.

۰۳  $^{252}\text{Cf}$  نیمه عمری معادل ۲۶۴ سال و شاخه شکافت خود به خودی به نسبت ۳۰۹٪ دارد. چه تعداد نوترونهای شکافت در هر ثانیه به ازای هر میلی گرم  $^{252}\text{Cf}$  تشکیل می شود؟ (شکل ۷۰۱۳).

۰۴ ایزوتوپ  $^{254}\text{Cf}$  تقریباً منحصراً از طریق شکافت خود به خود واپاشیده می شود که نیمه عمر آن معادل ۶۰ روز است. انرژی آزاد شده در حدود  $225\text{MeV}$  به ازای هر شکافت است. (الف) کل قدرت شکافت ایجاد شده توسط ۱۰ میکروگرم  $^{254}\text{Cf}$  را محاسبه کنید. (ب) با فرض اینکه Cf شبیه یک فلز معمولی باشد، افزایش دمای نمونه  $\text{Cf}$  را در هر دقیقه که از گرمای شکافت حاصل می شود، به دست آورید.

۰۵ انرژی نوترون مورد نیاز برای ایجاد شکافت در  $^{208}\text{Pb}$  چقدر است؟ آیا احتمال دارد که چنین نوترونی از فرایند شکافت آزاد شوند و یک واکنش خود نگهدارنده وجود آورند؟

۰۶ با توجه به اینکه انرژی فعال سازی  $^{235}\text{U}$  مساوی  $6.2\text{MeV}$  است، کمینه انرژی ذره آلفایی که بتواند شکافت آن را به دنبال بمباران هدف  $^{232}\text{Th}$  تضمین کند چقدر است؟



۷. انرژیهای برانگیختگی و فعالسازی هسته‌های زیر را برای شکافت القایی نوترون گرمایی با هم مقایسه کنید (الف)  $^{239}\text{Pu}$ ، (ب)  $^{231}\text{Pa}$ ، (ج)  $^{237}\text{Np}$ ، (د)  $^{238}\text{Np}$ .
۸. کدامیک از هسته‌های زیر را انتظار دارید که سطح مقطع گرمایی بزرگی داشته باشند؟ (از بحث انرژی تزویج در بخش ۳.۱۳ استفاده کنید).
- (الف)  $^{251}\text{Cf}$ ، (ب)  $^{252}\text{Es}$ ، (ج)  $^{255}\text{Fm}$ ، (د)  $^{256}\text{Bk}$ .
۹. با استفاده از شکل ۷.۱۳ کسری از شکافتهای القا شده بانوترون را در  $^{235}\text{U}$  که هیچ نوترون آنی تولید نمی‌کند، برآورد کنید.
۱۰. تشکیل  $^{244}\text{Pu}$  در قلب یک رآکتور را که با اورانیم غنی شده به عنوان سوخت کار می‌کند مورد بحث قرار دهید (اطلاعات سطح مقطعها و واپاشیها را می‌توان در جدول ایزوتوپها به دست آورد). این ایزوتوپ یکی از بقایای با عمر طولانی انفجارات ابرنواختر است که طی آن نیز این ایزوتوپ از طریق گیراندازی نوترون تشکیل شده است.
۱۱. سطح مقطع شکافت گرمایی  $^{239}\text{Pu}$  برابر  $742$  بارن است، درحالی که سطح مقطع آن برای فرایندهای جذبی دیگر (غیر شکافت) برابر  $267$  بارن است. هر شکافت، به طور متوسط، تعداد  $2.86$  نوترون تند تولید می‌کند. میانگین تعداد نوترونهای حاصل از شکافت  $^{239}\text{Pu}$  را به ازای مصرف هر نوترون گرمایی به دست آورید.
۱۲. در محاسبه گرمای ذخیره شده در قلب یک رآکتور توسط واپاشیهای رادیواکتیو محصولات شکافت، لازم است که از جزئیات طیف شناختی  $\beta$  و  $\gamma$  در هر فرایند واپاشی آگاهی داشته باشیم. یعنی با داشتن مقدار  $Q$  هر واپاشی، مجموع انرژیهای کل گسیل شده  $\beta$  و  $\gamma$  را در هر فرایند واپاشی بدانیم. آیا این معلومات برای محاسبه گرمای واپاشی کافی است؟ برای تأیید بحث خود چند مثال ذکر کنید.
۱۳. در یک رآکتور اورانیم باکند ساز آب، افزایش دمای قلب روی آهنگ شکافت چه تأثیری خواهد داشت؟ اثرات کیفی دمارا مخصوصاً روی  $p$  و  $f$  در نظر بگیرید.
۱۴. مسمومیت ناشی از محصولات شکافت  $^{135}\text{I}$  و  $^{135}\text{Xe}$  را در نظر بگیرید. فرض کنید  $I$  مستقیماً در فرایند شکافت و با بهره  $\gamma_I = 64\%$  به ازای هر شکافت ایجاد می‌شود و از طریق واپاشی خود (تبدیل به  $^{135}\text{Xe}$ ) و نیز با گیراندازی نوترون (و تبدیل  $^{136}\text{I}$ ) از بین می‌رود. ضمناً فرض کنید  $\text{Xe}$  مستقیماً در شکافت ایجاد می‌شود ( $\gamma_{\text{Xe}} = 23\%$ ) و به طور غیرمستقیم هم در واپاشی  $^{135}\text{I}$  تولید می‌شود، و همچنین  $\text{Xe}$  از طریق واپاشی و نیز با گیراندازی نوترون از بین می‌رود. (الف) معادلات دیفرانسیل تغییر چگالی عددی  $I$  و  $\text{Xe}$  را ( $dn$ ) بر اثر این فرایندها بنویسید. این معادلات باید بر حسب سطح مقطع شکافت  $\sigma_f$ ، شار نوترون  $\phi$ ، چگالی عددی  $n_U$  از  $U$  شکافت پذیر، ثابتهای واپاشی  $\lambda_I$  و  $\lambda_{\text{Xe}}$ ، سطح مقطعهای گیراندازی  $\sigma_{\text{Xe}}(2.7 \times 10^6 \text{b})$  و  $\sigma_I(7\text{b})$  و بهره‌های  $\gamma_I$  و  $\gamma_{\text{Xe}}$  باشد. (ب) نشان دهید که

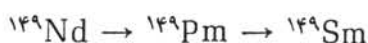
می‌توان سهم گیراندازی نوترون را در  $I$  صرفنظر کرد ولی نه در  $^{90}\text{Xe}$ . (ج) با توجه به شرایط اولیه  $n_{Xe}(0) = 0$ ،  $n_I(0) = 0$  و با فرض اینکه  $n_U$  و  $\phi$  ثابت‌اند، معادلات دیفرانسیل را حل کنید و  $n_I(t)$  و  $n_{Xe}(t)$  را به دست آورید. نشان دهید که مقادیر تعادلی در بزرگ عبارت‌اند از

$$n_I = \gamma_I \sigma_f n_U \phi / \lambda_I$$

$$n_{Xe} = (\gamma_I + \gamma_{Xe}) \sigma_f n_U \phi / (\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe} \phi)$$

(د) پس از رسیدن به تعادل، رآکتور در  $t = t_0$  خاموش می‌شود. در این صورت  $n_I(t')$  و  $n_{Xe}(t')$  را برحسب  $t' = t - t_0$  به دست آورید و رفتار آنها را از  $t = 0$  تا  $t \gg t_0$  رسم کنید. در شروع مجدد کار رآکتور، چه مسائلی ممکن است بروز کند؟

۱۵. نمونه دیگری از محصولات شکافت سمی (مسئله قبل) درزنجیره واپاشی مربوط به جرم ۱۴۹ تولید می‌شود.



سطح مقطعهای نوترون گرمایی عبارت‌اند از  $1400\text{b}$  برای  $^{149}\text{Pm}$  و  $42000\text{b}$  برای  $^{149}\text{Sm}$ . چگالی عددی هسته‌های Sm را برحسب تسابعی از زمان، در رآکتوری که با سطح توان ثابت برای چند هفته کار می‌کند (و در آن  $\phi$  ثابت نگاه داشته می‌شود) و سپس خاموش می‌شود، محاسبه و ترسیم کنید. (داهنمایی: در این مقیاس زمانی Nd با سرعت کافی واپاشیده می‌شود، به طوری که می‌توانید فرض کنید Pm فقط مستقیماً در شکافت و با بهره  $\gamma_{Pm} = 1.13\%$  تشکیل می‌شود).

۱۶. (الف) با وجود يك مجموعه متشکل از  $n$  نوترون گرمایی در يك رآکتور اورانیم طبیعی، چه تعدادی از اتمهای  $^{235}\text{U}$  (از کل  $N$  اتم سوخت) به دنبال جذب این نوترونها محو می‌شوند؟ (ب) چه تعداد اتم  $^{239}\text{Pu}$  ظاهر می‌شوند؟ تولید  $^{239}\text{U}$  را هم بر اثر جذب نوترونهای گرمایی اولیه و هم بر اثر جذب نوترونهای تند ثانویه حاصل از شکافت در نظر بگیرید. ضمناً  $p$  را مساوی  $0.09$  و  $\epsilon$  را مساوی  $1.0$  اختیار کنید. (ج) نسبت بین تعداد به دست آمده در (ب) و (الف) را نسبت تبدیل می‌نامند و معرف این معنی است که رآکتور مبدل تا چه حدی به عنوان زاینده عمل می‌کند، یعنی تا چه حدی بیشتر از آنچه مصرف می‌کند سوخت جدید به وجود می‌آورد؟ نسبت تبدیل را برآورد و تفسیر کنید. (د) این محاسبه‌ها را برای رآکتوری که با مخلوطی از  $1\%$  سوخت شکافت پذیر  $^{233}\text{U}$  ( $\sigma_a = 477\text{b}$ ،  $\sigma_f = 530\text{b}$ ) و  $99\%$  سوخت بسارور  $^{232}\text{Th}$  ( $\sigma_a = 74\text{b}$ ،  $\sigma_f = 0$ ) کار می‌کند، تکرار کنید.

۱۷. فرض کنید که محاسبه وابستگی زمانی گرمای حاصل از واپاشی پرتوزای محصولات

شکافت، پس از خاموش شدن يك رآكتور، به شما واگذار شده است. فهرستی از اطلاعات مورد نیاز را تهیه کنید، و آنگاه توضیح دهید که این اطلاعات قابل اندازه‌گیری هستند یا باید آنها را بر آورد کرد؟ هر فرضی را که نیاز به آن دارید به دقت مشخص کنید. در بررسی این مسئله تا سرحد امکان واقع بین باشید، و به خاطر داشته باشید که امکانات زمانی و پولی شما برای انجام آزمایشها نامحدود نیست.

۱۸. ضریب بهره‌وری گرمایی  $f$  به نسبت کل گیراندازیها در سوخت به تعداد کل جذب در سوخت و هر چیز دیگری (کندساز، مصالح ساختمانی، و غیره) بستگی دارد. فرض کنید يك رآكتور همگن داریم که با گرافیت کندسازی می‌شود و وزن گرافیت آن ۲۰ برابر وزن اورانیم است. اورانیم تا ۲٪ با ایزوتوپ  $^{235}\text{U}$  غنی شده است. ضریب بهره‌وری گرمایی را محاسبه کنید. این محاسبه، برای يك آرایش ناهمگن (یا کلوخه‌ای) چه تفاوتی خواهد داشت؟

## همجوشی هسته‌ای

شکل ۱۶.۳ روش دیگری از استخراج انرژی را از هسته نشان می‌دهد، بدین معنی که به جای حرکت از هسته‌های خیلی سنگین مثل مورد شکافت، می‌توان با شروع از هسته‌های خیلی سبک از منحنی انرژی بستگی بالا رفت و به طرف هسته‌های پایدار نزدیک شد. یعنی اگر دو هسته سبک را ترکیب کنیم و هسته‌ای با جرم کمتر از  $A = 56$  تشکیل دهیم، در این عمل انرژی آزاد می‌شود. این فرایند همجوشی هسته‌ای نام دارد زیرا از همجوشی دو هسته سبک یک هسته سنگینتر ایجاد می‌شود.

فرایند همجوشی از نقطه نظر تولید انرژی دارای چند مزیت واضح نسبت به شکافت است: هسته‌های سبک فراوان و به آسانی قابل حصول‌اند، و محصولات نهایی همجوشی معمولاً هسته‌های سبک پایدارند و نه هسته‌های سنگین پرتوزا. با این حال، یک اشکال قابل توجه آن است که هسته‌های سبک قبل از اینکه بتوانند ترکیب شوند باید بر دافعه کولنی متقابل غلبه کنند. شکافتی که در اثر جذب نوترون‌ها حاصل می‌شود، سد کولنی ندارد و لذا از ذرات تابشی با انرژی خیلی کم می‌توان استفاده کرد. در حقیقت، سطح مقطع  $^{235}\text{U}$  با کاهش انرژی نوترون افزایش می‌یابد. از طرف دیگر، با کاهش انرژی، سطح مقطع واکنشهای ناشی از ذرات باردار تمایل به کاهش دارد.

همجوشی دو هسته  $^2\text{Ne}$  را برای تشکیل  $^4\text{Ca}$  در نظر می‌گیریم. مقدار  $Q$  در حدود  $20.57\text{MeV}$  یا حدود  $5\text{MeV}$  به ازای هر نوکلئون است، که قابل مقایسه با انرژی آزاد شده در شکافت است. اما قبل از اینکه نیروهای هسته‌ای دو هسته  $^2\text{Ne}$  بتوانند بر هم کنش انجام دهند، باید آنها را به قدر کافی به یکدیگر نزدیک کنیم تا توزیع هسته‌ای آنها شروع

به همپوشی کند. در نقطه‌ای که سطوح هسته‌ها در تماس با یکدیگر قرار می‌گیرند، دافعه کوانتی مساوی  $212\text{MeV}$  است. اگر می‌توانستیم واکنش هسته‌ای را طوری انجام دهیم که در آن دو هسته  ${}^2\text{Ne}$  با انرژی جنبشی کل  $212\text{MeV}$  به یکدیگر نزدیک شوند، انرژی نهایی سیستم مساوی  $419\text{MeV}$  می‌شد که معرف انرژی جنبشی  $212\text{MeV}$  اولیه به علاوه  $207\text{MeV}$  انرژی آزاد شده طی واکنش (مقدار  $Q$ ) است. بنابراین بهره انرژی ضریب دو است، یعنی با صرف  $21\text{MeV}$  انرژی  $42\text{MeV}$  انرژی حاصل می‌شود.

شتاب دادن يك هسته  ${}^2\text{Ne}$  تا انرژی  $212\text{MeV}$  و برخورد دادن آن با يك هدف  ${}^2\text{Ne}$  محققاً مسئله مهمی نخواهد بود، ولی شتاب‌دهنده‌های یون سنگین ( ${}^2\text{Ne}$ ) در اصطلاح متخصصان شتاب‌دهنده يك «یون سنگین» است، در حالی که از نظر آنها «یون سبک» فقط شامل هسته‌های هیدروژن و هلیوم می‌شود) باریکه‌هایی در حدود نانوآمپر تا میکروآمپر تولید می‌کنند. در جریان  $10^{-6}\text{A}$ ، حتی اگر تمامی ذرات موجود در باریکه قادر به واکنش باشند (که انتظاری غیر محتمل است، زیرا مرتبه بزرگی پراکندگی چند مرتبه بیشتر از همجوشی است)، توان خروجی در حدود  $2\text{W}$  می‌شود که به سختی قادر است حتی چراغ آزمایشگاه شتاب‌دهنده را روشن کند!

روش دیگر انجام این کار آن است که يك محفظه گاز نئون را گرم کنیم تا انرژی گرمایی آن به قدری زیاد شود که احتمال نزدیکی دو هسته به یکدیگر و برخوردشان با انرژی  $212\text{MeV}$  قابل ملاحظه شود. به خاطر استفاده از انرژی گرمایی برای غلبه بر سه کولنی که مانع همجوشی است، این فرایند را همجوشی گرما هسته‌ای می‌نامند. چون میانگین انرژی جنبشی هر مولکول گاز  $(3/2kT)$  مساوی نصف  $212\text{MeV}$  است، باید داشته باشیم  $kT = 7\text{MeV}$ . دمای معمولی  $5025\text{eV} = kT$  است، لذا دمای لازم برای این فرایند به حدود  $10^8 \times 3$  برابر دمای معمولی یا تقریباً  $10^{11}\text{K}$  بالغ خواهد شد.

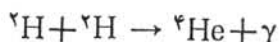
علی‌رغم موانع متعدد، امروزه تحقیقات فشرده و همه‌جانبه‌ای برای دسترسی به انرژی همجوشی در جریان است و در صدد هستند که تکنیک‌های کاملی برای گرم کردن هسته‌های همجوشی‌پذیر و نیز افزایش چگالی آنها به وجود آورند تا تعداد واکنشها به قدر کافی زیاد و انرژی خروجی با انرژی حاصل از رآکتور شکافت ( $10^9\text{W}$ ) قابل مقایسه شود. البته، منشأ انرژی خورشید و ستاره‌های دیگر نیز همین فرایند همجوشی است، و در نتیجه این فرایند را باید عامل اصلی تحول و تکامل حیات در کره زمین تلقی کرد. فهم همجوشی، برای درک محصولات انتهایی واکنشهای ستاره‌ای خیلی مهم است. هنگامی که قسمت اعظم سوخت گرما هسته‌ای به مصرف می‌رسد، ستاره ممکن است از مرحله نواختر یا ابرنواختر بگذرد و در نهایت به صورت مقدار قابل توجهی خاکستر کیهانی یا به صورت ستاره نوترونی یا حفره سیاه درآید. ترس آورترین محصول فرایند همجوشی سلاح‌های گرما هسته‌ای است که باید آن را بالای بزرگ تمدن امروزی و تهدید مستمر موجودیت بشر دانست.

در این فصل، مبانی فیزیکی فرایندهای همجوشی و کاربردهای مستقیم آن را در همجوشی خورشیدی، رآکتورهای همجوشی کنترل شده، و سلاح‌های گرما هسته‌ای مورد بحث قرار

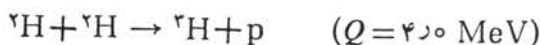
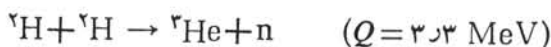
می‌دهیم. در فصل ۱۹، دیگر کاربردهای آن را در اخترفیزیک هسته‌ای در نظر خواهیم گرفت.

### ۱.۱۴ فرایندهای بنیادی همجوشی

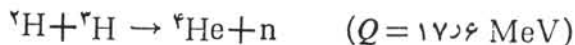
همان‌طور که در مقدمه این فصل متذکر شدیم، به‌خاطر محدودیت‌های مهم ناشی از سد کولنی، همجوشی هرگز نمی‌تواند (مانند فرایند شکافت) به‌صورت یک فرایند «طبیعی» روی کره زمین اتفاق بیفتد. باغلبه کردن بر سد کولنی، همجوشی خیلی محتمل می‌شود زیرا دو هسته روی هم افتاده به‌سرعت به‌یک حالت کمینه انرژی می‌رسند. لذا درک و توضیح فرایندهای بنیادی همجوشی به‌طور قابل توجهی آسان‌تر از فرایندهای شکافت است. بنیادین‌ترین واکنش همجوشی یعنی  $p + p \rightarrow {}^2\text{He}$  به‌خاطر ناپایدار بودن  ${}^2\text{He}$  امکان‌پذیر نیست (ولسی یک فرایند دیگر که قابل مقایسه با واپاشی بتا است و به‌تولید  ${}^2\text{H}$  منجر می‌شود، نخستین مرحله اصلی در همجوشی خورشیدی به‌شمار می‌رود؛ بخش ۳.۱۴). واکنش بنیادی دیگر عبارت است از



که حضور  $\gamma$  در آن برای برابری انرژی ضروری است زیرا  ${}^4\text{He}$  فاقد حالت‌های برانگیخته است. انرژی آزاد شده (مقدار  $Q$ ) مساوی است با  $23.8\text{MeV}$  که از انرژی‌های جدایی نوترون و پروتون از  ${}^4\text{He}$  بیشتر است. بنابراین محتمل‌ترین واکنشها عبارت‌اند از



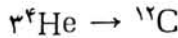
که واکنشهای دوتریم-دوتریم یا واکنشهای  $D-D$  نام دارند. البته هر چه محصول انتهایی پایدارتر تشکیل شود، انرژی آزاد شده در واکنش بیشتر خواهد بود. واکنشی که  ${}^4\text{He}$  را تشکیل می‌دهد، باید به‌آزادسازی انرژی فوق‌العاده‌زیادی منجر شود



این واکنش به نام واکنش دوتریم-تریتم یا واکنش  $D-T$  معروف است. هرگاه انرژی‌های جنبشی ذرات تابشی کم و قابل اغماض باشند، ذرات تولیدی  ${}^4\text{He}$  و  $n$  بارعایت قانون پایستگی تکانه خطی مقدار انرژی  $17.6\text{MeV}$  را بین خود تقسیم می‌کنند، و یک نوترون تک انرژی با انرژی  $14.1\text{MeV}$  پدیدار می‌شود. غالباً از این واکنش به‌عنوان یک منبع نوترونهای تند استفاده می‌شود. به‌خاطر آزادسازی انرژی زیاد (و به‌خاطر اینکه سد کولنی

بلندتر از سد مربوط به واکنشهای D-D نیست)، واکنش D-T برای استفاده در رآکتورهای همجوشی کنترل شده انتخاب شده است. یک اشکال آن است که بخش بزرگ انرژی به نوترون داده می‌شود، و در این شکل استخراج آن عملاً آسان نخواهد بود. در شکافت، مقدار کمی از انرژی آزاد شده به نوترونها داده می‌شود و انرژی جنبشی شکافت-پاره‌ها به آسانی قابل استخراج است.

همجوشی چهار پروتون که سرانجام به تولید  ${}^4\text{He}$  منجر می‌شود (در چند مرحله)، منشأ انرژی گرما هسته‌ای آزاد شده در ستاره‌های شبیه به خورشید است. وقتی که سوخت هیدروژن مصرف شده باشد، مرحله بعد همجوشی هلیوم است. ساده‌ترین واکنش یعنی  ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be}$  مشاهده نشده است زیرا  ${}^8\text{Be}$  تقریباً به همان سرعتی که تشکیل می‌شود مجدداً به دو  ${}^4\text{He}$  شکسته می‌شود ( $10^{-16}\text{s}$ ). در عوض، یک فرایند پیچیده‌تر صورت می‌گیرد



احتمال گردهم قرار گرفتن سه ذره در یک نقطه بسیار کوچک و قابل اغماض است. در عوض، این فرایند (در ستاره‌ها) ابتدا به صورت تراکم تعادلی کوچکی از  ${}^8\text{Be}$  شروع می‌شود و سپس گیراندازی یک ذره آلفای سوم توسط  ${}^8\text{Be}$  به واکنش تشدید  ${}^{12}\text{C}$  می‌انجامد. در این شرایط سطح مقطع به اندازه کافی بزرگ می‌شود و احتمال گیراندازی آلفا قبل از شکافت شدن  ${}^8\text{Be}$  قابل ملاحظه خواهد شد. بزرگتر بودن سد کوانتی و واکنشهای هلیوم نسبت به واکنشهای هیدروژن بدان معنی است که سوختن هلیوم فقط در ستاره‌های داغتر (قدیمتر) روی می‌دهد. در دماهای هنوز هم بالاتر، واکنشهای دیگری صورت می‌گیرند که می‌توانند انرژی را از همجوشی  ${}^{12}\text{C}$  و محصولات سنگینتر (تا  ${}^{56}\text{Fe}$ ) ایجاد کنند. در بخش ۳.۱۴ فرایندهای هیدروژن-سوخت را در خورشید و نیز در فصل ۱۹ جنبه‌های دیگر واکنشهای هسته‌ای ستارگان را مورد بررسی قرار خواهیم داد.

## ۲.۱۴ مشخصات همجوشی

آزاد سازی انرژی. محاسبه آزاد سازی انرژی در همجوشی بسیار مستقیمتر از آن چیزی است که در مورد شکافت دیدیم. کافی است که به سادگی مقدار  $Q$  مربوط به هر واکنش را محاسبه کنیم. در اکثر موارد همجوشی، از واکنشهای همجوشی کنترل شده تا فرایندهای خورشیدی، انرژی ذرات برهم کنشی در گستره  $10\text{keV} - 1$  قرار دارد. بنابراین در مقایسه با مقادیر  $Q$  که برابر چندین MeV است، انرژیهای جنبشی اولیه کوچک‌اند. در این صورت انرژی آزاد شده و انرژی نهایی کل ذرات حاصل با مقدار  $Q$  برای ذرات نهایی  $b$  و  $Y$  برابر است

$$\frac{1}{4} m_b v_b^2 + \frac{1}{4} m_Y v_Y^2 \simeq Q \quad (1.14)$$

مجدداً با چشمپوشی از حرکات اولیه، تکانه‌های نهایی بسا هم مساوی و در جهات مخالف یکدیگرند

$$m_b v_b \simeq m_Y v_Y \quad (۲.۱۴)$$

و از این رو

$$\frac{1}{2} m_b v_b^2 \simeq \frac{Q}{1 + m_b/m_Y} \quad (۳.۱۴)$$

$$\frac{1}{2} m_Y v_Y^2 \simeq \frac{Q}{1 + m_Y/m_b} \quad (۴.۱۴)$$

که از آن می‌توان توزیع انرژی و واکنشهای بنیادی همجوشی مطرح شده در بخش قبلی را محاسبه کرد.

یکی از نتایج این تقسیم انرژی به این صورت است که ذره محصول سبکتر سهم بیشتری از انرژی را با خود می‌برد. از معادله (۲.۱۴)، نسبت انرژیهای جنبشی برابر است با

$$\frac{\frac{1}{2} m_b v_b^2}{\frac{1}{2} m_Y v_Y^2} = \frac{m_Y}{m_b} \quad (۵.۱۴)$$

بنابراین در واکنش D-T، نوترون حاصل ۸۰٪ انرژی را با خود خواهد برد. در واکنشهای D-D، سهم انرژی پروتون یا نوترون حاصل ۷۵٪ انرژی موجود است.

سد کولنی. هر گاه  $R_a$  و  $R_X$  شعاعهای ذرات برهم‌کنش‌کننده باشند، سد کولنی برای هنگامی که ذرات درست در تماس سطحی‌اند عبارت است از

$$V_c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_a Z_X}{R_a + R_X} \quad (۶.۱۴)$$

اثر سد کولنی بر واکنش همجوشی خیلی شبیه به اثر سد کولنی در واپاشی آلفا است. حاصلضرب  $Z_a Z_X$  سرانجام در یک عبارت نمایی احتمال نفوذ از سد ظاهر می‌شود، و لذا سطح مقطع همجوشی خیلی نسبت به سد کولنی حساسیت خواهد داشت. بنا بر این احتمال تحقق همجوشی به سرعت با افزایش  $Z_a Z_X$  کاهش خواهد یافت، و ارتفاع سد ایزوتوپهای هیدروژن کمترین مقدار ممکن است. برای واکنش D-T داریم  $V_c = 0.۴ \text{ MeV}$  ولی با آنکه ارتفاع سد پایین‌ترین مقدارش را دارد، هنوز هم از انرژی ذره تابشی که حدود ۱۰-۱ keV است بیشتر است. البته لزومی ندارد که انرژی ذرات در بالای سد قرار گیرد. درست همانند آنچه در واپاشی آلفا دیدیم، احتمال نفوذ درست است که نتیجه نهایی را تعیین می‌کند.



سطح مقطع. سطح مقطع همجوشی را می‌توان با استفاده از رابطه‌ی اساسی سطح مقطعهای واکنش هسته‌ای، معادله‌ی (۷۰.۱۱)، به دست آورد. برای ذراتی که در انرژیهای گرمایی برهم کنش می‌کنند، ممکن است که واکنش دور از ناحیه‌ی تشدید صورت گیرد و لذا وابستگی انرژی سطح مقطع عمدتاً از دو جمله ناشی می‌شود: عامل  $k^{-2}$  (که یک وابستگی  $v^{-2}$  را به دست می‌دهد) و یک احتمال واکنش جزئی که برای ذرات باردار شامل یک ضریب نفوذ درسد به شکل  $e^{-2G}$ ، همانند مورد مر بوط به واپاشی آلفا از در معادله‌ی (۱۵.۸)، است. بنا بر این داریم

$$\sigma \propto \frac{1}{v^2} e^{-2G} \quad (۷۰.۱۴)$$

که در آن  $G$  اساساً از معادله‌ی (۱۷.۸) و پس از قراردادن انرژی مرکز جرم  $E$  ذرات برهم کنش کننده به جای مقدار  $Q$  به دست می‌آید. چون  $E \ll B$  است، معادله‌ی (۱۷.۸) را می‌توان با تقریب به صورت زیر نوشت

$$G \simeq \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\pi Z_a Z_x}{\hbar v} \quad (۸.۱۴)$$

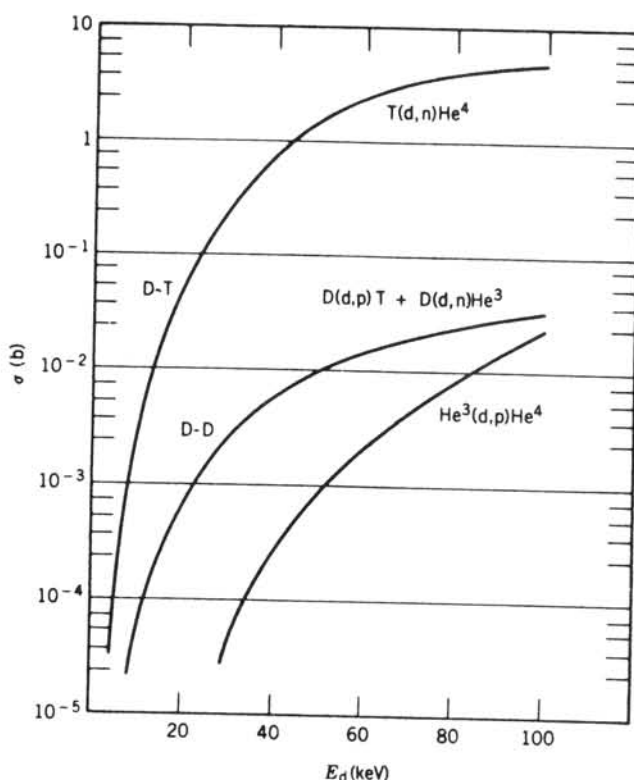
در این روابط،  $v$  معرف سرعت نسبی ذرات واکنشی است. ضریب تناسب مورد نیاز در معادله‌ی (۷۰.۱۴) شامل عناصر ماتریس هسته‌ای و ضرایب آماری است که به اسپین ذرات بستگی دارند، ولی وابستگی انرژی به طور کامل به وسیله‌ی ضرایب موجود در معادله‌ی (۷۰.۱۴) منظور شده است. شکل ۱۰.۱۴ منحنی نمایش رابطه‌ی حاصل را نشان می‌دهد.

**آهننگ واکنش.** همان طور که در بخشهای ۳.۰۶ و ۳.۱۲ بحث شد، آهننگ واکنش هسته‌ای به حاصلضرب  $\sigma v$  بستگی دارد. برای واکنشهای ناشی از نوترون در خارج ناحیه تشدید داریم  $\sigma \propto 1/v$  و لذا حاصلضرب  $\sigma v$  مقداری ثابت است. برای واکنشهای همجوشی چنین موردی وجود ندارد. بعلاوه در همجوشی گرما هسته‌ای، توزیع سرعت ذرات با توزیع سرعت ماکسول-بولتزمن داده می‌شود

$$n(v) \propto e^{-mv^2/2kT} \quad (۹.۱۴)$$

که در آن  $n(v)v^2 dv$  احتمال نسبی یافتن ذره‌ای با سرعت بین  $v$  و  $v+dv$  در مجموعه‌ای از ذرات در حال تعادل گرمایی در دمای  $T$  است. در چنین مجموعه‌ای از هسته‌ها که همجوشی گرما هسته‌ای در آن صورت می‌گیرد، مناسب است که میانگین  $\sigma v$  را در گستره‌ی تمام سرعتها یا انرژیها محاسبه کنیم

$$\langle \sigma v \rangle \propto \int_0^{\infty} \frac{1}{v} e^{-2G} e^{-mv^2/2kT} v^2 dv \quad (۱۰.۱۴)$$

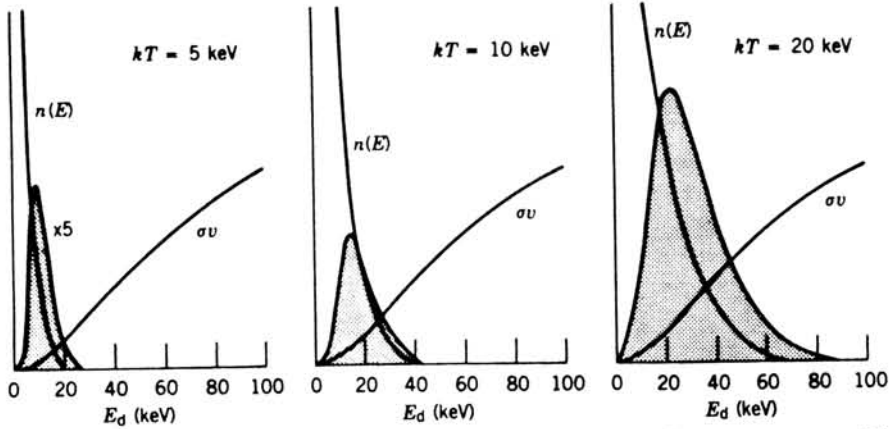


شکل ۱۰۱۴ سطح مقطع واکنشهای همجوشی.

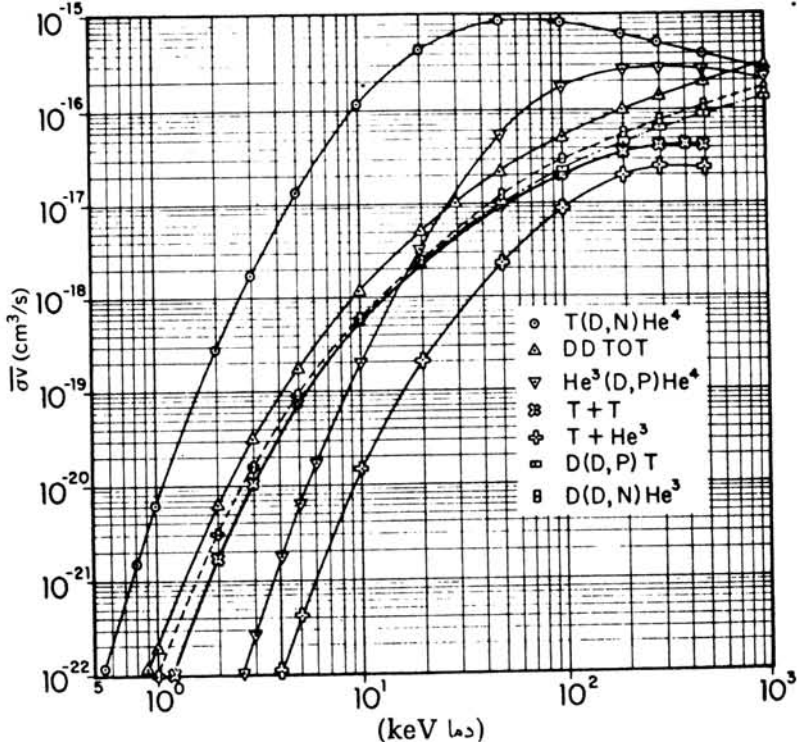
یا

$$\langle \sigma v \rangle \propto \int_0^{\infty} e^{-\gamma G} e^{-E/kT} dE \quad (11.14)$$

شکل ۲۰۱۴ نمونه‌ای از ادغام حاصلضرب  $\sigma v$  را با تابع توزیع ماکسول-بولتزمن دردماهای مختلف نشان می‌دهد. در دمای پایین، همپوشی ضعیفی بین  $n(E)$  و  $\sigma v$  وجود دارد، و مقدار میانگین کوچک است. در دمای خیلی بالای  $T$ ، مساحت متناظر به توزیع ماکسول-بولتزمن کم می‌شود و مجدداً مقدار میانگین  $\sigma v$  کوچک است. دردماهای بینابین،  $\langle \sigma v \rangle$  به یک مقدار بیشینه افزایش می‌یابد. شکل ۳۰۱۴، مقدار  $\langle \sigma v \rangle$  را به صورت تابعی از دما برای چند واکنش همجوشی نشان می‌دهد. دردماهای خیلی بالا، ( $T \sim 10^8 \text{K}$ ) متناظر به انرژیهای از مرتبه  $10 \text{ MeV}$ ) واکنش D-T ممکن است کمتر از واکنشهای دیگر قابل توجه باشد، ولی در ناحیه‌ی دمایی که احتمالاً در یک رآکتور همجوشی گرما هسته‌ای قابل حصول است (ناحیه‌ی  $1 - 10 \text{ keV}$  یا  $10^7 - 10^8 \text{K}$ )، واکنش D-T به‌وضوح مورد توجه است.



شکل ۳۰۱۴ ادغام حاصلضرب  $\sigma v$  با توزیع انرژی ماکسول-بولتزمن در دماهای متناظر با  $kT = 5, 10, 20 \text{ keV}$  منحنی  $n(E)$  توزیع ماکسول-بولتزمن را نشان می‌دهد که متناسب با  $n(E) \propto \exp(-E/kT)$  است. منحنی  $n(E)$  در انرژیهای پایین به صفر نزول می‌کند که در شکل نشان داده نشده است. ناحیه هاشور خورده حاصلضرب را نشان می‌دهد. به افزایش سطح ناحیه هاشور خورده بر اثر افزایش  $kT$  که همانند آنچه در شکل ۳۰۱۴ نشان داده شده است، متناظر با افزایش  $\langle \sigma v \rangle$  است توجه کنید. انرژی دوترون،  $E_d$ ، با نصف انرژی کل واکنش مرکز جرم،  $E$ ، برابر است.



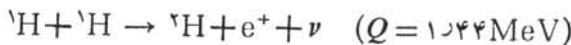
شکل ۳۰۱۴ مقادیر میانگین  $\sigma v$  در گستره توزیع انرژی ماکسول-بولتزمن برای واکنشهای مختلف همجوشی.

نظریه ساده‌ای که در این بخش برای بر آورد  $\langle \sigma v \rangle$  به کار رفته است، فقط برای واکنش D-D مناسب است، برای واکنشهای شامل دو هسته متفاوت (مثلاً D-T) باید سرعتهای ذرات مختلف را بهتر مورد نظر قرار دهیم. سطح مقطع و آهنگ واکنش باید شامل يك سرعت نسبی،  $\sigma(v_{rel}), \langle \sigma(v_{rel})v_{rel} \rangle$  باشد، و میانگین گیری باید روی توزیع ماکسول-بولتزمن مربوط به هر دو نوع ذره انجام شود. با آنکه جزئیات خاص این عملیات ممکن است پیچیده تر باشند، نتایج کلی درباره آهنگ واکنش همجوشی همچنان معتبر باقی می ماند.

### ۳.۱۴ همجوشی خورشیدی

قبل از بحث اینکه چگونه به همجوشی گرما هسته‌ای روی کره زمین نائل می شویم، خورشید را در نظر می گیریم که می توان آن را پیش نمونه کاملاً موفقی از رآکتور گرما هسته‌ای خود نگهدار به حساب آورد. تا آنجا که با توجه به شواهد سنگواره‌ای کره زمین می توان گفت، تولید و بازده تابشی خورشید در يك مقیاس زمانی بیش از  $10^9$  سال تقریباً ثابت مانده است.

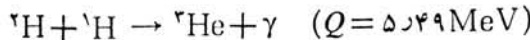
فرایند اصلی که در خورشید (واکثر ستاره‌های دیگر) رخ می دهد، همجوشی هیدروژن و تبدیل آن به هلیوم است. هیدروژن فراوانترین ماده موجود در عالم است. بیش از ۹۰٪ اتمهای جهان را هیدروژن تشکیل می دهد و کمتر از ۱٪ باقیمانده نیز اتمهای هلیوم اند. (این مقدار هلیوم در خلال مراحل اولیه تحول عالم تشکیل شده بود و نه در نتیجه فرایندهای ستاره‌ای بعدی). تمام واکنشهای مربوط به هر چرخه همجوشی را باید واکنش دوجسمی (دو ذره در حالت اولیه) تلقی کرد، زیرا برخورد همزمان سه ذره واقعه‌ای غیر محتمل است. مرحله اول در فرایند همجوشی باید ترکیب دو پروتون باشد که تنها سیستم دونوکلونی پایدار را خواهد ساخت



حضور  $\nu$  در حالت نهایی نشانه يك فرایند برهم کنش ضعیف است که باید طی تبدیل يك پروتون به يك نوترون صورت گرفته باشد (انرژی کافی برای ایجاد يك مزون و تحقق تبدیل  $p \rightarrow n + \pi^+$  در دسترس نیست). سطح مقطع فرایندهای برهم کنش ضعیف خیلی کوچک است. برای تشکیل دو تریتم، سطح مقطع محاسبه شده در انرژیهای keV از مرتبه  $10^{-23}$  و در انرژیهای MeV از مرتبه  $10^{-23}$  است. دمای مرکزی خورشید در حدود  $15 \times 10^6 \text{K}$  است که متناظر با انرژی ۱ keV برای متوسط انرژی پروتون است. اما برای محاسبه آهنگ واکنش لازم است که  $\langle \sigma v \rangle$  در گستره تمام انرژیها را به دست آوریم، و این نکته را در نظر داشته باشیم که نفوذ آسان از سد کولنی برای ذرات با انرژی MeV در انتهای منحنی توزیع ماکسول-بولتزمن به طریقی باشد کم در این قسمت انتهای جبران می شود. با این حال، آهنگ واکنش خیلی کم است و حتی در چگالیهای بالا در قلب خورشید (با چگالی حدود  $125 \text{g/cm}^3$  یا  $75 \times 10^{25}$  پروتون در هر سانتی متر مکعب)، آهنگ واکنش تنها در

حدود  $5 \times 10^{-18}$  درهر ثانیه و به ازای هر پروتون است. آنچه خورشید را در حال تابش نگاه می‌دارد، تعداد بسیار زیاد پروتونهای واکنش کننده است که به حدود  $10^{56}$  می‌رسد، به طوری که آهنگ واکنش کل از مرتبه  $10^{38}$  درهر ثانیه است. این مرحله از چرخه همجوشی خورشیدی را غالباً «گردنهٔ بطری» می‌نامند؛ زیرا کندترین مرحله و دارای کمترین احتمال است.

به دنبال تشکیل دوترون، واکنش زیر با احتمال خیلی زیادی می‌تواند صورت گیرد

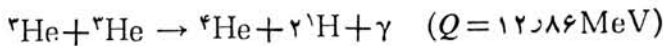


در این مرحله به خاطر تعداد کم دوترونها، تحقق واکنشهای D-D بسیار غیر محتمل است؛ زیرا تنها به ازای هر  $10^{18}$  پروتون یک دوترون تشکیل می‌شود و بنابراین در حدود  $10^{18}$  مرتبه احتمال بیشتری وجود دارد که یک دوترون با پروتونی واکنش انجام دهد تا با یک دوترون دیگر. لذا دوترونها تقریباً با همان سرعتی که تشکیل می‌شوند به  ${}^3\text{He}$  «تبدیل می‌شوند».

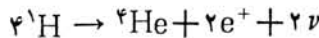
واکنشهای  ${}^3\text{He}$  با پروتونها امکان پذیر نیستند



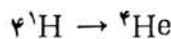
ایزوتوپ  ${}^4\text{Li}$  به صورت سیستم مقید وجود ندارد و به محض تشکیل فوراً شکسته می‌شود. ضمناً غیر محتمل است که  ${}^3\text{He}$  با  ${}^1\text{H}$  واکنش انجام دهد زیرا چگالی  ${}^2\text{H}$  خیلی پایین است و نیز  ${}^2\text{H}$  به سرعت به  ${}^3\text{He}$  تبدیل می‌شود. در این صورت سرنوشت  ${}^3\text{He}$  این است که مدتی سرگردان بماند تا اینکه  ${}^3\text{He}$  دیگری را بیابد



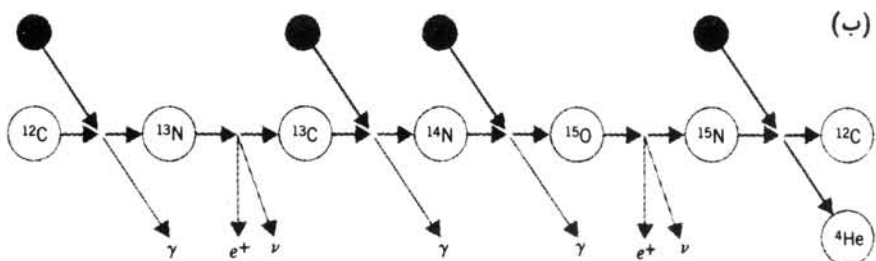
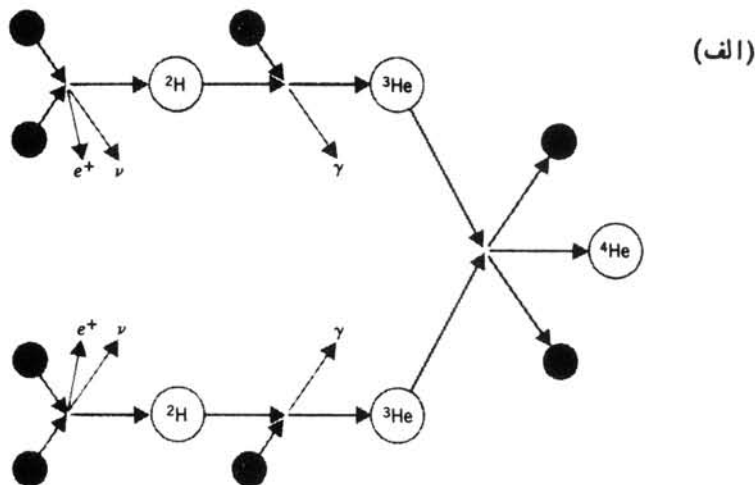
در شکل ۴.۱۴ فرایند کامل به طور طر حواره نشان داده شده است که آن را چرخهٔ پروتون-پروتون می‌گویند. واکنش خالص تبدیل چهار پروتون به یک هستهٔ هلیوم است



برای به دست آوردن مقدار کل  $Q$ ، باید به خاطر داشته باشیم که واکنشهای مورد بحث ما دربارهٔ ذرات هسته‌ای لخت بوده است. در اینجا تعداد چهار الکترون را به هر دو طرف این فرایند می‌افزاییم تا چهار اتم خنثای H در طرف چپ و یک اتم خنثای He را در طرف راست و بادو الکترون اضافی که سبب نابودی پوزیترونها می‌شود به دست آید. بنابراین فرایند خالص به صورت زیر است

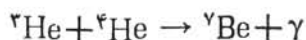


که مقدار  $Q$  آن برابر  $26.7 \text{ MeV}$  است. انرژی تبدیل شده به تابش خورشیدی به ازای هر



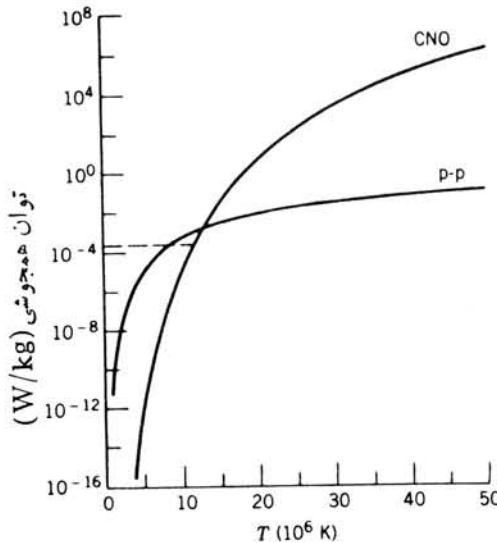
شکل ۴۰۱۴ (الف) رشته فرایندهای زنجیره پروتون-پروتون درواکنشهای همجوشی. (ب) چرخه کربن (CNO) درواکنشهای همجوشی.

چرخه اندکی از این مقدار کمتر است، زیرا نوترینوها مستقیماً از قلب خورشید خارج می‌شوند بی آنکه در گرم کردن فوتوسفر خورشید هیچگونه سهمی داشته باشند. ناحیهٔ اخیر خارجترین ناحیهٔ خورشید است که در آن انرژی آزاد شده درواکنشهای هسته‌ای به نور تبدیل می‌شود. سر نوشت دیگر هستهٔ  ${}^3\text{He}$  این است که بایک ذرهٔ  $\alpha$  روبه‌رو شود

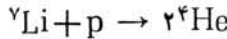


که بایکی از واکنشهای زیر دنبال می‌شود

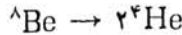
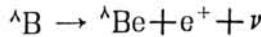
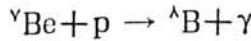




شکل ۵.۱۴ تولید توان به ازای یکی جرم سوخت در فرایندهای پروتون-پروتون و پروتون و CNO. خط چین معرف توان خورشید است که به حدود  $2 \times 10^4 \text{ W/kg}$  می‌رسد.



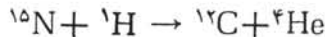
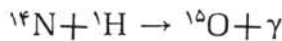
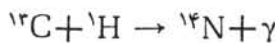
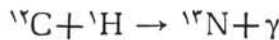
یا شاید بازنجیره زیر تعقیب شود



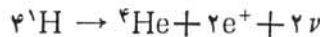
واکنش خالص و مقدار خالص  $Q$  برای این هر سه مسیر یکسان‌اند. اینکه کدامیک عملاً انتخاب شود به ترکیب ستاره و نیز به دمای آن بستگی دارد. در مورد خورشید، با مشاهده نوترینوها می‌توان این سه راه را مورد تحقیق قرارداد. در مورد اول، توزیع پیوسته‌ای از نوترینوها با بیشینه انرژی  $4.2 \text{ MeV}$  به دست می‌آوریم. در مورد دوم، گیراندازی الکترون در  ${}^7\text{Be}$  که پدیده‌ای دو جسمی است به تولید نوترینوی تک انرژی با انرژی  $8.62 \text{ MeV}$  منجر می‌شود، در حالی که واپاشی  ${}^8\text{B}$  به توزیع نوترینوی پیوسته‌ای با انرژی انتهایی  $14 \text{ MeV}$  خواهد انجامید. برای مشاهده این نوترینوها، دیویس آزمایش حساسی را طرح‌ریزی کرد که قبلاً در بخش ۶.۹ مورد بحث قرار گرفت. بعد از چندین سال آزمایش، دیویس تنها کسر کوچکی (در حدود یک سوم یا کمتر) از تعداد نوترینوهای مورد انتظار خورشید را مشاهده کرد.

مشاهده نوترینو در عمل می‌تواند پنجره‌ای را به اعماق خورشید بگشاید، زیرا نور مرئی

که از خورشید به ما می‌رسد مشخصه سطح آن است و معرف پرتوهای گامای حاصل از واکنشهای قلب خورشید است که طی گذار به سطح آن چندین هزار بار پراکنده شده‌اند. همچنین شاید میلیونها سال طول بکشد تا این تابش به سطح برسد. در این صورت، نوری که امروزه مشاهده می‌کنیم، حاصل از فرایندهایی است که میلیونها سال قبل به وقوع پیوسته‌اند. از طرف دیگر، نوترینوها با سرعت نور مستقیماً از قلب خورشید به ما می‌رسند. بنابراین، تلاش در جهت درک این مطلب بسیار مهم است که چرا نتایج آزمایش دیویس با نظریه ناسازگاری دارد، و باید آزمایشهای دیگری را طرح ریزی کنیم که نسبت به قسمتهای دیگر طیف نوترینو حساس باشند. هر گاه علاوه بر هیدروژن و هلیوم عناصر سنگینتری در داخل یک ستاره موجود باشند، رشته‌مفتاوتی از واکنشهای همجوشی ممکن است در آن به وقوع بپیوندد. یکی از این رشته‌های ممکن چرخه کربن یا چرخه CNO است



در این حالت،  $^{12}\text{C}$  نه تولید می‌شود و نه از بین می‌رود، بلکه به صورت یک عامل فعل و انفعال وارد عمل می‌شود تا به فرایند همجوشی کمک کند. فرایند خالص عبارت است از



که دقیقاً همان چرخه پروتون-پروتون است، و مقدار  $Q$  آن نیز با مقدار قبلی برابر است. چرخه کربن می‌تواند سریعتر از چرخه پروتون-پروتون دنبال شود، زیرا شامل فرایندی نیست که قابل قیاس با گردنه بطری در همجوشی دوتریم باشد. اما برای واکنشهای پروتون با کربن و نیتروژن، سد کولنی  $e$  تا  $\gamma$  مرتبه بلندتر از سد متناظر در واکنشهای پروتون-پروتون است. لذا در دماهای بالاتر، چرخه کربن غالب است، زیرا انرژی گرمایی اضافی لازم برای افزایش احتمال نفوذ از سد کولنی در دسترس است (شکل ۵.۱۴).

میانگین تابش خورشید در سطح زمین در حدود  $1.36 \times 10^3 \text{ W/m}^2$  است که (با فرض توزیع یکنواخت در فضا) بدان معنی است که توان کل خروجی خورشید در حدود  $4 \times 10^{26} \text{ W}$  می‌شود. هر واکنش همجوشی حدود  $25 \text{ MeV}$  انرژی تولید می‌کند و بنابراین در حدود  $10^{28}$  واکنش همجوشی در ثانیه در خورشید روی می‌دهد، و در نتیجه  $4 \times 10^{28}$  پروتون در ثانیه مصرف می‌شود. با این آهنگ، انتظار می‌رود که خورشید برای  $10^{10}$  سال دیگر به صرف سوخت هیدروژن ادامه دهد.



هنگامی که سوخت هیدروژن در یک ستاره تمام می‌شود، واکنشهای همجوشی هلیوم طی فرایند  ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^4\text{He}$ ، دردمای بالاتری که برای نفوذ در سد کولنی لازم است، ممکن است در آن ادامه یابد. با تحقق واکنشهای دیگر که شامل همجوشی هسته‌های سبک و گیراندازی ذره آلفا هستند نیز ممکن است آزادسازی انرژی ادامه یابد. در این صورت، فرایند درحالی  ${}^{56}\text{Fe}$  ختم خواهد شد، زیرا در این نواحی از ترکیب هسته‌ها هیچ بهره‌ای از انرژی عاید نمی‌شود. این قاعده نسبتاً ساده نه تنها کمک می‌کند که طرز کار گروه‌های متعدد ستاره‌های مشاهده شده را تا حدی توضیح دهیم، بلکه وسیله‌ای است که ما را قادر می‌سازد تا فراوانی نسبی انواع اتمهای متفاوت را درک کنیم (اتمهای سبک با Z زوج که از طریق گیراندازی متوالی آلفا در  ${}^{12}\text{C}$  ساخته می‌شوند، خیلی فراوانتر از اتمهای مجاورشان با Z فرد هستند؛ تقریباً فراوانی هر چیزی که بالاتر از Fe باشد کمتر از هر چیز دیگری است که زیر Fe باشد). جزئیات بیشتر مربوط به اختر فیزیک هسته‌ای را که شامل تحول ستاره‌ها و ایجاد عناصر است، در فصل ۱۹ مورد بررسی قرار می‌دهیم.

#### ۴.۱۴ رآکتورهای همجوشی کنترل شده

اساس کنترل واکنشهای همجوشی و استخراج انرژی از آن عبارت است از گرم کردن یک سوخت گرم هسته‌ای تا دماهای حدود  $10^8\text{K}$  (میانگین انرژی جنبشی ذرات در حدود  $10\text{keV}$  است)، درحالی که به طور همزمان چگالی سوخت را در زمان به قدر کافی طولانی به قدر کافی بالا نگه می‌دارند تا آهنگ واکنشهای همجوشی به اندازه‌ای باشد که توان مورد نظر را تولید کند. در این دماها، اتمها باید یونیده شوند (برای هیدروژن تنها  $13.6\text{eV}$  انرژی برای کندن الکترون و لخت کردن اتم کافی است) و لذا سوخت به صورت مخلوط داغی از ابر یونهای مثبت و الکترونهای منفی و از نظر الکتریکی کاملاً خنثی است. چنین وضعیتی را پلازما می‌نامند که معادلات دینامیکی حاکم بر رفتار پلازما از سطح این کتاب خارج است. خواص الکترواستاتیکی پلازما، یک مقیاس طول به نام طول دبی در اختیار می‌گذارد

$$L_D = \left( \frac{4\pi\epsilon_0 kT}{e^2 4\pi n} \right)^{1/2} \quad (12.14)$$

که در آن  $n$  میانگین چگالی یون یا الکترون است (البته در مقیاس میکروسکوپی، مقدار چگالی افت و خیز موضعی قابل ملاحظه‌ای خواهد داشت). با استفاده از چگالیهای اجسام جامد ( $10^{28}\text{m}^{-3}$ ) به عنوان یک معیار تقریبی، طول دبی برای پلاسمای  $10\text{keV}$  در حدود  $10^{-8}\text{m}$  است. تعداد ذرات موجود در حجمی از پلازما به ابعاد یک طول دبی در حدود  $10^4$  است. برای پلاسمای رقیق‌تری که چگالی آن در حدود  $10^{22}/\text{m}^3$  باشد، طول دبی برابر  $10^{-5}\text{m}$  و تعداد ذرات موجود در حجمی به ابعاد یک طول دبی برابر  $10^7$  است. در هر یک از این دو حالت حدی دو خاصیت اصلی وجود دارد: اندازه ابعاد فیزیکی پلاسمای واکنش‌کننده خیلی بزرگتر از طول دبی است، و تعداد ذرات موجود در هر حجم مشخصه خیلی زیاد است. با توجه به همین

دو خاصیت است که استفاده از معادلات پلاسما برای توصیف سوخت داغ گرما هسته‌ای مجاز خواهد بود.

آشکار است که کار محصور سازی پلاسما مسئله‌ای بسیار مهم است، زیرا سوخت داغ بادیواره‌های محفظه تبادل انرژی انجام می‌دهد و به طور همزمان سوخت را خنک و محفظه را ذوب می‌کند. در حال حاضر برای محبوس کردن سوخت گرما هسته‌ای دو طرح در دست بررسی است: محصور سازی مغناطیسی و محصور سازی جرمی. در محصور سازی مغناطیسی، پلاسما توسط یک میدان مغناطیسی دقیقاً طراحی شده محبوس می‌شود. در محصور سازی جرمی، یک قرص جامد ناگهان گرم می‌شود و به طور همزمان با باریکه‌های بسیار شدید فوتونی یا ذره‌ای از جهات متعدد تحت بمباران قرار می‌گیرد.

البته محصور سازی پلاسما نمی‌تواند مطلق باشد. اتلاف انرژی پلاسما از راه‌های متعددی صورت می‌گیرد. سازوکار عمده اتلاف انرژی، تولید تابش ترمزی است که در آن پراکندگی کولنی دوزر هشتا بی را به وجود می‌آورد که به نوبه خود منجر به گسیل تابش می‌شود. بزرگترین شتاب‌ها را سبکترین ذرات (الکترون‌ها) تحمل می‌کنند ولی از آنجا که الکترون‌ها و یون‌ها تقریباً در تعادل گرمایی اند، یون‌ها نیز در اتلاف انرژی الکترون‌ها شرکت داده می‌شوند. در این صورت، یون‌ها انرژی کمتری در عبور از سد کولنی موفقیت کمتری دارند. توان تابش شده توسط الکترونی که شتاب  $a$  را تحمل می‌کند عبارت است از

$$P = \frac{e^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \quad (13.14)$$

هر گاه الکترون در فاصله  $r$  از یک یون به بار  $Z$  قرار گیرد، شتاب برابر است با

$$a = \frac{F}{m_e} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_e r^2} \quad (14.14)$$

اگر  $\tau$  زمان مشخصه‌ای باشد که در خلال آن یون و الکترون برهم کنش انجام می‌دهند، در این صورت تعداد یون‌هایی که در فاصله  $r$  (شکل ۱۴.۱۴) با الکترون روبرو می‌شوند مساوی است با  $(\nu_e \tau)(2\pi r dr)$  که در آن  $n$  چگالی یون‌های مثبت است. پس داریم

$$dP = \frac{e^2 n}{6\pi\epsilon_0 c^3} \frac{Z^2 e^4 \nu_e \tau (2\pi r dr)}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e^2 r^4} \quad (15.14)$$

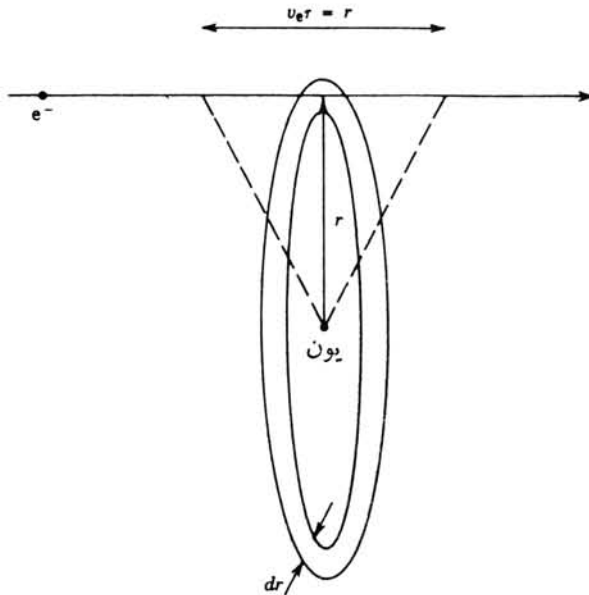
که در آن  $dP$  سهمی از توان تابشی الکترون‌های پراکنده شده در پارامترهای برخورد بین  $r$  و  $r+dr$  در کل توان تابش شده است. زمان برهم کنش مشخصه  $\tau$  را می‌توان به صورت  $r/v_e$  بر آورد کرد که در این صورت خواهیم داشت

$$dP = \frac{4\pi e^8 Z^2 n}{3(4\pi\epsilon_0)^2 m_e^2 c^3} \frac{dr}{r^2} \quad (16.14)$$

با انتگرال‌گیری از  $r_{\min}$  تا  $r_{\max}$  توان کل تابش شده توسط يك الكترون منفرد به دست می‌آید، و از ضرب نتیجه در چگالی الکترونها،  $n_e$ ، توان تابشی به‌ازای یکای حجم پلاسما نتیجه می‌شود. در اینجا می‌توانیم حد بالای انتگرال‌گیری را به صورت  $r_{\max} \sim \infty$  و  $r_{\min}$  را برابر حداقل فاصلهٔ نزدیکی که برای الکترونهاى  $10 \text{ keV}$  مساوی  $144Z \text{ fm}$  می‌شود، اختیار کنیم. هرگاه عدم قطعیت کوانتوم مکانیکی مکان الکترون را محاسبه کنیم، با توجه به  $\Delta p \sim p \simeq 100 \text{ keV}/c$ ، مقدار  $\Delta x$  در حدود  $2000 \text{ fm}$  خواهد بود. بنا بر این نمی‌توانیم  $r_{\min} = \hbar/m_e v_e$  را با دقت برابر  $144Z \text{ fm}$  بگیریم، بلکه به‌تر بر آورد بهتر به صورت  $r_{\min} = \hbar/m_e v_e$  خواهد بود. با انجام عمل انتگرال‌گیری، توان تابش ترمزی به‌ازای یکای حجم به صورت زیر به دست می‌آید

$$P_{\text{br}} = \frac{4\pi n n_e Z^2 e^6 v_e}{3(4\pi\epsilon_0)^2 m_e c^3 \hbar} \quad (17.14)$$

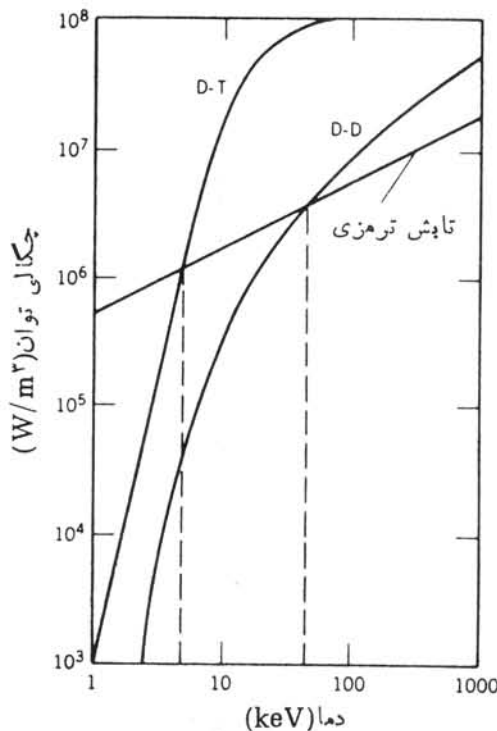
برای ادامهٔ بر آورد، به جای  $v_e$  سرعت متناظر به میانی‌نگین انرژی جنبشی توزیع ماکسول-بولتزمن،  $v_e \simeq \sqrt{3kT/m_e}$ ، را قرار می‌دهیم. با محاسبهٔ تمام ضرایب عددی، بر آورد نهایی عبارت است از



شکل ۶.۱۴ نمایش هندسی بر آورد اتلافهای تابش ترمزی. زمان برهم‌کنش  $\tau$  تقریباً برابر  $r/v_e$  و در آن قسمتی از مسیر است که نیروی کولمبی بالاترین اثر را دارد. تمام الکترونهايي که از حلقه‌ای به شعاع  $r$  وضخامت  $dr$  عبور می‌کنند اتلافهای مشابهی خواهند داشت.

$$P_{br} = 0.05 \times 10^{-36} Z^2 n_e (kT)^{1/2} W/m^3 \quad (18.14)$$

که در آن  $kT$  برحسب keV است. آهنگ واکنش برای واکنشهای همجوشی برابر  $\langle \sigma v \rangle n_1 n_2$  است که در آن  $n_1$  و  $n_2$  چگالیهای دو نوع یون همجوشی کننده اند. هر گاه فقط يك نوع یون موجود باشد، همانند همجوشی D-D، به جای حاصلضرب  $n_1 n_2$  باید  $n^2 (1/2)$  را جایگزین کرد که در آن ضریب ۱/۲ شمارش دوگانه واکنشها را تصحیح می کند. از مقایسه معادله (18.14) با آهنگهای همجوشی شکل ۷.۱۴، ملاحظه می کنیم که دمایی وجود دارد که به ازای آن، تولید انرژی حاصل از همجوشی از اتلاف تابش ترمزی، که برای واکنشهای D-T در حدود ۴ keV و برای واکنشهای D-D در حدود ۴۰ keV است، تجاوز می کند. این امر بر تری انتخاب D-T را به عنوان سوخت نشان می دهد. ضمناً توجه کنید که اتلاف تابش ترمزی به صورت  $Z^2$  افزایش می یابد، پس در واکنشهایی که از سوختهایی غیر از هیدروژن استفاده می شود، اتلافهای تابش ترمزی بسیار بزرگتر، و (به دلیل سد کولنی) آهنگهای واکنش در ناحیه keV معمولاً کوچکتر است.



شکل ۷.۱۴ مقایسه اتلاف تابش ترمزی با توان خروجی واکنشهای D-T و D-D، با فرض اینکه چگالی یون برابر  $10^{21}/m^3$  است. خطوط قائم دماهایی را نشان می دهند که بالاتر از آنها توان همجوشی از اتلاف تابش ترمزی تجاوز می کند.

بنا بر این رآکتور همجوشی را دردمایی به‌راه می‌اندازیم که بهره‌ر توان حاصل از همجوشی از اتلاف تابشی ترمزی بیشتر باشد. اتلافهای تابشی دیگر، از جمله تابش سینکرو-ترونی ذرات باردار در گردش حول خطوط میدان مغناطیسی، نیز می‌توانند قابل اغماض باشند. هرگاه انرژی آزاد شده در واکنشهای همجوشی از اتلافهای تابشی و انرژی اولیه‌ای که صرف گرم کردن پلاسما تادمای کار شده است تجاوز کند، رآکتور همجوشی بهره‌انرژی خالصی خواهد داشت. اگر دردمای بالاتر از ۴keV، حتی در ۱۰keV، عمل کنیم بهره همجوشی D-T بزرگتر از اتلاف تابش است و می‌توان از اتلاف انرژی به‌صورت تابش صرف نظر کرد. انرژی آزاد شده و واکنشهای همجوشی به‌ازای یکای حجم پلاسما عبارت است از

$$E_f = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle Q \tau \quad (19.14)$$

که در آن فرض کرده‌ایم چگالیهای D و T هر کدام مساوی  $n$  (۱/۲) هستند (به‌طوری که  $n$  کل مساوی  $n_e$  است)،  $Q$  انرژی آزاد شده به‌ازای هر واکنش است (۱۷۶MeV) برای (D-T)،  $\tau$  طول مدتی است که پلاسما مجبوس شده است و طی آن واکنشها انجام شده‌اند. توجه کنید که معادله (۱۹.۱۴) از ضرب عوامل زیر به‌دست آمده است: تعداد واکنشها در واحد زمان (آهنگ واکنش) به‌ازای واحد حجم در انرژی آزاد شده به‌ازای هر واکنش در زمانی که طی آن واکنشها صورت می‌گیرند.

انرژی گرمایی لازم به‌ازای واحد حجم پلاسما برای بالا بردن یونها و الکترونها به‌دمای  $T$  مساوی است با  $(3/2)nkT$  (برای یونها) و  $(3/2)nkT$  (برای الکترونها). اگر  $n = n_e$  باشد، انرژی گرمایی عبارت است

$$E_{th} = 3nkT \quad (20.14)$$

اینک مراحل کار را مجدداً مرور می‌کنیم: مقدار انرژی معادل  $E_{th}$  برای گرم کردن پلاسما فراهم می‌سازیم، سپس اگر قادر به مجبوس کردن پلاسما برای زمان  $\tau$  باشیم می‌توانیم انرژی همجوشی  $E_f$  را استخراج کنیم. رآکتور در صورتی بهره‌انرژی خالص نشان می‌دهد که داشته باشیم

$$E_f > E_{th}$$

$$\frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle Q \tau > \frac{3}{2} nkT \quad (21.14)$$

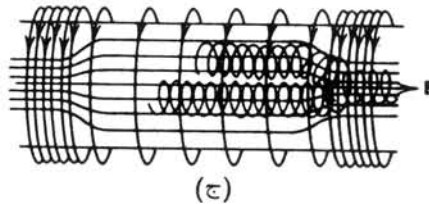
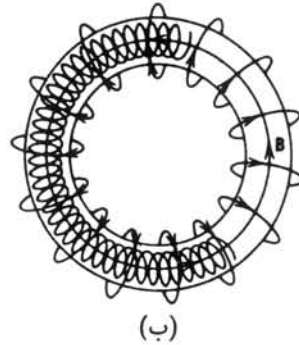
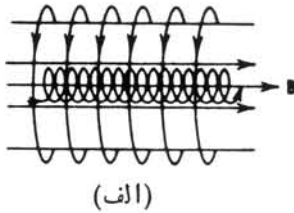
یا

$$n\tau > \frac{12kT}{\langle \sigma v \rangle Q} \quad (22.14)$$

در مورد دمای کار ۱۰keV برای واکنش D-T، داریم  $m^3/s \sim 10^{-22} \langle \sigma v \rangle$  و بنا بر این  $n\tau > 10^{20} s/m^3$  این مقدار برآورده کمیته حاصل ضرب چگالی یون در زمان مجبوس سازی

لازم را نشان می‌دهد که معیار لاسون نامیده می‌شود و هدف نهایی طراحان رآکتور همجوشی است. البته برای دماهای کار متفاوت و سوخت‌های مختلف، مقدار آن متفاوت خواهد بود. شکل ۷.۱۴ نشان می‌دهد که دمای متناظر به  $10 \text{ keV}$  یک دمای کار خیلی پایین است (اتلاف‌های تابش ترمزی آن خیلی بزرگ‌اند). کار کردن در دمای متناظر به  $kT = 100 \text{ keV}$  نتیجه  $\langle \sigma v \rangle \approx 0.5 \times 10^{-22}$  و لذا  $n\tau > 10^{22} \text{ s/m}^3$  را به دست می‌دهد. بنا بر این برای بهره‌برداری از رآکتور D-D، لازم است که چگالی یونی یا زمان محصورسازی و یا ترکیب آن دورا به چند صد برابر افزایش دهیم.

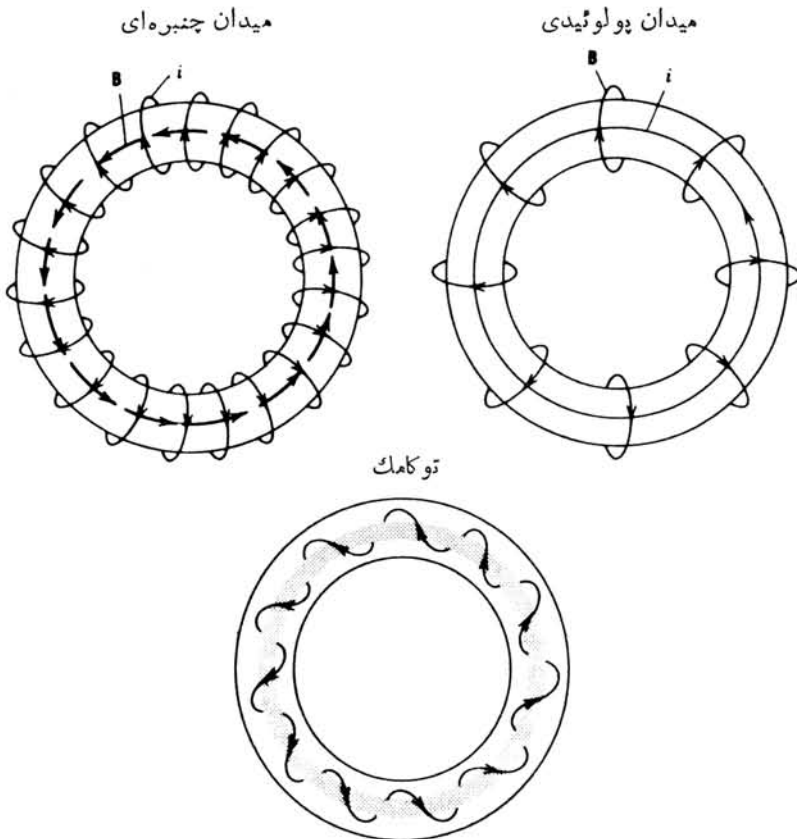
اینک انواع رآکتورهای همجوشی را مطالعه می‌کنیم تا ببینیم چه اندازه به معیار لاسون نزدیک می‌شوند. ساده‌ترین روش محصورسازی مغناطیسی استفاده از یک میدان مغناطیسی یکنواخت است، که در آن همانند شکل ۸.۱۴ ذرات باردار حول راستای میدان حرکت مارپیچی خواهند داشت. این امر برای محصور کردن ذره و محدود کردن حرکت آن در دو جهت کافی است. برای جلوگیری از اتلاف ذرات در طول محور، دورا حل وجود دارد: یامی توانیم چنبره بسازیم و حرکت مارپیچی را حول آن نگه‌داریم، یامی توانیم چگالی خطوط میدان مغناطیسی را در نواحی خاصی زیاد کنیم و در نتیجه ذرات را به طرف عقب و به داخل ناحیه میدان



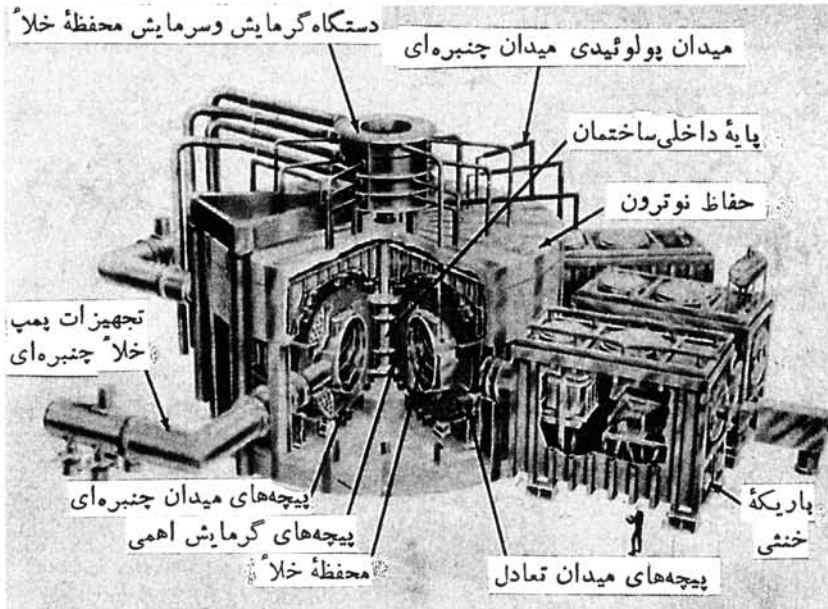
شکل ۸.۱۴ (الف) محصورسازی به کمک میدان مغناطیسی محوری یکنواخت. میدان  $B$  توسط پیچ‌های حامل جریان قوی برقرار می‌شود. ذرات حول  $B$  حرکت مارپیچی انجام می‌دهند. (ب) در یک وضعیت هندسی چنبره‌ای، ذرات خطوط مغناطیسی را با حرکت مارپیچی دنبال می‌کنند، اما یک سوق تدریجی به طرف دیواره خارجی وجود دارد. (ج) در یک آینه مغناطیسی هم‌ذرات خطوط میدان مغناطیسی را دنبال می‌کنند، اما از ناحیه میدان مغناطیسی قوی بازتابیده می‌شوند.

ضعیفتر بازتاب دهیم، که چنین آرایشی را آینه‌مغناطیسی می‌نامند. در هر سیم بیچ چنبره‌ای واقعی، شدت میدان در شعاعهای بزرگتر ضعیفتر است و لذا وقتی ذره در حرکت مارپیچی به ناحیه‌ای که میدان مغناطیسی ضعیفتر داریم رسد، شعاع مارپیچ بزرگتر و ذره به دیواره خارجی نزدیکتر می‌شود. برای کاهش دادن این اثر، یک مؤلفه میدان مغناطیسی در سطح چنبره به وجود می‌آورند که آن را میدان پولوئیدی می‌گویند. چنین میدانی را با استفاده از یک مجموعه بیچه‌های خارجی، همانند آنچه در شکل ۹.۱۴ نشان داده شده است، یا با عبور جریان در طول محور چنبره در داخل خود پلاسمای توان به وجود آورد. عبور جریان هم به منظور گرم کردن پلاسمای هم برای محصور سازی ذرات به کار می‌رود. طرح اساسی این دستگاه توکامک نام دارد که از کنار هم قرار گرفتن حروف اول اسمی روسی اجزای دستگاه حاصل شده است.

در حال حاضر، توکامک یکی از دو وسیله امیدبخش موجود برای طراحی اساس یک



**شکل ۹.۱۴** روش اساسی محصورسازی مغناطیسی در توکامک. میدان چنبره‌ای توسط بیچه‌ها به وجود می‌آید و میدان پولوئیدی به وسیله یک جریان محوری تولید می‌شود. در طراحی توکامک، این دو میدان پایکدیگرترکیب می‌شوند. (بیچه‌های حامل جریان در شکل نشان داده نشده‌اند). خطوط میدان حاصل، مارپیچی تشکیل می‌دهند که یونها در داخل آن روی مدارهای بسته حرکت می‌کنند



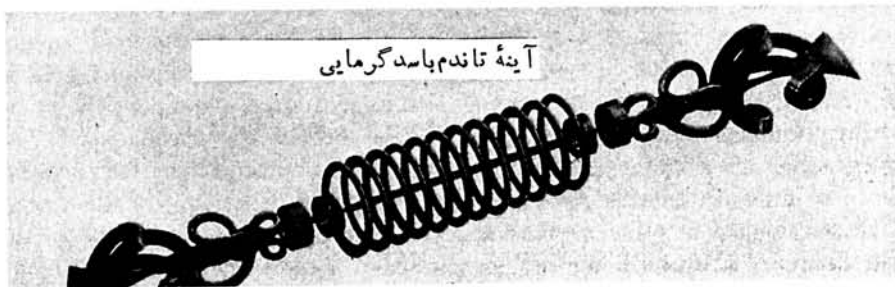
شکل ۱۰.۱۴ رآکتور آزمون همجوشی توکامک (TFTR). شعاع اتاق خلا در حدود ۲m است. پیچ‌های گرمایش اهمی یک جریان پلاسمای  $10^6 \times 25$  تولید می‌کنند. گرمایش ناشی از باریکه خنثی نیز که در حدود ۱۰MW است در پلاسمای وارد می‌شود.

راکتور قدرت همجوشی است. در ساخت دستگاه واقعی توکامک، نظیر آنچه در شکل ۱۰.۱۴ نشان داده شده است، میدان پولوئیدی توسط مجموعه‌ای از پیچ‌های خارجی فراهم نمی‌شود (این پیچ‌ها در دستگاه متفاوتی به کار می‌روند که استراتور نامیده می‌شود) بلکه توسط یک جریان القایی در خود پلاسمای که به وسیله سیم پیچی خارجی که اساساً به عنوان اولیه یک مبدل عمل می‌کند، تأمین می‌شود. گرمایش اهمی حاصل از جریان (که در حدود چند MA است) نیز به گرم کردن پلاسمای کمک می‌کند. استفاده از مبدلها مستلزم آن است که توکامک به صورت تپشی عمل کند، که این امر منجر به محدودیت اساسی در کار دستگاه می‌شود. زمان دوام تپهای جریان در نسل امروزی توکامکها در حدود ۱s است.

برای افزایش دمای پلاسمای تا حدود  $100 - 10 \text{ keV}$ ، مقداری گرمایش اضافی باید فراهم شود. دوروش تحت بررسی عبارت‌اند از گرم کردن با استفاده از سامند رادیویی (rf) و تزریق باریکه خنثی (NBI). امواج rf که به داخل پلاسمای تابیده می‌شوند باعث تحریک الکترونها و القای جریانهای چنبره‌ای می‌شوند که پلاسمای را گرم می‌کنند. در تکنیک NBI، باریکه‌ای از یونهای H یا D تا انرژیهای  $100 - 10 \text{ keV}$  شتاب می‌گیرند و سپس خنثی می‌شوند. (مثلاً بر اثر واکنشهای تبادل بارطی عبور از یک اتاق حاوی اتمهای خنثی H یا D). اتمهای خنثی می‌توانند بدون انحراف از میدانهای مغناطیسی توکامک بگذرند و وارد پلاسمای شوند. این ذرات در محیط پلاسمای از طریق پراکندگی کولنی یونها و الکترونها به سرعت



### مراحل تکمیلی محصورسازی آینه‌ای



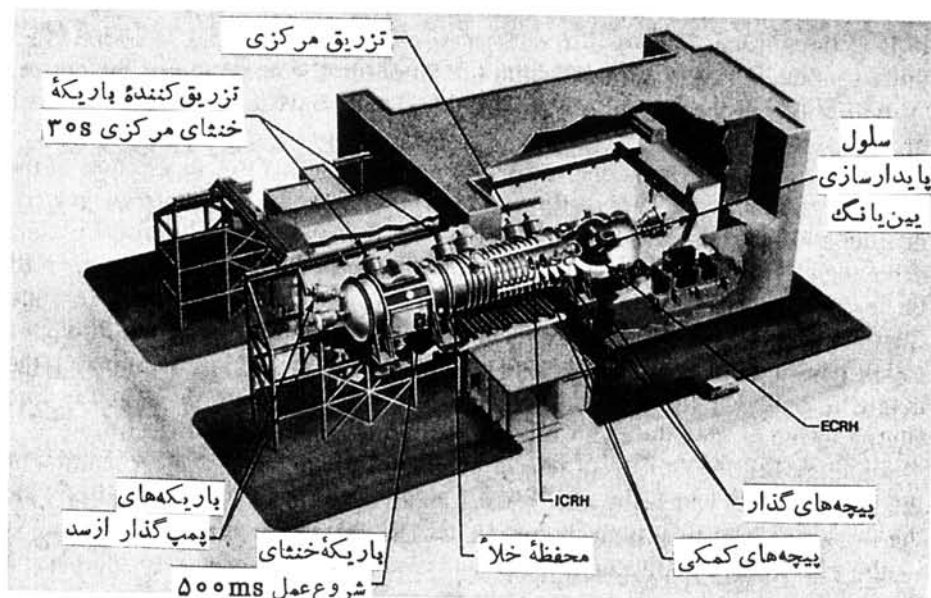
شکل ۱۱-۱۴ مفاهیم اساسی مورد استفاده در دستگاه‌های آینه خطی. قسمت پایین شکل ترکیب وسایلی را نشان می‌دهد که در طراحی دستگاهها نظیر آنچه در شکل ۱۲-۱۴ نشان داده شده است به کار می‌رود.

انرژی شان را از دست می‌دهند.

برای رساندن پلاسما به حالت گیرانش (اشتعال)، دستگاه‌های گرمکن کمکی به توان دهها MW مورد نیازند. پس از آن، ذرات آلفای  $3.5\text{MeV}$  ناشی از همجوشی D-T می‌توانند گرمای مورد نیاز را برای برقراری واکنشها فراهم سازند. ذرات باردار  $\alpha$  توسط میدانهای مغناطیسی در پلاسما محبوس می‌شوند، و عاقبت از طریق برخورد های متوالی انرژی خود را در داخل پلاسما از دست می‌دهند.

معمولاً آزمایشهای آینه مغناطیسی به عنوان «چاه مغناطیسی» سه بعدی برای محصورسازی پلاسما استفاده می‌شود، زیرا اگر پلاسما بخواند به طرف دیواره‌های بامیدان مغناطیسی ضعیف حرکت کند، دستگاه آینه خطی ساده در محبوس کردن پلاسما مؤثر نخواهد بود. پیکربندی موسوم به «کمینه B» شامل یک پیچۀ منفرد شبیه به شیارهای روی توپ تیس یا بیسبال است که در شکل ۱۱-۱۴ نشان داده شده است. ترکیبی از کاربرد آینه ساده و پیچهای کمینه B را برای به دام انداختن ذرات در تاندم (که آن را دستگاه آینه تاندم می‌نامند) در شکل ۱۱-۱۴ نمایش داده‌ایم.

طرحی از دستگاه آینه تاندم را در شکل ۱۲-۱۴ نشان داده‌ایم. پارامترهای واقعی کار این دستگاه هم نظیر پارامترهای توکامک هستند. همانند آنچه در طراحی توکامک اشاره شد، گرمایش کمکی از طریق امواج NBI و rf برای بالابردن دمای پلاسما در این مورد هم از جمله



شکل ۱۴.۱۴ طرح دستگاه آزمون همجوشی مغناطیسی (MFTF-B). مقطع برش شکل، آینه‌های رسم شده در شکل ۱۴.۱۴ را نشان می‌دهد.

ضروریات است.

همجوشی با استفاده از محصورسازی جرمی روشی کاملا متفاوت دارد. يك قرص كوچك محتوی دوتریم و تریتیم ناگهان تحت بمباران تیشهای لیزر پر شدت قرار می‌گیرد که باعث گرم شدن قرص و تراکم سازی آن تا چگالی بالا می‌شود. هدف این تکنیک رسیدن به چگالیها و دماهای به قدر کافی بالاست به طوری که قبل از انبساط و انفجار قرص، فرایند همجوشی قابل تحقق باشد. در طراحی يك نیروگاه مبتنی بر این فرایند، انتظار می‌رود که تعداد زیادی (۱۰۰-۱۰) قرص در هر ثانیه مصرف شوند و چرخه متشکل از مراحل تزریق سوخت، تراکم، اشتعال و تولید قدرت در اساس به طریق مشابه چرخه موتورهای احتراق داخلی قابل استفاده باشد.

برای بر آورد کلی نیازمندیهای يك چنین نیروگاهی یاد آوری می‌شود که زمان لازم برای اینکه قرص مترمتر شده به حالت انفجار در آید از سرعت انتشار امواج مکانیکی در محیط تعیین می‌شود که در همان حدود میانگین سرعت گرمایی ذرات موجود در محیط است (برای يك جسم جامد معمولی در دمای معمولی، میانگین سرعت گرمایی از مرتبه  $10^3 \text{ m/s}$  است و سرعت امواج مکانیکی نظیر صوت هم در همان حدود است). در  $10 \text{ keV} \sim kT$ ، میانگین سرعت گرمایی در حدود  $10^6 \text{ m/s}$  است. هر گاه يك قرص را تا قطری در حدود  $1-10 \text{ mm}$  مترمتر سازیم، انتظار می‌رود که طی زمانی در حدود  $10^{-10} - 10^{-9}$  منفجر شود. با استفاده از معیار لاسون برای مخلوط D-T، هر گاه زمان مجبوس سازی به کوتاهی

حدود  $10^{-10}$  -  $10^{-9}$  s باشد، به چگالی حداقل  $10^{29}$  -  $10^{30}$  /  $m^3$  نیاز داریم که بزرگی آن دومرتبه بیشتر از چگالیهای هیدروژن جامد یا مایع معمولی است. برای گرم کردن یک گلوله کروی به قطر ۱ mm تا میانگین انرژی گرمایی ۱۰ keV به ازای هر ذره، انرژی گرمایی کلی که باید فراهم شود در حدود مقدار زیر است

$$E_{th} \sim \frac{4}{3} \pi (0.5 \text{ mm})^3 \times 10^{29} \text{ m}^{-3} \times 10^4 \text{ eV} \approx 10^5 \text{ J}$$

یعنی انرژی مورد نیاز در زمانی در حدود  $10^{-9}$  -  $10^{-8}$  s در حدود  $10^5$  ژول است که معادل توان خالص  $10^{14}$  W خواهد بود! مطمئناً این برآورد از توانی که باید فراهم شود خیلی پایین است، زیرا کسر بزرگی از انرژی فراهم شده حتماً در ضمن «جوشیدن» ذرات سطحی جذب خواهد شد، به طوری که احتمالاً در عمل، این برآورد انرژی کل مورد نیاز برای گرم کردن و تراکم ساختن قلب قرص را باید یک مرتبه بزرگی دیگر افزایش دهیم. به علاوه، لیزرها از این نظر که برای تبدیل انرژی الکتریکی به تابش کارایی زیادی ندارند، معروف اند. شاید بازده ۱۰٪ بهترین چیزی است که می‌توان به آن امید داشت، ولی رقم ۱٪ واقع بینانه‌تر است. بنابراین توان الکتریکی مورد نیاز برای لیزرها ممکن است به حدود  $10^{17}$  W برسد. خوشبختانه، این توان فقط برای مدت زمان کوتاهی مورد نیاز است، اما با وجود این،  $10^{17}$  W گنج‌کننده است. برای درک عظمت آن کافی است که مثلاً آن را با ظرفیت تولید الکتریکی کل ایالات متحده آمریکا که از مرتبه  $10^{12}$  W است مقایسه کنید!

برای راه‌اندازی یک رآکتور مجبوس‌سازی جرمی با بهره‌انرژی خالص، واضح است که باید به طور قابل ملاحظه‌ای از معیار لاسون فراتر برویم. می‌توان امید داشت که به تراکمهایی که شاید ۱۰۰۰ برابر چگالی معمولی است دسترسی پیدا کنیم و در انرژیهای بالاتر از انرژی گرمایی ۱۰ keV به ازای هر ذره کار کنیم.

مراحل مختلف فرایندهای همجوشی با استفاده از لیزر ممکن است به صورت زیر باشد. یک قرص به داخل ماشین تزریق می‌شود و به طور همزمان از تمام جهت تحت بمباران تپشهای لیزر پر قدرت قرار می‌گیرد. لایه خارجیتر قرص جامد بلافاصله تبخیر می‌شود و با تشکیل پلاسما به جذب تابش لیزر ادامه می‌دهد. خود پلاسما نامجوس است و به سرعت «پراکنده» یا از جا کنده می‌شود، که (بر اساس قانون سوم نیوتون) یک موج ضربه‌ای تراکمی را به قلب باقیمانده قرص خواهد راند. این موج ضربه‌ای تا جایی باعث تراکم ساختن و گرم کردن قلب قرص می‌شود که اشتعال گرما هسته‌ای می‌تواند در ناحیه‌ای در نزدیکی مرکز که بالاترین چگالی را دارد روی دهد. ذرات آلفای حاصل از همجوشی به سرعت انرژی خود را در برخورد های با یونهای موجود در سوخت چگال از دست می‌دهند. این امر باعث گرمایش بیشتر می‌شود و سوختن گرما هسته‌ای به طرف خارج سرایت می‌کند و بالاخره قرص را منفجر می‌سازد و واکنش به انتها می‌رسد.

شرایطی که بر اثر سر به سر شدن مقادیر انرژی بر دستگاههای لیزر تحمیل می‌شود

جدی است و مطمئناً فراتر از قابلیت لیزرهای فعلی است. خصوصاً، کارایی پایین لیزرها (یک تا ده درصد) برای تبدیل انرژی الکتریکی به تابش را باید خیلی جدی تلقی کرد. بنابراین، با استفاده از باریکه‌های ذرات باردار به جای لیزرها، روشهای دیگری برای همجوشی محبوس‌سازی جرمی مورد جستجو قرار گرفته‌اند. ذرات باید انرژی خود را در مسافتی که از همان مرتبه بزرگی شعاع قرص است از دست بدهند، بنابراین از حداکثر قابلیت گرمایش و موج‌ضربه‌ای استفاده به عمل می‌آید. اگر چگالی قرص را در حدود صد مرتبه چگالی جسم جامد و قطر آن را بین ۱۰ تا ۱ mm در نظر بگیریم، برد ذرات باید در حدود  $1\text{g/cm}^3$  باشد. با توجه به شکل ۲.۷ برای گذار پروتون‌ها در ماده چگال (مثلاً Pb در نظر بگیرید)، انرژی ذره باید در حدود  $5\text{MeV}$  باشد. با در نظر گرفتن برآورد قبلی  $[10^5]$  به عنوان انرژی گرمایی مورد نیاز برای گرم کردن سوخت، تعداد پروتون لازم در هر تپش که به مدت  $10^{-9}\text{s}$  دوام خواهد داشت، عبارت است از:

$$10^5 \text{J} \times \frac{1}{1.6 \times 10^{-19} \text{ J/eV}} \times \frac{1 \text{ (پروتون)}}{5 \times 10^6 \text{ eV}} \approx 10^{17} \text{ (پروتون)}$$

یعنی به جریانی در حدود  $20 \times 10^6 \text{ A}$  نیاز داریم! اگر به جای پروتون‌ها از الکترون‌ها استفاده شود، شکل‌های ۳.۷ و ۴.۷ انرژی آن را در حدود  $5\text{MeV}$  نشان می‌دهند، و در نتیجه برای کسب توان  $10^{14} \text{ W}$  به جریانی در حدود  $200 \times 10^6 \text{ A}$  نیاز خواهیم داشت. اگر از باریکه یونهای سنگین (مثلاً U) استفاده کنیم، می‌توانیم معادله (۶.۷) را برای برآورد به کار ببریم که بنا بر آن برد  $1\text{g/cm}^3$  برای U معادل برد حدود  $3\text{g/cm}^3$  برای پروتون‌ها است. شکل ۲.۷ بردهایی به بزرگی  $3\text{g/cm}^3$  را نشان نمی‌دهد، اما می‌توان منحنی مربوط به ماده سنگین را برون‌یابی کرد تا انرژی حدود  $35\text{MeV}$  را برای پروتون‌های با این برد به دست آورد. چون معادله (۶.۷) بر اساس مقایسه بردهای ذرات مختلفی که سرعت‌های یکسانی دارند به دست آمده است، انرژی U در حدود  $8\text{GeV} = 35 \times 240$  خواهد بود. جریان مورد نیاز در حدود  $10^4 \text{ A}$  است. با آنکه انرژی‌های برآورد شده برای باریکه الکترون‌ها، یونهای سبک (پروتون‌ها)، و یونهای سنگین (U) همگی کاملاً معقول و با شتابنده‌های موجود قابل حصول‌اند، جریان مورد نیاز خیلی فراتر از حد شتابنده‌های فعلی است، چرا که شدت جریان‌های کنونی از حدود  $\text{mA}$  تجاوز نمی‌کنند. بنا بر این تحقیقاتی در جریان است تا بتواند مسائل انتقال و کانونی کردن باریکه‌ها را حل کند و امید می‌رود که باریکه‌های ذرات باردار بتوانند جانشین قابل‌قبولی برای لیزرها باشند.

در حال حاضر (زمان نوشتن متن اصلی این کتاب) تحقیقات و فعالیتهای زیادی در سراسر جهان روی جنبه‌های مختلف همجوشی کنترل‌شده‌ای در جریان است که آنها را به اختصار شرح دادیم. تمامی این زمینه مطالعاتی به شدت در حال پیشرفت و دگرگونی است و کشفیات و دستاوردهای تازه به سرعت اعلام می‌شوند. به جای تلاش برای طراحی چشم‌انداز آینده که چندان مطمئن نیست، بهتر است به پیشرفت پایداری که تا کنون برای دسترسی به معیار لاسون و تأمین توان اشتعال مورد نیاز صورت گرفته است، نظری بیندازیم. در جدول

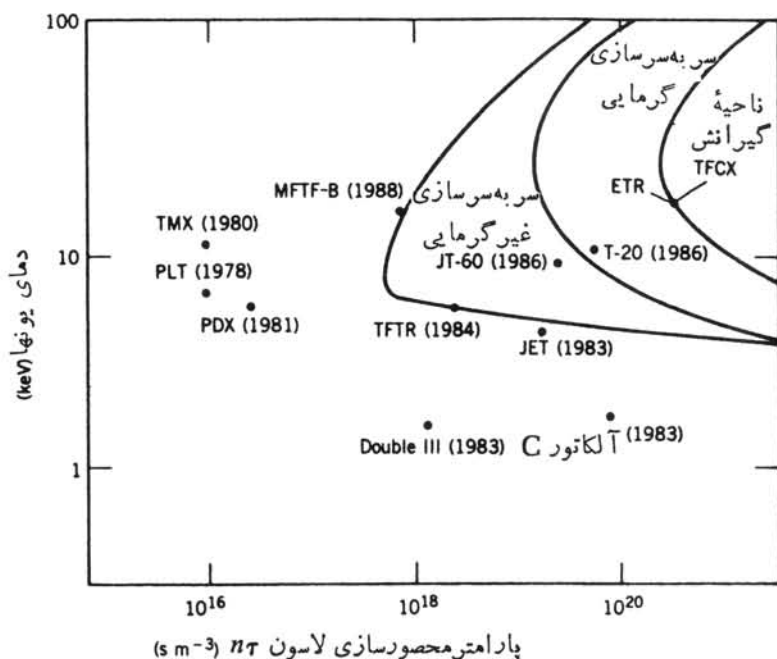
۱۰۱۴ پاره‌ای از دستگاہهای محصورسازی مغناطیسی را که ساخته شده و مورد آزمایش قرار گرفته‌اند، یا بعضی از آنها را که انتظار می‌رود در خلال چندسال آینده به کار بیفتند، نام برده‌ایم. شکل ۱۳۰۱۴ خلاصه‌ای از تلاشهای مداوم ده سال گذشته را که در جهت رسیدن به معیار لاسون انجام شده‌اند، نشان می‌دهد.

در مقایسه با این تلاشها، تحقیقی در زمینه روشهای محصورسازی جرمی چندان پیشرفتی نداشته است، هر چند که شاید فیزیک آن بیشتر از حالت محصورسازی مغناطیسی درک

جدول ۱۰۱۴ دستگاہهای همجوشی مبتنی بر محصورسازی مغناطیسی

اندازه* (m)	$B_{max}$ (T)	نام دستگاہ	محل نصب	نوع	سال	$n\tau$ ( $10^{20}$ s/m <sup>3</sup> )	$kT$ (keV)
۱٫۳	۳٫۵	PLT	پرینستون (USA)	توکامک	۱۹۷۸	۰٫۴	۱۰
			(چنبره بزرگ پرینسون)				
۲٫۵	۵٫۲	TFTR (راکتور آزمون همجوشی توکامک)	پرینستون (USA)	توکامک	۱۹۸۴	۰٫۱۵	۶
۲٫۸	۲٫۸	JET (چنبره مشترک اروپا)	انگلستان MIT (USA)	توکامک	۱۹۸۳	۰٫۵	۵
۰٫۶۴	۱۲	آلکاتور C	(USA)	توکامک	۱۹۸۳	۰٫۸	۱٫۷
۳٫۰	۵٫۰	JT-۶۰	ژاپن	توکامک	۱۹۸۶	۰٫۲-۰٫۶	۵-۱۰
۲٫۴	۳٫۵	T-۲۰	USSR	توکامک	۱۹۸۶	۱٫۰	۷-۱۰
۵	۰٫۵۱	TMX (آزمایش آینه تاندم)	لیورمور (USA)	آینه تاندم	۱۹۸۰	۰٫۰۱	۱۰
۱۶	۱٫۰	MFTF-B (دستگاہ آزمون همجوشی آینه‌ای)	لیورمور (USA)	آینه تاندم	۱۹۸۸	۰٫۱	۱۵

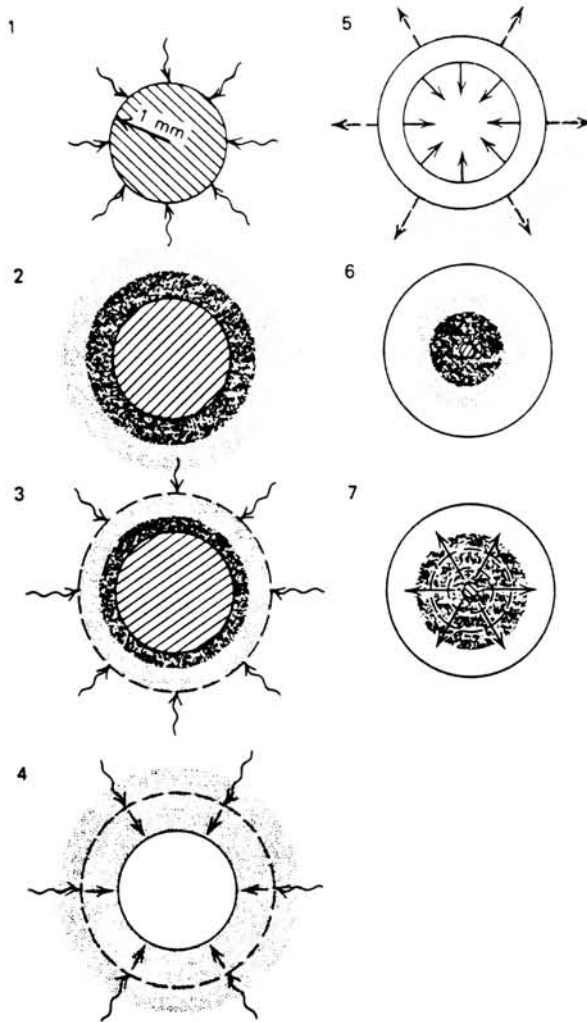
\* برای توکامکها، اندازه داخل شده شعاع اصلی چنبره را می‌دهد. برای آینه‌های خطی، اندازه معرف طول اتاقک مرکزی است.



شکل ۱۴.۱۳ دستگاه‌های تحقیقاتی مختلف همجوشی از طریق محصورسازی مغناطیسی و نزدیکی آنها به معیار لاسون. بعضی از اینها در جدول ۱.۱۴ ارائه شده‌اند. ناحیه سر به سر شدن گرمایی از حد معیار لاسون فراتر می‌رود. گیرانش یا اشتعال نشان دهنده ناحیه‌ای است که در آن گرمای ناشی از محصولات همجوشی باعث فقط واکنش می‌شود. ETR (راکتور آزمون مهندسی) و TFCX (آزمایش قلب همجوشی جنبه‌ای) طرح‌های در دست تحقیق را نشان می‌دهند.

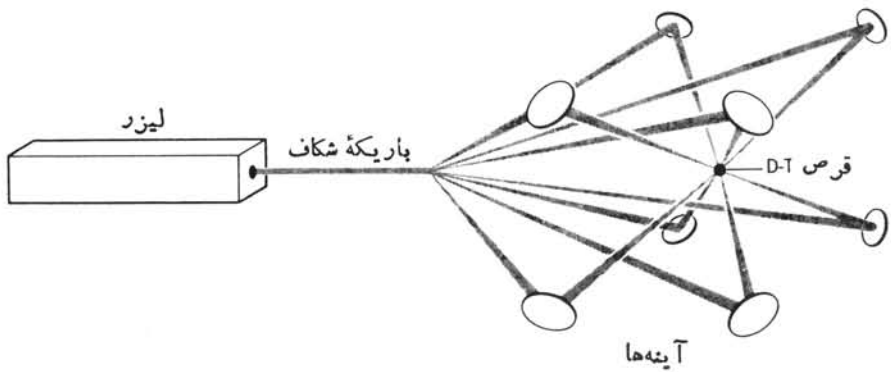
شده است. مشکل فنی اصلی، دسترسی به توان لیزر مورد نیاز بوده است. شکل ۱۴.۱۴ مراحل وقایعی را که در قرص روی می‌دهد نشان می‌دهد، و شکل ۱۵.۱۴ نمودار طرحواره‌ای را نشان می‌دهد که در آن چگونگی بمباران قرصی توسط تابش لیزری به نمایش درآمده است.

در آزمایشگاه لیومورلارنس در کالیفرنیا، لیزر نوا (شکل ۱۶.۱۴) تعداد ده باریکه را برای برخورد به هدف تأمین می‌کند. این لیزر بر اساس استفاده از Nd کاری می‌کند، و طول موج گذار اصلی آن برابر ۱۰۶۰nm است که در ناحیه فرورسرخ قرار دارد. چون جذب نور لیزر با رفتن به طرف طول موج‌های کوتاه‌تر افزایش می‌یابد، محیط لیزری شامل بلوری از فسفات دی‌هیدروژن پتاسیم (KDP) است که به عنوان یک محیط اپتیکی غیرخطی عمل می‌کند و هماهنگی‌های بالاتر (۲/λ، ۳/λ، ۴/λ، ...) نور فرودی را تولید می‌کند. تبدیل به هماهنگ اول در طول موج ۵۳۰nm بازده خیلی بالایی دارد. انتظار می‌رود که

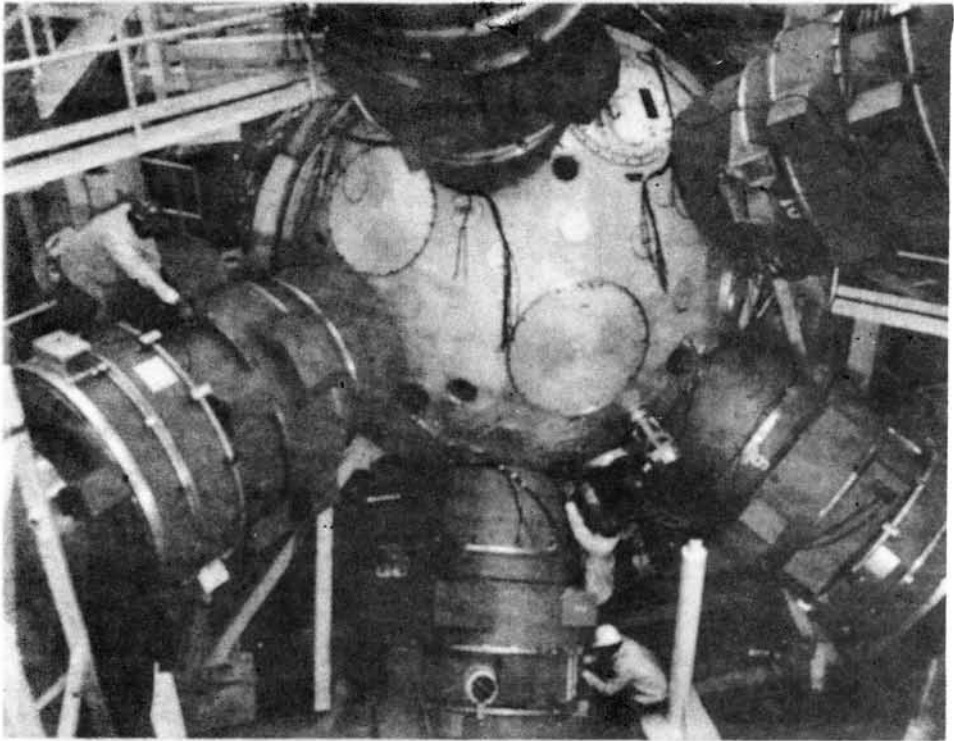


**شکل ۱۴.۱۴** مراحل مختلف همجوشی با روش محصورسازی جرمی: (۱) پر توده‌ی قرص سوخت توسط لیزر، (۲) تشکیل جو پلازما، (۳) جذب باریکه لیزر اضافی در جو، (۴) ازجا کنده شدن و تولید موج ضربه‌ای تراکمی، (۵) فشردگی قلب سوخت در اثر موج ضربه‌ای، (۶) گیرانش و اشتعال قلب، (۷) سرایت فرایند به طرف خارج.

سیستم نوا با توان حدود  $100\text{TW}$  تپشهای نانو ثانیه‌ای با انرژی  $100\text{kJ}$  تولید کند. تحقیقات اساسی پرارزشی با استفاده از میستمهای لیزری Nd انجام شده و انجام خواهد شد. اما این دستگاهها برای همجوشی عملی مناسب نیست زیرا شیشه Nd باید برای



شکل ۱۵-۱۴ پرتودهی قرص D-T توسط پاریکه‌های متعدد لیزر.



شکل ۱۶-۱۴ دستگاه محصورسازی جرمی برای فرایند همجوشی به نام نوا در آزمایشگاه لیورمورلارنس. عکس اتاقک هدف و تعداد ۵ لوله از ۱۰ لوله پاریکه لیزر را نشان می‌دهد.

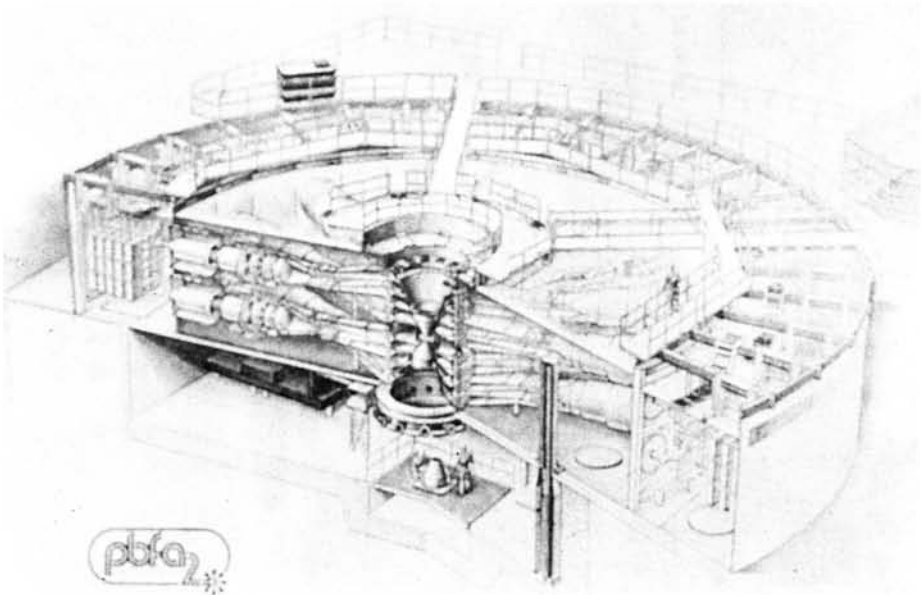
حدود یکساعت پس از هر تپش لیزر خنک شود (لذا آهنگهای تکرار ۱۰-۱۰۰/s غیر ممکن‌اند) و بازده خود لیزرها هم خیلی کم است (حدود ۱۰٪). در حال حاضر



تحقیقات به منظور مطالعه و استفاده از لیزرهای گازی  $\text{CO}_2$  در جریان است تا آهنگهای تکرار بالاتر و بسازده بالاتر (۱۵٪) را ممکن سازند. یکی از نارساییها طول موج بلند ( $10.6\ \mu\text{m}$ ) نور تولید شده است، به طوری که جذب لایه سطحی پلاسمای قرصی که باعث ازجاکنده شدن می شود اندک است.

یک دستگاه آزمون باریکه ذرات در شکل ۱۷.۱۴ نشان داده شده است. تعداد ۳۶ شتابدهنده یون سبک منفرد (یا الکترون) در اطراف ناحیه تزریق قرص مستقر شده اند. آخرین مدل این دستگاه باریکه های یونی با توان  $100\ \text{TW}$  و به انرژی تقریبی  $4\ \text{MJ}$  را به صورت تپشهای  $35\ \text{ns}$  روی قرص خود می تاباند. زمان مورد نیاز برای باردار کردن دستگاههای ظرفیتی ذخیره عظیم انرژی ممکن است آهنگ تکرار این سیستم را محدود سازد.

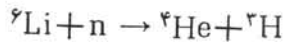
این مقدمه در مورد دستگاههای همجوشی کنترل شده به هیچ وجه کامل نیست، اما متضمن خلاصه ای واقع بینانه از آخرین وضعیت حاکم بر موضوع تا اواخر سال ۱۹۸۶ میلادی است. تحقیقات به طور همزمان در بسیاری از نقاط در جریان است، و در حالی که بسیاری از دستگاههای محصورسازی مغناطیسی و محصورسازی جرمی آخرین رقمشان (حتی باضرب



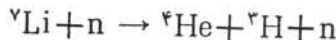
**شکل ۱۷.۱۴** شتابدهنده باریکه ذرات برای فرایند همجوشی. تعداد ۳۶ باریکه از یونهای لیتیم به صورت تپشهای  $10.6\ \text{W}$  با دوام  $20\ \text{ns}$  روی هدف  $\text{D-T}$  کانونی می شوند. از آنجا که بازده جذب انرژی باریکه تقریباً ۱۰۰٪ است، این دستگاه ممکن است قادر به گیرانش و حصول اشتعال سوخت  $\text{D-T}$  باشد.

۲) ازمعیار لاسون فراتر رفته است، هنوز هم هیچ نامزد درجهٔ اولی به‌عنوان طرح اساسی رآکتور همجوشی کنترل شده وجود ندارد، علی‌رغم بسیاری از مسائل تکنولوژیکی، پیشرفت در دههٔ اخیر قابل توجه بوده است و این خوش بینی بیش از حدی نیست که طی یکی دو دههٔ آینده بتوانیم بر نقطهٔ سر به سر شدن غلبه کنیم.

یک طرح پیشنهادی برای رآکتور قدرت همجوشی در شکل ۱۸.۱۴ نشان داده شده است. واکنش D-T به تولید یک نوترون و یک ذرهٔ آلفا می‌انجامد که انرژی آن در داخل سوخت ذخیره و باعث گرم کردن مخلوط D-T می‌شود. نوترون حدود ۸۰٪ انرژی (۱۴.۱ MeV) را با خود حمل می‌کند و می‌تواند توسط پوشش لیتیم و از طریق واکنشهای زیرگیراندازی شود



یا



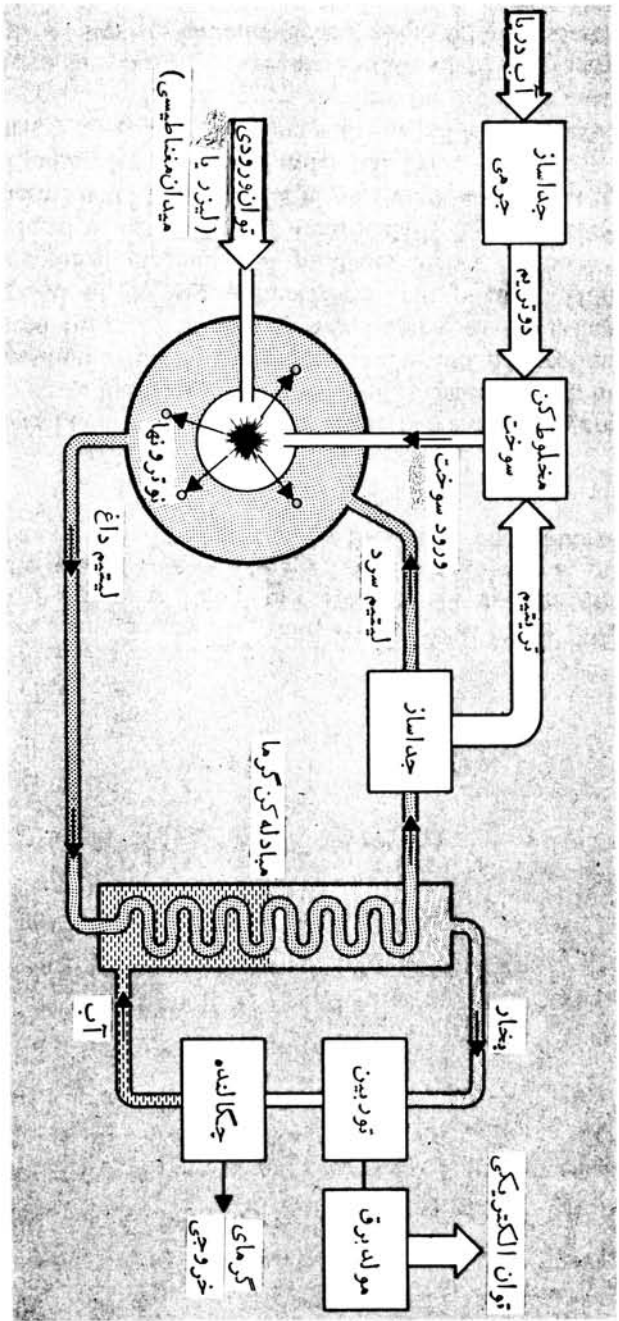
ذرات پرنرژی  ${}^4\text{He}$  و  ${}^3\text{H}$  انرژی خود را در لیتیم به صورت گرما از دست می‌دهند. بدین ترتیب، لیتیم داغ که به صورت مایع است، یک مولد بخار را راه‌اندازی می‌کند و بخار حاصل برای چرخاندن یک توربین به کار می‌رود. تریتم تولید شده را برای ساختن سوخت رآکتور استخراج می‌کنند.

### ۵.۱۴ سلاحهای گرما هسته‌ای

پس از اولین آزمایش سلاحهای گرما هسته‌ای توسط ایالات متحده و شوروی در آغاز دههٔ ۱۹۵۰، به زودی سلاحهای شکافت در زرادخانه‌های استراتژیکی هر دو کشور جای خود را به سلاحهای گرما هسته‌ای داد که انرژی انفجاری شان ۲ تا ۳ مرتبهٔ بزرگی بیش از سلاحهای اولیهٔ شکافت بود. بمبهای به قدرت حدود کیلو تن که هیروشیما و ناگازاکی را نابود کردند به بمبهای مگاتنی تبدیل شده‌اند. یادآوری می‌شود که توانایی تخریبی مؤثر سلاحها بر حسب ریشهٔ دوم یا سوم انرژی انفجاری آنها افزایش می‌یابد.

اغلب جزئیات مربوط به ساخت سلاحهای گرما هسته‌ای محرمانه‌اند، اما مطالب شناخته شده در حدی هستند که می‌توانیم کلیاتی را در مورد طرز کار این سلاحها مطرح کنیم. به‌عنوان یک نقطهٔ شروع، تمام بحثهای قبلی در مورد دمای اشتعال سوخت قابل همجوشی معتبر باقی می‌ماند و تنها منبع سریع و قابل انتقالی که قادر به تأمین چنین دمای بی‌شمار همان انفجار هسته‌ای است. بنا بر این هر سلاح همجوشی شامل یک بمب شکافتی است که به عنوان چاشنی انفجار اصلی عمل می‌کند. تابش ناشی از انفجار شکافتی صرف گرم کردن و متراکم ساختن سوخت گرما هسته‌ای می‌شود.

اولین بمب گرما هسته‌ای به کار رفته به صورت مخلوطی از سوخت مایع مجهز به یک



شکل ۱۸.۱۴ طرح یک رآکتور قدرت همجوشی.

دستگاه سردسازی (خنك سازی) پردردسر بود که به منظور تأمین دمای پایین و حفظ هیدروژن مایع مورد استفاده قرار می گرفت. در سلاحهای امروزی از لیتیم دوترید جامد به عنوان سوخت استفاده می شود که لیتیم آن از نوع ایزوتوپ  ${}^6\text{Li}$  است. نوترونهای آزاد شده از انفجار شکافتی اول (و همجوشیهای بعدی) باعث می شوند که  ${}^6\text{Li}$  به تریتم تبدیل شود



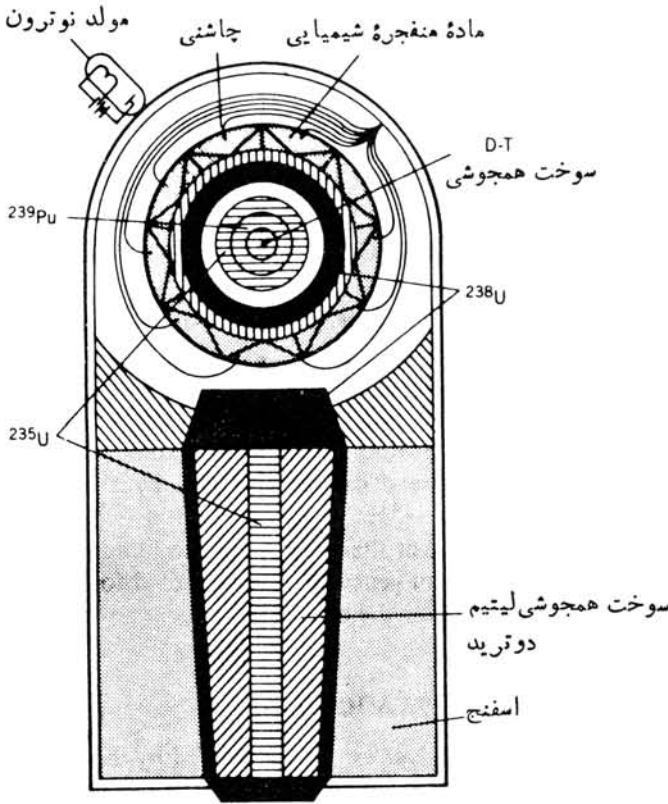
حتی برای نوترونهای کم انرژی، مقدار انرژی تریتیم ( $2.0\text{MeV}$ ) به حدی است که به آسانی در سد کولنی D-T نفوذ و واکنشهای همجوشی را آغاز کند. به این طریق همانند تکنیک محصورسازی جرمی در همجوشی کنترل شده، گرما، نوترونها، و ذرات آلفای تولید شده تا هنگامی که انبساط سوخت و واکنش را به پایان نرساند باعث ادامه واکنش می شوند. با محصورسازی سوخت همجوشی با پوششی از  ${}^{238}\text{U}$  که نوترونهای تند در آن ایجاد شکافت می کنند، نوترونهای تند حاصل از همجوشی را می توان برای افزایش انرژی انفجار به کار برد. بنا بر این طرز کار و مقدار انرژی آزاد شده در سلاح گرمایسته ای به پرحه شکافت همجوشی شکافت بستگی دارد. تقریباً نیمی از بهره انرژی سلاح استراتژیک ممکن است از فرایندهای شکافت نهایی تأمین شود.

طرح فوق العاده ساده ای از یک سلاح گرمایسته ای در شکل ۱۹۰۱۴ نشان داده شده است و با توجه به شکل ۲۰۰۱۴ که محفظه یک بمب واقعی را نشان می دهد، بدون دشواری می توان اندازه های نسبی اجزای بمب و جای آنها را استنباط کرد.

اثرات تخریبی سلاح گرمایسته ای یک تا ۱۰ مگاتنسی را می توان با توجه به بحث سلاحهای شکافتی فصل سیزدهم پیش بینی کرد. شعاعی که در داخل آن در اثر گرمای انفجار و طوفان آتش عملاً انهدام کامل صورت می گیرد تقریباً با ریشه سوم بهره سلاح تغییر می کند و در نتیجه، شعاع انهدام کامل یک مرتبه بزرگی از مسافت ۱ km که مشخصه یک سلاح شکافت نوعی است بیشتر خواهد بود. بنا بر این، شاید در شعاع حدود ۱۰۰ km، یک سلاح منفرد می تواند اساساً به نابودی کامل منجر شود.

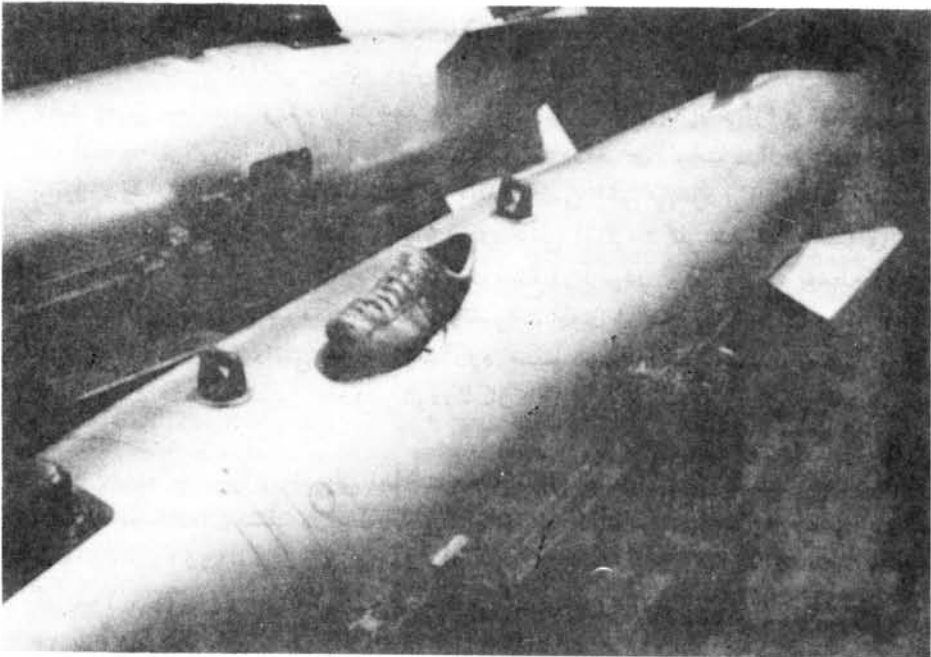
با کاهش بهره شکافت (از طریق حذف پوشش  ${}^{238}\text{U}$ ) می توان اکثر محصولات پرتوزای شکافت را از خرده پاشهای محصولات انفجار محو کرد و یک انفجار نسبتاً «تمیز» به وجود آورد، یعنی انفجار می تواند به دور از اثرات درازمدت پرتوزایی ریزشها و پرتوزایی سطحی وابسته به محصولات شکافت باشد. از آنجا که بهره بمب هدف اصلی سلاحهای استراتژیک است، اعتقاد بر آن است که اکثر سلاحهای استراتژیک در زرادخانه ایالات متحده سلاحهای «کثیف» و از نوع شکافت همجوشی شکافت هستند.

بمبهای هسته ای جنگی با بهره نسبتاً پایین از نوع تاکتیکی نیز وجود دارند. در بین آنها می توان از سلاحهایی که شدت تابش در آنها بسیار بالاست یا سلاح نوترونی نام برد. با حذف پوشش  ${}^{238}\text{U}$ ، این سلاحهای کوچک (در گستره کیلوتن) فورانی از نوترونها به وجود می آورند که هدف آن، تولید دزتابشی مرگ آور برای ارتش زرهی در حال پیشروی نظیر تانکهاست. بر آورده شده است که یک بمب نوترونی یک کیلوتنی می تواند افرادی را



**شکل ۱۹۰۱۴** نمودار ساده یک بمب گرما هسته‌ای. انفجار ماده شیمیایی باعث تراکم پوسته  $^{238}\text{U}$  که  $^{239}\text{Pu}$  و  $^{235}\text{U}$  را در بر گرفته می‌شود، و آنها را به وضعیت بحرانی در می‌آورد و انفجار شکافتی را موجب می‌شود. واکنش شکافت توسط مقدار کمی سوخت D-T که در مرکز کره قرار دارد تقویت می‌شود، همجوشی D-T نوترونها را اضافی لازم را برای انفجار شکافت فراهم می‌سازد. پرتوهای X و  $\gamma$  حاصل از انفجار شکافت باعث تبخیر اسفنج پلی‌استرین که متر اکم‌کننده پوشش  $^{238}\text{U}$  در اطراف سوخت اصلی همجوشی است می‌شود و همچنین این سوخت را تا دمای اشتعال گرم می‌سازد و واکنش گرما هسته‌ای را راه‌اندازی می‌کند. نوترونها را آزاد شده در واکنشهای همجوشی باعث وقوع شکافتهایی در  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  می‌شوند و کارایی کل سلاح را افزایش می‌دهند.

که تا شعاع ۱ km در پناه صفحات زرهی قرار دارند تا یک دز تابشی حدود  $10^3$  راد در معرض پرتو دهی قرار دهد. چنین دزی در خلال چند روز به مرگ منجر خواهد شد. سلاحهای با تابش شدید به منظور نفوذ در ادوات زرهی ساخته شده‌اند تا جلوی پیشروی ارتش مهاجم را خصوصاً هنگامی که سرزمین خودی در معرض تهاجم قرار دارد بگیرند (در حالت اخیر به حداقل رساندن زیانهای ناشی از انفجار به شدت مورد توجه است زیرا



شکل ۲۰۱۴ محفظه يك سلاح گرمایسته‌ای.

استفاده از بمبهای مگاتنی می‌تواند کشوری را که منظور نجات آن است منهدم سازد). اثرات سلاحهای همجوشی روی جمعیت وساختمانها مشابه اثرات سلاحهای شکافتی است که در بخش ۹۰۱۳ مورد بحث قرار گرفت، تنها با این تفاوت که ضرایب مقیاس مربوط به هر کدام از آنها را باید برای اختلاف بهره‌شان در نظر گرفت. يك اثر اضافی که در فصل ۱۳ در نظر گرفته نشد، تپش الکترومغناطیسی است (EMP). پرتوهای آتسی گاما و ایکسی که از انفجار حاصل می‌شوند با مولکولهای هوا برهم‌کنش انجام می‌دهند (از طریق فرایندهای یونش و پراکندگی کامپیون) و جریان بزرگی از الکترونها تولید می‌کنند که از نقطه انفجار به طرف خارج در حرکت است. این الکترونها توسط میدان مغناطیسی زمین شتاب می‌گیرند و موج الکترومغناطیسی پیشرویی را به شکل يك تپش به وجود می‌آورند. يك انفجار يك مگاتنی چند صد کیلومتری برفراز مرکز ایالات متحده می‌تواند تمام ایالات متحده را تحت پوشش بگیرد و کشور را در معرض تابش میدانهای الکتریکی از مرتبه  $10^4 \text{ V/m}$  قرار دهد. چنین تپشی می‌تواند روی خطوط انتقال نیروی برق و شبکه‌های ارتباطی کشور که در زمان جنگ اهمیت حیاتی خواهند داشت، تأثیری ویرانگر به جای گذارد.

بنا بر این سناریوی يك جنگ تمام عیار هسته‌ای بسیار ترسناک خواهد بود. شاید بیش

از ۱۰۰۰ کلاهک استراتژیک یا بیشتر در گستره‌ی مگاتنی در ظرف چند دقیقه در تمام ایالات متحده منفجر شوند. شاید ۵۰٪ جمعیت ایالات متحده در چنین حمله‌ای در اثر ترکیبی از اثرات انفجار، گرما، آتش‌سوزی و تابش از بین بروند. فرایند انفجار و طوفانهای آتش باعث پخش پسماند پرتوزا در اکثر شهرها می‌شود و اثرات EMP می‌تواند شبکه‌ی برق و تسهیلات مخابراتی را نابود سازد. جمعیت باقیمانده در معرض اثرات درازمدت ریزشهای پرتوزا و بیماریها و قحطیهایی که احتمالاً از انهدام کلسی ناشی می‌شود قرار خواهند گرفت. محاسبات اخیر نشان می‌دهند که گردوغبار و دود ناشی از اثرات کلی سلاحهای هسته‌ای در تمام جو زمین به جریان خواهد افتاد و به قدری مانع از رسیدن نورخورشید به سطح زمین می‌شود که کشاورزی را غیرممکن می‌سازد و تغییرات جوی شدیدی را موجب می‌شود که یک «زمستان هسته‌ای» دائمی به بار خواهد آورد. مسلماً در مقابل چنین مصیبت وحشتناکی که از یک جنگ هسته‌ای عمومی حاصل می‌شود، ناسازگارهای حقیرانه‌ی بین‌المللی را باید بسیار کم اهمیت تلقی کرد.

زرادخانه‌ی استراتژیک فعلی ایالات متحده شامل سلاحهای زیر است ۱۰۰۰ موشک بالستیک بین قاره‌ای مستقر در سطح زمین (ICBM) که تقریباً نیمی از آنها شامل کلاهک هسته‌ای منفرد (۱۵ مگاتنی) و نیم دیگر شامل موشکهای با کلاهکهای سه تا یه مستقلاً هدف گیرنده (MIRV) با بهره‌کل ۱-۵۵ مگاتنی است. ۳۳ زیردریایی که هر یک مجهز به ۱۶ یا ۲۴ موشک با ۸ تا ۱۰ کلاهک MIRV به قدرت تقریبی ۱۰۰-۵۰ کیلو تن است؛ و ۳۳۲ بمب افکن ب-۵۲ که هر یک حداقل چهار کلاهک یک مگاتنی را حمل می‌کنند. مقدار کل کلاهکهای استراتژیک در زرادخانه‌ی ایالات متحده شامل ۲۱۵۲ کلاهک از نوع ICBM (۱۵۷۲ مگاتن)؛ ۴۹۶۰ کلاهک به صورت موشکهای بالستیک پرتاب‌شونده از زیردریاییها (۳۴۴ مگاتن)؛ و ۲۶۹۸ کلاهک در بمب افکنها که تعدادی از آنها از نوع موشکهای هوا به هوا هستند (۱۶۲۱ مگاتن)؛ که تعداد کل آن به ۹۸۱۰ کلاهک (۳۵۳۷ مگاتن) بالغ می‌شود. در اتحاد جماهیر شوروی ۷۷۴۱ کلاهک (۶۶۱۸ مگاتن) وجود دارد، به علاوه ۱۰ تا ۲۰ هزار سلاح تاکتیکی کوچک (در گستره‌ی کیلو تن) نیز در هر دو کشور وجود دارند. بنابراین قدرت تخریبی کل از مرتبه‌ی ۱۰۰۰۰ مگاتن است!

در اینجا سعی کنیم که احساسی از این اعداد گیج‌کننده به دست دهیم: انرژی کل ناشی از قدرت انفجاری از مرتبه‌ی  $۱۰^{۱۰}$  تن TNT است. جمعیت کره‌ی زمین در حدود  $۵ \times ۱۰^۹$  نفر است، لذا به هر نفر حدود ۲ تن TNT اختصاص می‌یابد که تقریباً معادل یک متر مکعب می‌شود. پس هر انسانی که در روی کره‌ی زمین زندگی می‌کند در معرض خطر ناشی از یک متر مکعب ماده‌ی منفجرشونده هسته‌ای قرار دارد. با یک فکر منطقی به وضوح دیده می‌شود که این ارقام و این قدرت کشتار احمقانه چگونه می‌تواند امنیت شخصی هر فردی را تحت تأثیر بگذارد، و تنها راه چاره آن است که تعداد سلاحها کاهش یابد و تکثیر آنها تحت کنترل قرار گیرد. دسترسی به این هدف و کاهش سلاحهای هسته‌ای، وظیفه‌ی خطیری است که هم فیزیکدانان و هم سیاستمداران در دهه‌ی آینده به عهده دارند.

## مراجع مطالعات تکمیلی

درمیان مراجعی که مبانی فیزیکی فرایندهای همجوشی را مورد بررسی قرار می‌دهند، منابع زیر دربارهٔ تکنولوژی همجوشی کنترل شده و طرح رآکتورهای همجوشی نیز بحث کرده‌اند.

S. Glasstone, and R.H. Lovbery, *Controlled Thermonuclear Reactions* (Princeton, NJ: Van Nostrand, 1960),

W. M. Stacey, Jr, *Fusion: An Introduction to The Physics and Technology of Magnetic Confinement Fusion*(New York: Wiley, 1984),

H. Motz, *The Physics of Laser Fusion* (London: Academic, 1979),,

J. J. Duderstadt and G. A. Moses, *Inertial Confinement Fusion*(New York: Wiley, 1982),

M. O. Hagler and M. Kristiansen, *An Introduction to Controlled Thermonuclear Fusion* (Lexington: MA: Heath , 1977),

*Fusion*, edited by Edward Teller(New York: Academic, 1981).

برای مروری بر تحقیقات رآکتور همجوشی به مقالات زیر رجوع شود

F. L. Ribe, *Rev. Mod. phys.* 47, 7 (1975),

R. F. Post, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 20, 509 (1970),

D. Keefe, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 32, 391 (1982) ; K. I. Thomassen, *Ann. Rev. Energy* 9, 281 (1984).

توصیف غیر تکنیکی جالبی از زمینه‌های سیاسی و جامعه‌شناختی برنامه تحقیقاتی

همجوشی کنترل شده را می‌توان در کتاب زیر خواند

Joan Lisa Bromberg , *Fusion: Science . Politics and Invention of a New Energy Source* (Cambridge, MA: MIT Press, 1982).

چند مقاله در سطح عمومی در مورد همجوشی کنترل شده در مجلهٔ *Scientific American*

تحت عناوین زیر چاپ شده است

B. Coppi and J. Rem, "The Tokamak Approach in Fusion Research " (July 1972),

J. L. Emmett, J . Nuckolls , and L . Wood, "Fusion Power by Laser Implosion" (June 1974),

W.C.Gough.B.J.Eastland, "The Prospects of Fusion Power"(Feb 1971),

M. J. Lubin and A. P. Fraas "Fusion by Laser" (June 1971),

Harold P. Furth. *Progress Toward a Tokamak Fusion Reactor*, (August 1979),

R.W. Conn, "The Engineering of Magnetic Fusion Reactors"(Oct. 1983),

R. S. Craxton, R. L. McCrory, and John. M. Soures, "Progress in Laser Fusion" (August 1986).

مراجع کار روی همجوشی در ستاره‌ها در فصل ۱۹ ارائه خواهد شد. درمیان مقالات

قابل توجهی که دربارهٔ تکنولوژی سلاحهای شکافتی وجود دارد، مقالات منتشر شدهٔ اندکی

در مورد سلاحهای همجوشی ارائه شده است. شاید بهترین کار شناخته شده، حداقل در سطح



افشاگرانه‌اش، کتاب زیر است

Howard Morland , *The Secret That Exploded* (New York : Random House, 1981).

مطالب منتشر شده دربارهٔ اثرات سلاحهای هسته‌ای و مضامین سیاسی مربوط به کاهش سلاحها زیاد است خلاصه‌ای از آنها را می‌توان در مقالهٔ زیر یافت

«Physics and Nuclear Arms Race», by D. Schroeer, and J. Dowling, *Am. J. Phys.*, 50, 786 (1982).

انجمن معلمان فیزیک آمریکا مجموعه‌ای مشتمل به مقالات تجدید چاپ شده در مقالهٔ بدیع Morland را تحت عنوان زیر جمع‌آوری کرده است  
*Physics and Nuclear Arms Race, : Selected Reprints* (1984).

یکی از کارهایی که به خاطر تفصیل فنی‌اش حائز اهمیت است، مقاله زیر است

H. L. Brode, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 18, 153 (1968).

کارهای جدیدتر را می‌توان در مراجع زیر یافت: تمام شماره‌های مجلهٔ *Physics Today* در ماه مارس ۱۹۸۳ که شامل مقالاتی دربارهٔ اثرات سلاحهای هسته‌ای و توصیف زرادخانه‌های فعلی است؛ یک کار جامع و بسیار خواندنی (ولی مقدماتی) در مورد تکنولوژی سلاحها، استراتژیها، و کنترل تسلیحات، کتاب و مقالهٔ زیر است

A. A. Broyles, *Am. J. Phys.* 50, 586 (1982),

D. Schroeer, *Science , Technology , and The Nuclear Arms Race* (New York. Wiley, 1984),

مجموعه‌ای از مقالات را که توسط متخصصان در زمینه‌های تکنولوژی، استراتژی و سیاستهای تسلیحات هسته‌ای نوشته شده است، می‌توان در کتاب زیر یافت

*Physics , Technology and The Nuclear Arms Race* , edited by D . W. Hafemeister and D. Schroeer (New York : American Institute of Physics, 1983).

## مسائل

- ۰۱ (۱) دمای لازم برای غلبه بر سد کولنی و (۲) انرژی آزاد شده در همجوشی گازهای زیر را محاسبه کنید: (الف)  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H}$ ، (ب)  ${}^{12}\text{C}$ ، (ج)  ${}^{24}\text{Mg}$ ، (د)  ${}^{14}\text{N}$ ، (ه)  ${}^{10}\text{B}$
- ۰۲ (الف) مقادیر  $Q$  برای واکنشهای اساسی D-D به صورت‌های  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$  و  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + p$  را محاسبه کنید. (ب) با فرض اینکه انرژیهای جنبشی ذره تابشی قابل اغماض است، انرژیهای ذرات خروجی را در هر واکنش به دست آورید.
- ۰۳ (الف) نسبت سطح مقطعهای همجوشی D-D را در انرژیهای ۱۰۰ و ۲۰ KeV به کمک معادلهٔ (۷.۱۴) محاسبه کنید و نشان دهید که با شکل ۱۰.۱۴ سازگاری دارد. (ب) همین کار را برای سطح مقطع D-T انجام دهید.
- ۰۴ (الف) ناحیه‌های هاشوردار در شکل ۲.۱۴ را برآورد کنید و نشان دهید که با منحنی

D-D در شکل ۳۰۱۴ سازگاری دارند. (ب) این محاسبه را به طرف مقادیر بالاتر انرژی تا ۱۰۰keV و به طرف مقادیر پایینتر تا ۱keV بسط دهید و سپس با شکل ۳۰۱۴ مقایسه کنید (محاسبات ۵ و ۲۰keV را هم تکرار کنید به طوری که نتیجه را بتوان با توجه به شکل ۲۰۱۴ بهنجار کرد.) توجه کنید که برای واکنشهای D-D داریم  $E = 2E_D$  و نیز به خاطر داشته باشید که تابع  $n(E)$  به  $T^{-3/2}$  نیز بستگی دارد که قبل از انجام مقایسه نتایج دردهماهای مختلف باید در نظر گرفته شود.

۵. با محاسبه انرژی آزاد شده در هر یک از شش واکنش چرخه کربن، نشان دهید که کل انرژی آزاد شده مساوی ۲۶۷MeV است.

۶. همانند چرخه کربن، همجوشی هیدروژن به هلیوم می تواند با حضور  ${}^2\text{Ne}$  به عنوان کاتالیزور صورت گیرد. مشابه چرخه کربن، زنجیره ای از واکنشها را که طی آن این فرایند می تواند انجام شود ارائه دهید. انرژی آزاد شده در هر واکنش را محاسبه و کل انرژی آزاد شده را برآورد کنید (دانهمایی: در چرخه کربن دو گیراندازی متوالی پروتونی باید تحقق یابد، زیرا  ${}^{14}\text{N}$  پایدار است و واپاشی بتا را انجام نمی دهد. این عمل الزاماً در چرخه نئون-پایه صورت نخواهد گرفت).

۷. انرژی آستانه را برای گیراندازی نوترینو در  ${}^{37}\text{Cl}$  محاسبه کنید. کدامیک از واکنشهای چرخه پروتون-پروتون می تواند نوترینوهایی با انرژی بالاتر از این آستانه ایجاد کند؟ آیا چرخه کربن، نوترینوهای قابل آشکارسازی تولید می کند؟

۸. با در نظر گرفتن فرضهای قابل تسوجیهی برای بازده تبدیل، تعداد قرصهای D-T را که باید در هر ثانیه در معرض پرتوهای قرار داد تایک نیروگاه ۱۰۰۰MW راه اندازی شود، برآورد کنید.

## شتا بدهنده‌ها

منظور از شتابدهی ذرات باردار، گسیل باریکه‌ای از ذرات بخصوص با انرژی خاص به طرف يك هدف مورد نظر است. انواع مختلفی از روشها برای انجام این امر وجود دارند که در تمام آنها از آرایشهای گوناگون میدانهای الکتریکی و مغناطیسی استفاده می‌شود. در این فصل، جنبه‌های کلی پاره‌ای از متداولترین انواع شتابدهنده‌ها را مورد مطالعه و مرور قرار می‌دهیم.

شتا بدهنده به‌عنوان يك دستگاه الکترونیکی شباهتهای زیادی به لامپ تصویر تلویزیون دارد. هر دو دستگاه به‌اجزای زیر نیاز دارند: يك چشمه ذرات باردار (الکترونهاي حاصل از يك رشته داغ یا اتمهای یونیده حاصل از يك چشمه یون)، يك میدان الکتریکی به منظور شتاب دادن ذرات ( $10^4V$  در لامپ تلویزیونی و شاید  $10^7V$  در بعضی شتابدهنده‌ها)، ابزار کانونی‌کننده برای غلبه بر تمایل طبیعی باریکه به‌واگر شدن، منحرف‌کننده‌ها برای به حرکت در آوردن باریکه در راستای دلخواه، يك هدف از ماده مورد نظر برای برخورد با باریکه، و اتاقکی که تمام قسمتها را در خلاً بالا نگهداری کند تا از پراکندگی باریکه در اثر برخورد با مولکولهای موجود در هوا جلوگیری به‌عمل آید.

طرح شتابدهنده‌ها عمدتاً بر حسب منظوری که برای آن طراحی می‌شوند تغییر می‌کند. در پاره‌ای موارد، انرژی زیاد و در مواردی دیگر شدت زیاد مورد نظر است. شتابدهنده‌های الکترونی (الکترونها در ولتاژهای نسبتاً پایین به‌صورت نسبیستی درمی‌آیند و بردهای طولانی در ماده خواهند داشت) کاملاً از شتابدهنده‌های یون سنگین (که معمولاً نانسیستی‌اند

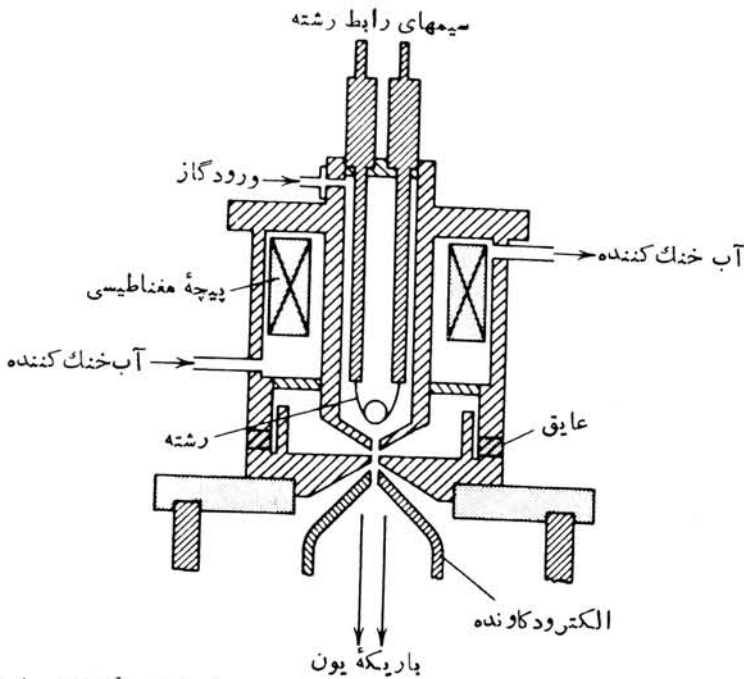
و بردهای کوتاهی در ماده دارند) تفاوت دارند. برد کوتاه یونهای سنگین در عمل بدان معنی است که تمام شنا بدهنده باید به صورت يك محفوظه خلا<sup>۳</sup> پیوسته برای یونهای سنگینی باشد که این یونها قادر نیستند حتی از نازکترین «پنجره‌ای» که يك اناقك خلا<sup>۳</sup> را از دیگری جدا کند، بگذرند.

به طور کلی، شنا بدهنده‌ها را می‌توان به صورت شنا بدهنده‌های انرژی پایین، انرژی متوسط، یا انرژی بالا گروه بندی کرد. شنا بدهنده‌های انرژی پایین که برای ایجاد باریکه‌هایی در گستره انرژی ۱۰۰-۱۰ MeV به کار می‌روند، غالباً در مطالعات واکنش یا پراکندگی و به منظور توضیح ساختار حالت‌های نهایی خاص، و شاید حتی حالت‌های برانگیخته منفرد، مورد نیازند. در این شنا بدهنده‌ها باید گزینش انرژی دقیق و شدت جریانها به قدر کافی بالا باشد، زیرا آمار شمارش دقت بسیاری از آزمایشها را محدود می‌کند. گرم شدن هدفها توسط باریکه‌های پر شدت می‌تواند قابل ملاحظه باشد و غالباً لازم است هدف را خنک کرد تا از تخریب آن جلوگیری به عمل آید.

شنا بدهنده‌های انرژی متوسط در گستره انرژی تقریباً ۱۰۰۰-۱۰۰ MeV کار می‌کنند. در این انرژیها، برخورد نوکلئونها با هسته‌ها می‌تواند مزونهای π ایجاد کند و لذا این نوع شنا بدهنده‌ها غالباً برای مطالعه نقش تبادل مزونها در نیروی هسته‌ای به کار می‌روند. فقط در چند مورد است که این شنا بدهنده‌ها قادر به تفکیک حالت‌های برانگیخته نهایی منفرد هستند.

شنا بدهنده‌های انرژی بالا باریکه‌های به انرژی ۱ GeV (۱۰۰۰ MeV) و بالاتر تولید می‌کنند. منظور از ساخت این شنا بدهنده‌ها کمتر بررسی ساختار هسته‌ای است، بلکه بیشتر به تولید انواع مختلف ذرات و مطالعه خواص آنها مربوط می‌شود. در اینجا، هدف اصلی بالاترین انرژی ممکن در دستگاه مرکز جرم است، و در حال حاضر، طراحی ماشینهایی که قادر به تولید انرژی بالاتر از TeV (۱۰<sup>۱۲</sup> GeV یا ۱۰<sup>۶</sup> MeV) باشند، در دست بررسی است.

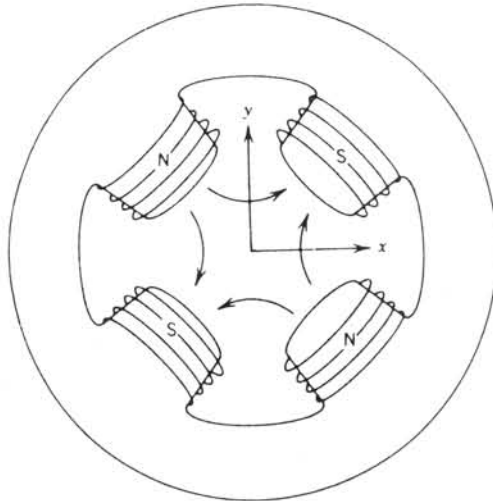
در این فصل، جزئیات تکنولوژی شنا بدهنده‌ها مورد بحث قرار نمی‌گیرد. در عوض، به طور کلی انواع شنا بدهنده‌ها و نقاط قوت و ضعف آنها را مورد بحث قرار می‌دهیم. قبل از انجام این کار، بعضی از دستگاههایی را که از لوازم ضروری هر ماشین شنا بدهنده‌ای است؛ مورد بررسی قرار می‌دهیم. اولین دستگاه از این نوع چشمه<sup>۳</sup> یون است که از آن، باریکه<sup>۳</sup> یونها یا الکترونهایی که باید شتاب داده شوند، سرچشمه می‌گیرند. اساس عملکرد این دستگاه (برای یونها) به این صورت است که گازی معمولاً تحت تأثیر تخلیه<sup>۳</sup> الکتریکی یونیده می‌شود، و یونهای باردار مثبت بر اثر پتانسیلی به ولتاژ حدود ۱۰ kV به طرف يك الکتروود منفی شتاب می‌گیرند و استخراج می‌شوند (شکل ۱۰-۱۵). برای بعضی کاربردها، ممکن است به يك باریکه<sup>۳</sup> یونهای منفی نیاز داشته باشیم، که در این صورت باید اتمهای خنثایی را در نظر گرفت که قادرند الکترون اضافی را بپذیرند. هرگاه باریکه<sup>۳</sup> یونهای مثبت را از میان گاز خنثایی عبور دهیم که انرژی پیوند الکترونها با اتمهایشان نسبتاً ضعیف باشد (مثلاً اتمهای قلیایی)، در این صورت احتمال زیادی وجود دارد که یونهای مثبت الکترونها را به



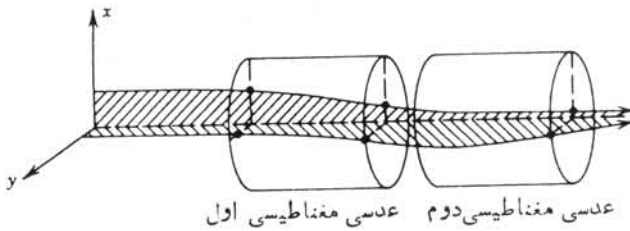
شکل ۱۰۱۵ طرح اساسی يك چشمه یون. اتمهای گازخشی به ناحیه تقریباً فوقانی وارد می‌شوند و در مجاورت رشته دائمی که نقش تخلیه الکترونی را برعهده دارد یونیده می‌شوند. میدان مغناطیسی برای کانونی کردن یونها و نیز متمرکز ساختن الکترونهاى خارج شده از رشته به کار می‌رود تا کارایی یونشی آنها افزایش یابد. باریکه به کمک الکترودی با ولتاژ بالا استخراج می‌شود.

دام اندازند و به یونهاى منفی تبدیل شوند. این گیر اندازی قابل تقویت است، زیرا در انرژی حدود  $10 \text{ keV}$ ، یونها تقریباً با همان سرعت الکترونهاى مدارى بخارقلیایی درحرکت اند. شاید ۱٪ یونهاى مثبت به صورت منفی باردار می‌شوند، ولی باقیمانده یونهاى باردار مثبت توسط يك میدان الکتريکی یا مغناطیسی از باریکه جاروب می‌شوند و باریکه نسبتاً خالصی از یونهاى منفی برجای می‌ماند.

دستگاه تراپد باریکه (یا اپتیك باریکه) شامل تعدادی وسایل مغناطیسی یا الکتريکی است که باریکه را کانونی می‌سازند و آن را درطول مسیر موردنظر منحرف می‌کنند. در قیاس با اپتیك، دستگاههای کانونی کننده را اغلب عدسی می‌نامند، اما این عدسیها به جای شیشه از میدانهای مغناطیسی تشکیل می‌شوند. شکل ۲۰۱۵ نمونه‌ای از يك عدسی چارقطبی را نشان می‌دهد که مؤلفه‌های میدان را در راستاهای  $x$  و  $y$  به صورت  $B_x = by$  و  $B_y = bx$  ایجاد می‌کند که در آن  $b$  يك مقدار ثابت است. محور باریکه در راستای  $z$  قرار

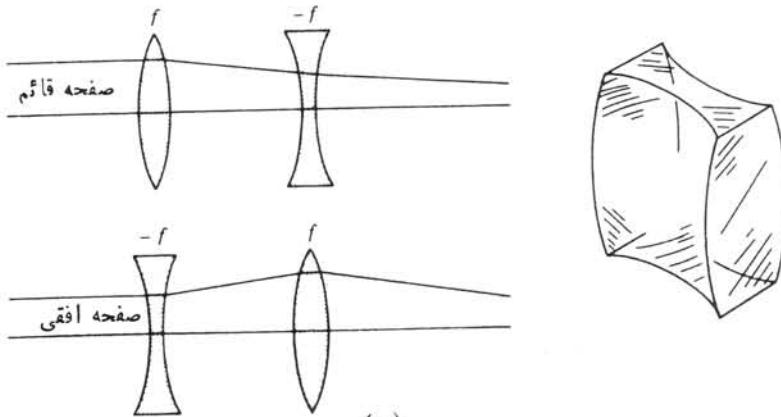


(الف)



عدسی مغناطیسی دوم    عدسی مغناطیسی اول

(ب)



(ج)

**شکل ۲.۱۵** (الف) سطح مقطع عدسی چارقطبی در راستای باریکه. هم پتانسیلهای مغناطیسی به صورت هذلولی اند. (ب) دو عدسی متوالی در مجموع اثر کانونی کنندگی خالص را نشان می دهند. (ج) شباهت اپتیکی با استفاده از عدسی که در یک جهت واگرا و در جهت دیگر همگراست. دو عدسی از این نوع به طور متوالی می توانند اثر کانونی کنندگی واحدی در هر دو جهت به وجود آورند.

دارد که مؤلفه میدان در امتداد آن برابر صفر است. مؤلفه‌های نیروی لورنتس  $\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$  عبارتند از

$$F_x = -qv_z B_y = -qv_z b_x = -kx \quad (10.15)$$

$$F_y = qv_z B_x = qv_z b_y = ky$$

فرض کنیم  $b > 0$  باشد. بر ذراتی که در راستای  $x$  در حرکت اند نیروی بازگشت‌دهنده‌ای وارد می‌شود که آنها را به طرف محور  $x$  می‌راند و لذا باریکه را در راستای  $x$  کانونی می‌سازد. در راستای  $y$ ، خاصیت واگرایی برقرار است و ذرات از حالت کانونی خارج (واکانونی) می‌شوند. به نظر نمی‌آید که از چنین آرایشی بتوانیم بهره‌ای بگیریم، اما هرگاه دو عدسی چارقطبی را به طور متوالی قرار دهیم به طوری که دومی به اندازه  $90^\circ$  نسبت به اولی چرخیده شده باشد، در این صورت در طول محور ( $x$  و  $y$ ) یک اثر کانونی و یک اثر واکانونی خواهیم داشت و می‌توان نشان داد که نتیجه نهایی کانونی کردن باریکه خواهد بود. در شکل ۲۰۱۵ مشابه اپتیکی مسئله نیز نشان داده شده است.

آهنرباهای خم‌کننده (همانند منشورها در اپتیک) راستای باریکه را تغییر می‌دهند و آن را به مؤلفه‌های تجزیه می‌کنند (زیرا شعاع انحنای مسیر ذره باردار در یک میدان مغناطیسی به تکانه آن بستگی دارد). آهنرباهای خم‌کننده در تجزیه باریکه‌ای از محصولات واکنش، نظیر تشکیل باریکه ثانویه‌ای از نوع خاص از میان محصولات ناشی از واکنش، می‌توانند خیلی مفید باشند. جداکننده‌های ایزوتوپی را هم، مشابه طیف‌سنجی جرمی مورد بحث در فصل ۳، می‌توان برای انتخاب نمونه‌های ایزوتوپی مشخص از میان محصولات واکنش به کار برد.

هدفهای باریکه‌های شتاب یافته نیز همانند موارد استفاده شتابدهنده‌ها متنوع‌اند. برای انجام طیف‌سنجی دقیق هسته‌ای، نظیر مطالعه حالت‌های خاص برانگیخته و سطح مقطعهای آنها، معمولاً باید آشفتگی باریکه‌های ورودی و خروجی تا سرحد امکان کوچک باشد. بنابراین هدفهای خیلی نازک (در مرتبه  $10 \mu\text{m}$ ) به کار می‌روند. از طرف دیگر، هرگاه بخواهیم یک باریکه پروتونهای پر انرژی را کاملاً متوقف سازیم تا ذرات ثانویه ایجاد شوند، هدفهای ضخیم (به ضخامت دهها سانتی‌متر) را باید به کار ببریم. غالباً هر دو نوع هدف نازک و ضخیم را سرد می‌کنند تا گرمای ناشی از تابش باریکه از آنها خارج شود.

بالاخره، از جمله قسمت‌های اساسی هر دستگاه شتابدهنده‌ای را وسایل آشکارسازی و تحلیل‌کننده‌ای تشکیل می‌دهند که برای ثبت نوع ذره؛ انرژی، زمان، و جهت حرکت محصولات واکنش به کار می‌روند. در فصل ۷ آشکارسازهای تابشها و ذرات کم انرژی مورد بحث قرار گرفتند، که بر همان اساس دستگاههای مشابهی توسط فیزیکدانان ذرات بنیادی برای مطالعه محصولات پر انرژی و کم‌شدنی که همیشه در واکنشهای انرژی بالا دیده می‌شوند، به کار می‌روند.

با این بحث پایه‌ای مختصر درباره چشمه، طرزتشکیل، انحراف و تحلیل باریکه‌های ناشی از شنا بدهنده، اینک به تکنیکهای متداول برای انرژی‌دهی به ذرات تا انرژی دلخواه می‌پردازیم.

### ۱۰۱۵ شنا بدهنده‌های الکتروستاتیکی

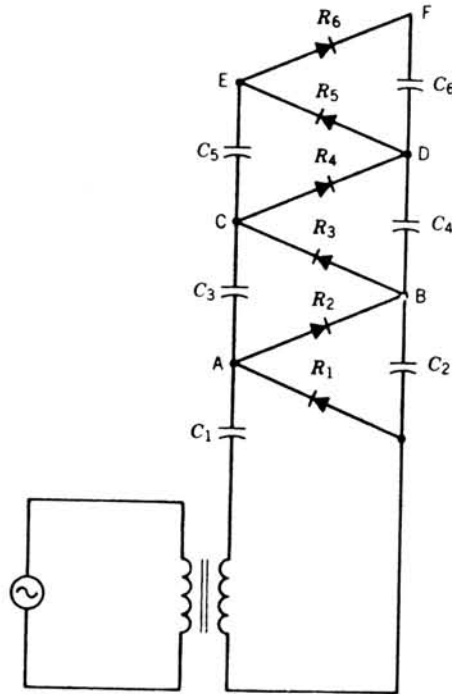
ساده‌ترین راه شنا بدادن به ذره باردار، «افت» آن از یک اختلاف پتانسیل ثابت  $V$  است. هرگاه بار ذره برابر  $q$  باشد، انرژی جنبشی  $qV$  را به دست می‌آورد. بزرگترین اختلاف پتانسیلی را که می‌توان در شرایط شنا بدهنده ایجاد کرد در حدود  $10^7 V$  است، و لذا یونها انرژی در حدود  $10 \text{ MeV}$  به ازای واحد بار کسب می‌کنند. این درست انرژی است که برای بسیاری از مطالعات ساختار هسته‌ای نیاز داریم و بنابراین، این نوع شنا بدهنده در آزمایشگاه‌های فیزیک هسته‌ای سراسر جهان، کاربرد وسیعی دارد.

تکنولوژی شنا بدهنده‌های الکتروستاتیکی شامل برقراری و نگهداری یک پایانه و لناژ بالا به منظور شنا ب دادن به ذرات باردار حاصل از چشمه یون است. اولین ساخت شنا بدهنده از این نوع برای کاربردهای فیزیک هسته‌ای در سال ۱۹۳۲ توسط کوکرافت و والتون صورت گرفت. آنها دستگاهی را ساختند که ولتاژ آن سرانجام به  $800 \text{ kV}$  رسید. شکل ۳۰۱۵ اساس کار دستگاه را نشان می‌دهد که در آن، خازن‌ها در اتصال موازی به یک پتانسیل مشترک وصل شده‌اند و سپس به طور متوالی تخلیه می‌شوند. کلیدزنی بین اتصالات متوالی و موازی از طریق یکسوسازها انجام می‌شود.

فرض کنیم ولتاژ ثانویه حاصل از مبدل به صورت  $V(t) = V_0 \sin \omega t$  است که در آن  $V_0$  می‌تواند از مرتبه  $100 \text{ kV}$  باشد. باردار کردن خازن‌ها از طریق یک بار به قدر کافی بزرگ انجام می‌گیرد که ثابت زمانی آن  $RC$  در مقایسه با زمان  $\omega^{-1}$  که شاخص تغییر ولتاژ مبدل محسوب می‌شود، بزرگ است. مدار را پس از گذشت زمانی طولانی بررسی می‌کنیم یعنی وقتی که خازن‌ها باردار شده‌اند. خازن  $C_1$  تا ولتاژ  $V_0$  باردار شده است و لذا ولتاژ در نقطه  $A$  به صورت سینوسی بین صفر و  $2V_0$  تغییر می‌کند. با ولتاژ موافق یکسوساز  $R_p$ ، نقطه  $B$  عاقبت به پتانسیل ثابت  $2V_0$  می‌رسد. همین ولتاژ  $2V_0$  از طریق یکسوساز  $R_p$  به نقطه  $C$  اعمال می‌شود و لذا ولتاژ  $ac$  در نقطه  $C$  بین  $2V_0$  و  $4V_0$  تغییر می‌کند. بنا بر این همان طور که خازن  $C_1$  تا ولتاژ  $2V_0$  باردار می‌شود، یکسوساز  $R_p$  پتانسیل را در نقطه  $D$  تا مقدار ثابت  $4V_0$  تثبیت می‌کند. این زنجیره می‌تواند تا ولتاژهای بالاتر ادامه یابد و تنها توانایی پایانه ولتاژ بالا در حفظ پتانسیل بدون جرقه زدن به اطراف است که مقدار آن را محدود می‌کند.

در عمل، با یک اتلاف ولتاژ ناشی از جریان اخذ شده از طریق بار روبه‌رو هستیم که در هر چرخه ولتاژ اعمال شده  $V(t)$  با تلف شده را به حالت پایا بازگشت می‌دهد. در خلال چرخه باردار کردن  $V(t)$ ، یکسوسازها همگی در حال هدایت‌اند و خازن‌ها هم به طور مؤثر در وضع موازی قرار دارند. در خلال چرخه تخلیه  $V(t)$ ، یکسوسازها نارسا هستند و مانند

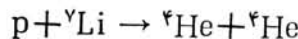




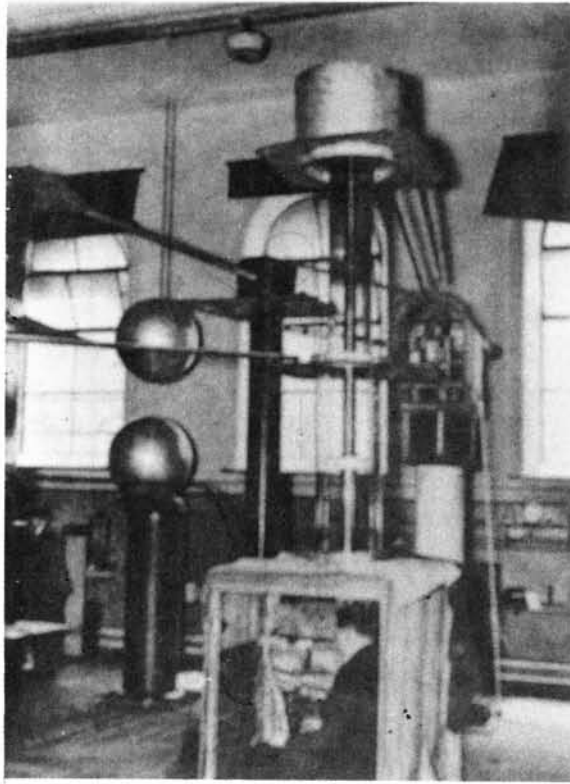
شکل ۳۰۱۵ مولد ولتاژ بالای کوکلرافت-والتون. دامنه‌های ولتاژ ثانویه مبدل  $V_0$  برای ولتاژهای dc عبارت‌اند از  $V_B = 2V_0$ ،  $V_D = 4V_0$ ،  $V_F = 6V_0$ .

مدارهای باز به نظر می‌رسند، که در این حالت خازن‌ها به‌طور مؤثر در وضع متوالی قرار می‌گیرند. در نتیجه این چرخه باردار کردن و تخلیه شدن، ولتاژ پایانه ثابت نیست و دارای تغییرات تموجی کوچکی است که مستقیماً به مقاومت بار خارجی و به‌دوره زمانی  $\omega^{-1}$  ولتاژ باردارکننده بستگی دارد. این تغییرات تموجی نیز با تناسب هندسی بر حسب تعداد مراحل زنجیره افزایش می‌یابد.

کوکلرافت و والتون با استفاده از همین تکنیک افزایش ولتاژ، اولین فروپاشی هسته‌ای ناشی از واکنش ذرات باردار مصنوعاً شتاب‌یافته را مورد بررسی قرار دادند



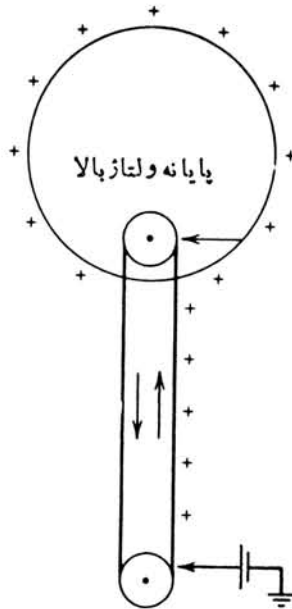
به‌خاطر سادگی طرح، شتابدهنده کوکلرافت-والتون اهمیت خود را پیش از آنچه از لحاظ تاریخی مستحق آن است حفظ کرده است. امروزه استفاده از آن به‌عنوان مولد چشمه نوترون (مثلاً از طریق واکنش  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow n + {}^4\text{He}$  که با انرژی چند صد keV با موفقیت قابل‌اجراست) و نیز به‌عنوان یک تزریق‌کننده ذرات، خصوصاً پروتون‌ها، برای



شکل ۴۰۱۵ شتا بدهنده کوکرافت- والتون که برای اولین آزمایش واکنش هسته‌ای در سال ۱۹۳۲ مورد استفاده قرار گرفت.

شتا بدهنده‌های انرژی بالاتر ادامه دارد. شکل ۴۰۱۵ تجهیزات واقعی شتا بدهنده را نشان می‌دهد.

عمومی‌ترین نوع شتا بدهنده الکتروستاتیکی که امروزه در آزمایشگاه‌های فیزیک هسته‌ای به کار می‌رود، بر اساس مولد وان دوگراف ساخته می‌شود که به طور طر حواره در شکل ۵۰۱۵ نشان داده شده است. اساس کار همان اصل آشنای الکتروستاتیک مقدماتی است. هنگامی که رسانای داخلی باردار و پوستهٔ مجسوف خارجیتر در تماس الکتریکی قرار می‌گیرند، تمام بار از رسانای داخلی به طرف رسانای خارجی جریان می‌یابد بدون توجه به اینکه چه مقدار بار در روی آن موجود بوده یا پتانسیل آن چه اندازه بوده است. پتانسیل نهایی رسانای خارجی توسط ظرفیت آن نسبت به اجسام متصل به زمین اطراف آن تعیین می‌شود،  $V = Q/C$ ، و در اصل، با افزایش هر چه بیشتر و بیشتر بار  $Q$  پتانسیل بدون هیچگونه حلدی افزایش می‌یابد. در عمل، تخلیهٔ الکتریکی (جرقهٔ زدن) با ستون عایقی که رسانای خارجی را نگاه می‌دارد یا تخلیه با جو اطراف باعث محدودیت افزایش پتانسیل می‌شود

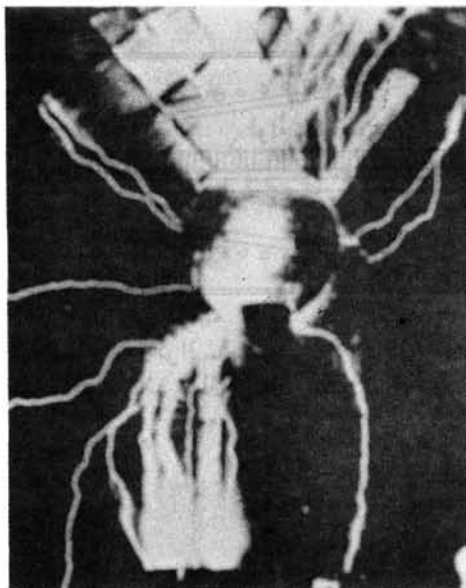


شکل ۵.۱۵ اساس کار مولد وان دوگراف،

(شکل ۶.۱۵)

بار الکتریکی از طریق تسمه‌ای که مرتباً در حرکت است به پایانه منتقل می‌شود. تسمه مزبور در آغاز کار شتابدهنده‌ها از ماده‌ای عایقی نظیر ابریشم ساخته می‌شود. بار از طریق تخلیه‌های آن در قاعده دستگاه شکل ۵.۱۵ نشان داده شده است روی تسمه پاشیده می‌شود. یک اختلاف پتانسیل زیاد ( $+20kV$ ) در نقاط هاله‌ای باعث یونیدگی هوا و دفع یونهای مثبت می‌شود، و در همین جاست که یونها سوار تسمه متحرک می‌شوند. در قاعده فوقانی نیز نقاط هاله‌ای مشابهی به وجود می‌آیند که باعث استخراج بار و انتقال آن به پایانه ولتاژ بالا می‌شوند. یک چشمه یون در داخل پایانه جای دارد، و یونها از طریق اختلاف پتانسیل  $V$  «به زمین سقوط می‌کنند».

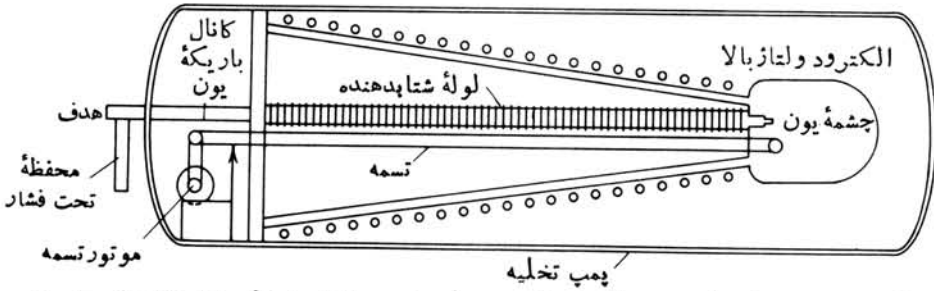
برای کاهش تخلیه و جرقه زنی، مولد در محفظه فشاری محتوی گاز عایق به فشار ۲۰-۱۰ اتمسفر نگهداری می‌شود و بدین ترتیب از تخلیه جلوگیری به عمل می‌آید. به این منظور، امروزه عموماً از  $SF_6$  که گاز مخصوصاً پایدار است استفاده می‌شود. یک لوله شتابدهنده تخلیه شده یونها را از چشمه به طرف هدف، که در پتانسیل زمین قرار داد، هدایت می‌کند. مولد وان دوگراف مزیت بسیار بزرگی بر مولد کوکرافت- والتون دارد. ولتاژ پایانه در وان دوگراف فوق العاده پایدار و فاقد تموجهای جریان متناوبی است که در مورد کوکرافت - والتون دیده می‌شود. ولتاژهای پایانه در محدوده  $\pm 0.1$  درصد



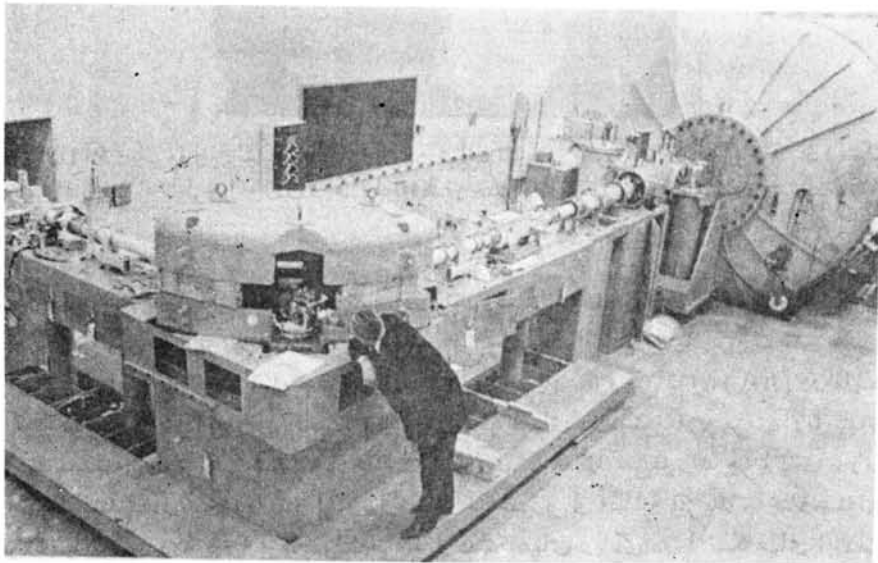
شکل ۶۰۱۵ يك مولد ولتاژ بالای وان دوگراف قدیمی. قطر کره فلزی توخالی ۱۵ فوت است. ولتاژ بالا به خاطر جرقه زدن در هوا به مقدار حدود ۲۷ میلیون ولت محدود می‌شود.

( $\pm 1 - 10 \text{ keV}$ ) ثابت اند که مخصوصاً در اندازه‌گیری سطح مقطعهای واکنشهایی که به حالت‌های برانگیخته ویژه‌ای منجر می‌شوند، بسیار پراهمیت است. یکی از نقاط ضعف شنا بدهنده وان دوگراف، جریان خروجی کم آن ( $\mu\text{A}$ ) در مقایسه با کوکرافت-والتون (mA) است. با این حال، جریانهای درگستره  $\mu\text{A}$  برای آزمایشهای واکنش هسته‌ای کاملاً کافی هستند (درحقیقت، بسیاری از هدفها نمی‌توانند جریانهای بالاتر را تحمل کنند). در نتیجه، وان دوگراف وسیله‌ای مناسب برای مطالعه فیزیك ساختار هسته‌ای انرژی پایین در دهه ۱۹۶۰ محسوب می‌شد و دستگاههای زیادی در دانشگاههای ایالات متحده و آزمایشگاههای تحقیقاتی نصب شده‌اند. يك دستگاه تجارتي در شکلهای ۷۰۱۵ و ۸۰۱۵ نشان داده شده است.

شاید ضعیفترین حلقه شنا بدهنده که مستلزم بیشترین توجه آزمایشگران است، چشمه یون باشد. رشته‌های تخلیه ممکن است سوخته شوند که باید جایگزین شوند، و تغییر نوع یون شتاب گیرنده نیز غالباً به تغییر تمام یا قسمتی از چشمه یون نیاز دارد. بنابراین جایگزین کردن چشمه یون در داخل پایانه ولتاژ بالا در دسرهای زیادی را برای آزمایش کنندگان به وجود می‌آورد که از جمله می‌توان موارد زیر را نام برد: دسترسی به چشمه یون مستلزم تخلیه پایانه است، باید گاز عایق کننده را تخلیه و درجایی انبار کرد، باز کردن محفظه تحت فشار (درحالی که استانداردهای نظافت باید به طور دقیق رعایت شوند تا از ورود گرد و غبار به داخل محفظه و ایجاد تخلیه به هنگام استفاده مجدد و اعمال ولتاژ جلوگیری شود)، و

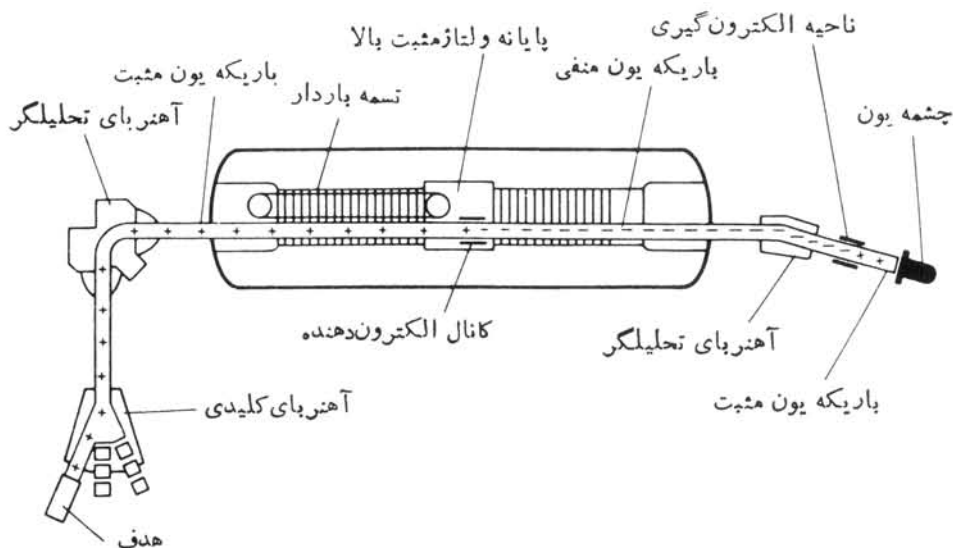


شکل ۷۰۱۵ نمودار شتابدهنده و آن دوگراف. چشمه یون در داخل پایانه ولتاژ بالا قرار دارد و هر دو در محفظه تحت فشار واقع شده‌اند تا از جرقه زنی جلوگیری شود.



شکل ۸۰۱۵ یک شتابدهنده و آن دوگراف، محفظه تحت فشار در طرف راست قرار دارد. خط باریکه خروجی و آهنربای خم کننده که باریکه را به طرف آزمایشگاه هدایت می‌کند نشان داده شده‌اند.

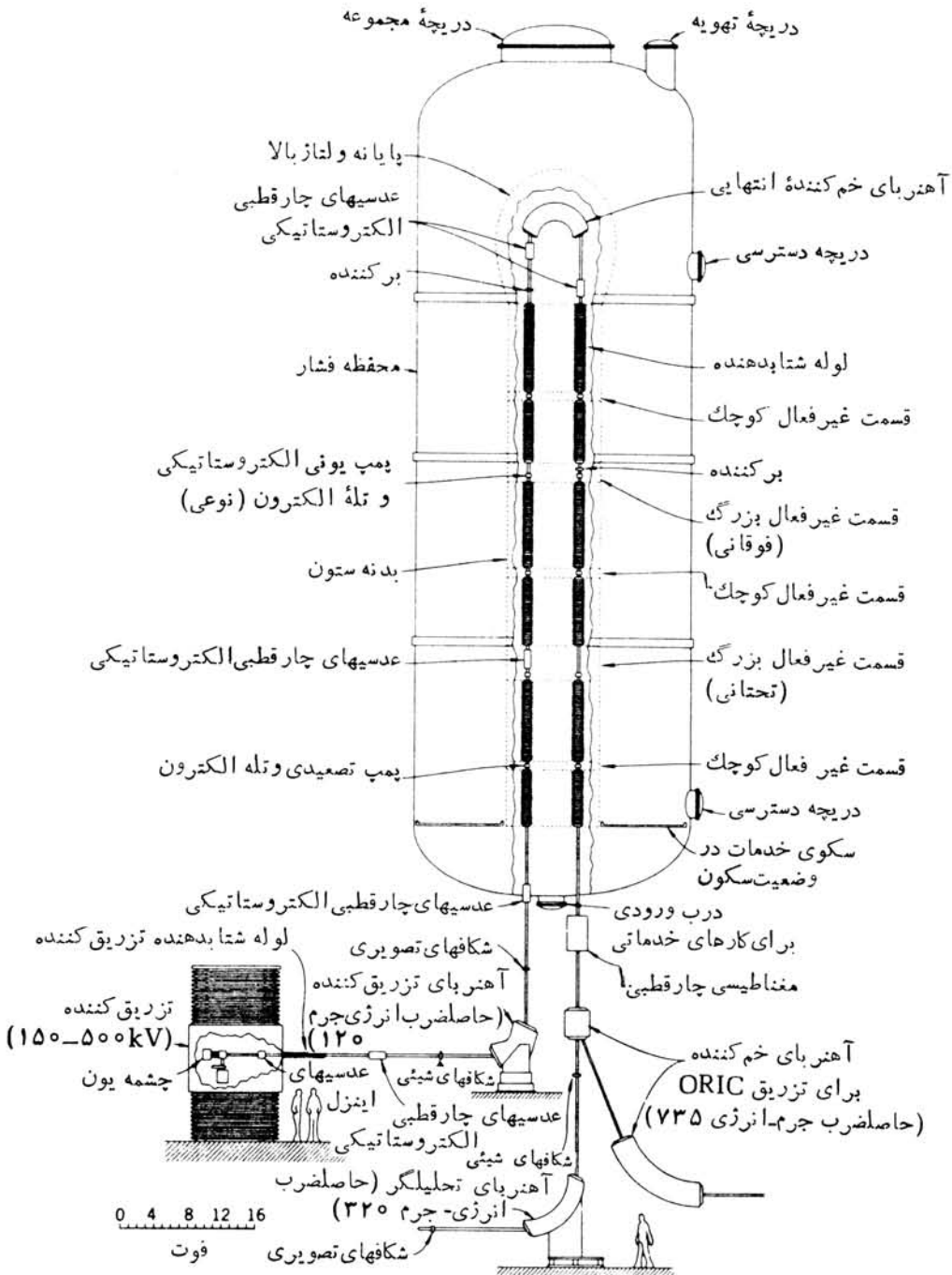
سپس همه این مراحل را باید جهت نصب و راه انداختن مجدد دستگاه رعایت کرد. انجام این فرایندها مستلزم آن است که شتابدهنده برای ساعتهای زیادی خاموش شود. طرح دیگری که این مشکل را حذف می‌کند (وطی آن انرژی باریکه افزایش می‌یابد)، استفاده از شتابدهنده و آن دوگراف قائم است که به صورت ساده‌ای در شکل ۹۰۱۵ نشان داده شده است. باریکه‌ای از یونهای منفی (که ایجاد آن در مقدمه این فصل مورد بحث قرار گرفت)



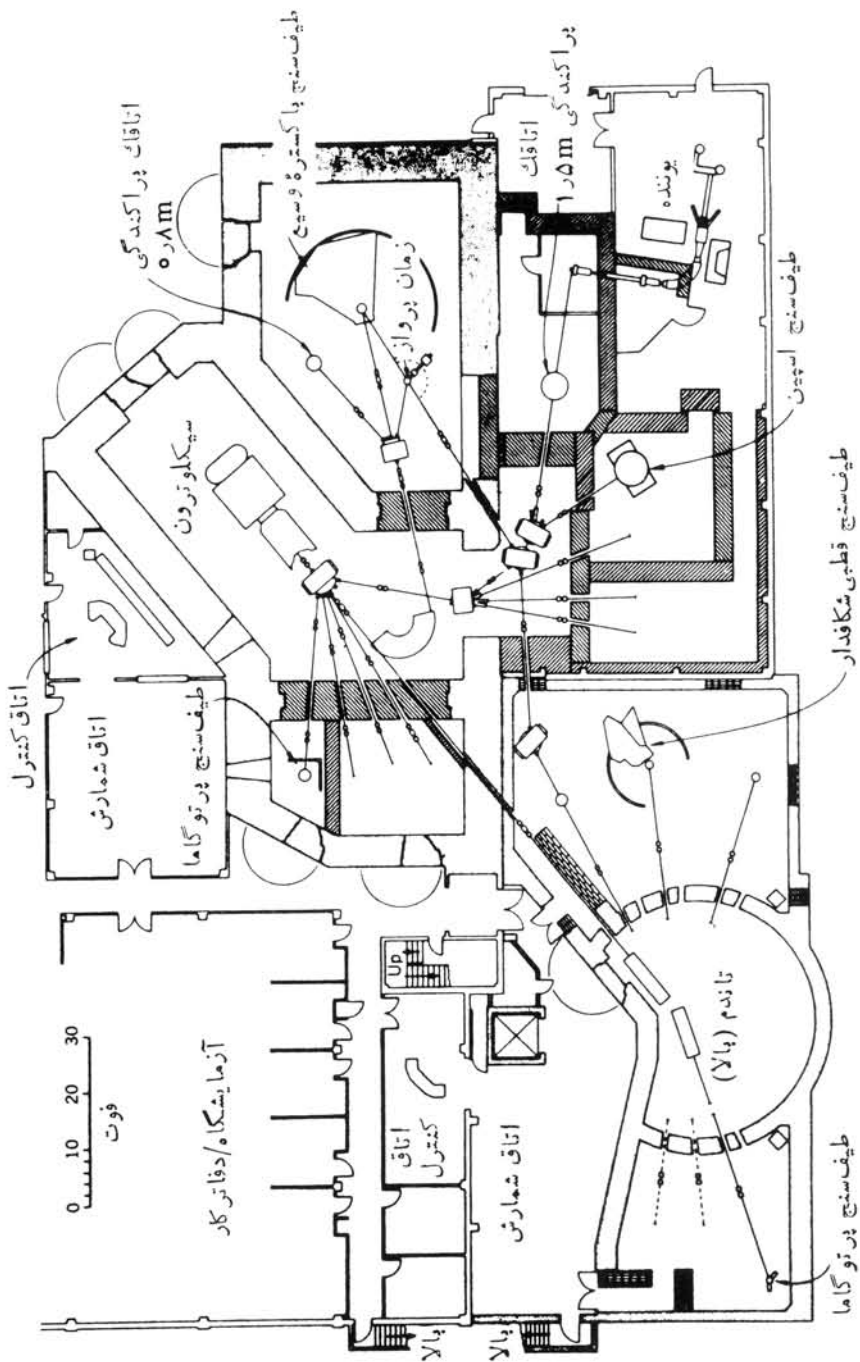
شکل ۹.۱۵ نمودار شتابدهنده واندوگراف تاندم.

از پتانسیل زمین به طرف پایانه ولتاژ بالا در مرکز محفظه تحت فشار شتاب می‌گیرد. در آغاز وارد ورقه یا گازی می‌شود که  $n+1$  الکترون را از هر یک از این یونهای منفی جدا می‌کند و یون جدیدی که حامل بار مثبت خالص  $ne$  است حاصل می‌شود. این یونهای مثبت بر اثر شتابی که از ولتاژ بالای مثبت می‌گیرند از پایانه دور می‌شوند و در نتیجه یک یون با انرژی جنبشی  $(n+1)eV$  در دسترس خواهد بود. برای بسیاری از دستگاههای تاندم، مقدار  $V$  از مرتبه ۱۰ میلیون ولت است. نیاز به ایجاد یونهای منفی، به طریقی باعث محدودیت جریانی می‌شود که می‌تواند از چشمه یون تهیه شود، ولی شتابدهنده‌های تاندم هنوز هم قادرند که جریانهای تا چند میکرو آمپر را تولید کنند.

پیشرفتهای اخیر در تکنولوژی شتابدهنده باعث شده است که در شتابدهنده‌های واندوگراف تاندم به ولتاژهای پایانه‌ای متجاوز از ۲۰ میلیون ولت دسترسی پیدا شود. با استفاده از این ولتاژهای بالا، شتابدهنده‌های جدیدی ساخته شده‌اند که عمدتاً برای مطالعه واکنشهای یون سنگین به کار می‌روند. یکی از این دستگاهها در شکل ۱۰.۱۵ نشان داده شده است. این تاندم «چندگانه» ۲۵ مگاولتی در مرکز تحقیقات یون سنگین هالی فیلد و آزمایشگاه ملی اوکریج از تعدادی استوانه‌های فلزی «پلترون» که به کمک عایقهایی به یکدیگر متصل اند تشکیل شده است. از گاز  $SF_6$  خالص در فشار  $7 \text{ atm}$  به عنوان گاز عایق کننده استفاده می‌شود. کاربرد بیش از  $2 \text{ m}^3$  از این گاز عایق کننده به نوبه خود یک مشکل عمده مهندسی است. هنگامی که محفظه تحت فشار باید خالی شود، این گاز متر اکم و به صورت مایع ذخیره می‌شود.) دستگاه پلترون نسبت به تسمه‌های لاستیکی یا پارچه‌ای قدیمی برتری



شکل ۱۵.۱۵ (الف) تاندم «چندگانه» ۲۵MV در آزمایشگاه ملی اوکریج. این تاندم به عنوان تزریق کننده یک سیکلو ترون (شکا. ۱۶۰۱۵) به کار می رود.



شکل ۱۰۱۵ (ب) نمایش ساده‌ای از تجهیزات تحقیقاتی یون سنگین درهای فیلد اوک ریچ، در کنار بسیاری از وسایل آزمایشگاه، تاندوم و سیکلوترون هم نشان داده شده‌اند.



یون	فقط تاندم		تاندم + سیکلوترون	
	انرژی (MeV)	جریان* (pn A)	انرژی (MeV)	جریان* (pn A)
${}^9\text{Be}$	۱۷	۹	۱۵۸	۲۳۳
${}^{16}\text{O}$	۳۹	۱۸	۴۰۴	۱۳۹
${}^{58}\text{Ni}$	۱۴۲	۲۹	۸۸۹	۵۳۴
${}^{116}\text{Cd}$	۱۱۲	۵	۴۹۴	۵۳۲

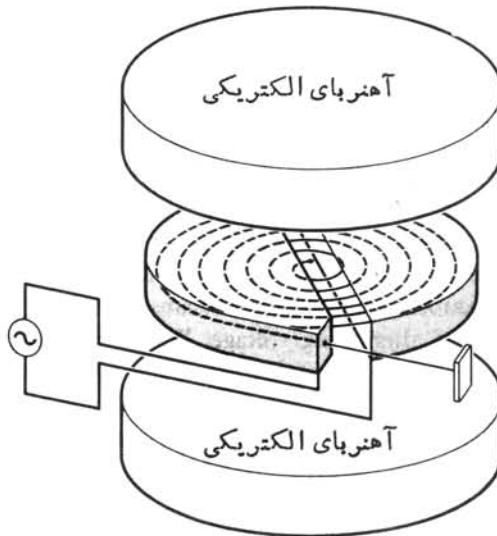
\* پس از ضرب کردن ذره‌ها نوآمپ (pn A) دربار الکتریکی هر ذره، جریان معمولی باریکه به دست می‌آید.

دارد. این زنجیر فلزی دارای طول عمر بیشتر و قابل اعتمادتر است و توزیع باریک‌نواخت‌تری را حمل می‌کند، لذا افت و خیزهای ولتاژ را در پایانه کاهش می‌دهد. وسایل شتابدهنده جدید باید انواع مختلف باریکه‌ها را برای استفاده کنندگان گوناگون فراهم سازند. شکل ۱۰.۱۵ تجهیزات پیچیده آزمایشگاه اوکریج را نشان می‌دهد. آهنرباهای فرمان می‌توانند باریکه‌ها را در هر ایستگاه آزمایشگاهی فراهم سازند. نمونه‌هایی از انرژی‌ها و جریانهای باریکه در جدول بالا درج شده‌اند.

### ۲.۱۵ شتابدهنده‌های سیکلوترون

نوع بدیل شتابدهنده‌های الکتروستاتیکی تک مرحله‌ای را دستگاه دورانی تشکیل می‌دهد که در آن باریکه ذرات دورانه‌ای بسیار زیادی (شاید صدها دوران) را در داخل دستگاه طی می‌کند و در هر مدار با افزایش ولتاژ کوچکی روبرو می‌شود تا انرژی ذره به گستره MeV برسد. اولین و ساده‌ترین شتابدهنده‌های از این نوع سیکلوترون است که شتابدهنده تشدید مغناطیسی نیز نامیده می‌شود.

در شکل ۱۱.۱۵ طرح ساده‌ای از سیکلوترون نشان داده شده است. با استفاده از یک میدان مغناطیسی، باریکه به صورت مسیر دایره‌ای خم می‌شود و ذرات در داخل دو اتاقک فلزی نیم‌دایره‌ای که به خاطر شکلشان «دی» (حرف D) نامیده می‌شوند، به دوران درمی‌آیند. دی‌ها به یک منبع ولتاژ متناوب متصل‌اند. هنگامی که ذرات در داخل دی‌ها در حرکت‌اند، هیچ میدان الکتریکی بر آنها وارد نمی‌شود و مسیر دایره‌ای شکلی را تحت اثر میدان مغناطیسی طی می‌کنند. اما، در فاصله بین دی‌ها، ولتاژ شتابدهنده‌ای بر ذرات وارد می‌شود



شکل ۱۱۰۱۵ نمودار ساده‌ای از یک شتابدهنده سیکلوترون. باریکه با مدار حلزونی شکل شروع به حرکت می‌کند و به تدریج از آن دور می‌شود. ذره هر بار که فاصله بین دی‌ها را طی می‌کند شتاب می‌گیرد و بالاخره پس از خروج از دستکاه به طرف هدف گسیل می‌شود.

و در هر چرخه کمی انرژی اضافی کسب می‌کنند.

ایده اصلی طرح سیکلوترون در سال ۱۹۲۹ توسط ارنست لارنس در دانشگاه کالیفرنیا در برکلی مطرح شد. نکته مهم این است که زمان مورد نیاز برای اینکه ذره یک مسیر نیم دایره را طی کند مستقل از شعاع مسیر است. یعنی هنگامی که ذرات با حرکت حلزونی به طرف شعاعهای بزرگتر پیش می‌روند، انرژی کسب می‌کنند و با سرعت بیشتری به حرکت درمی‌آیند و افزایش طول مسیر کاملاً با افزایش سرعت خنثی می‌شود. هر گاه نصف دوره تناوب ولتاژ متناوب اعمال شده بر دی‌ها مساوی زمان دوران نیم دایره باشد، در این صورت میدان در همزمانی کامل با عبور ذرات از فاصله بین دی‌ها به طور متناوب تغییر می‌کند و ذره هر بار که از این فاصله رد می‌شود تحت تأثیر یک ولتاژ شتابدهنده قرار می‌گیرد. نیروی لورنتس در مدار دایره‌ای،  $qvB$ ، شتاب مرکز گرای لازم را برای حفظ حرکت دورانی تأمین می‌کند و بنابراین داریم

$$F = qvB = \frac{mv^2}{r} \quad (۲.۱۵)$$

و زمان مورد نیاز برای یک دوران نیم دایره‌ای عبارت است از:

$$t = \frac{\pi r}{v} = \frac{m\pi}{qB} \quad (۳.۱۵)$$

بسامد ولتاژمتناوب مساوی است با

$$v = \frac{1}{2t} = \frac{qB}{2\pi m} \quad (۴.۱۵)$$

که غالباً آن را بسامد سیکلوترون یا بسامد تشدید سیکلوترون برای ذره‌ای به بار  $q$  و جرم  $m$  که در میدان مغناطیسی یکنواخت  $B$  حرکت می‌کند می‌نامند. معادله (۴.۱۵) نشان می‌دهد که برای یک شدت میدان داده شده،  $v$  و  $B$  با یکدیگر ارتباط نزدیک دارند. فقط به ازای یک بسامد مشخص، تشدید حاصل می‌شود.

همان‌طور که ذره با حرکت حلزونی به پیش می‌رود، سرعت به تدریج افزایش می‌یابد و بالاترین سرعت در بزرگترین شعاع  $R$  حاصل می‌شود که طبق معادله (۴.۱۵) عبارت است از:

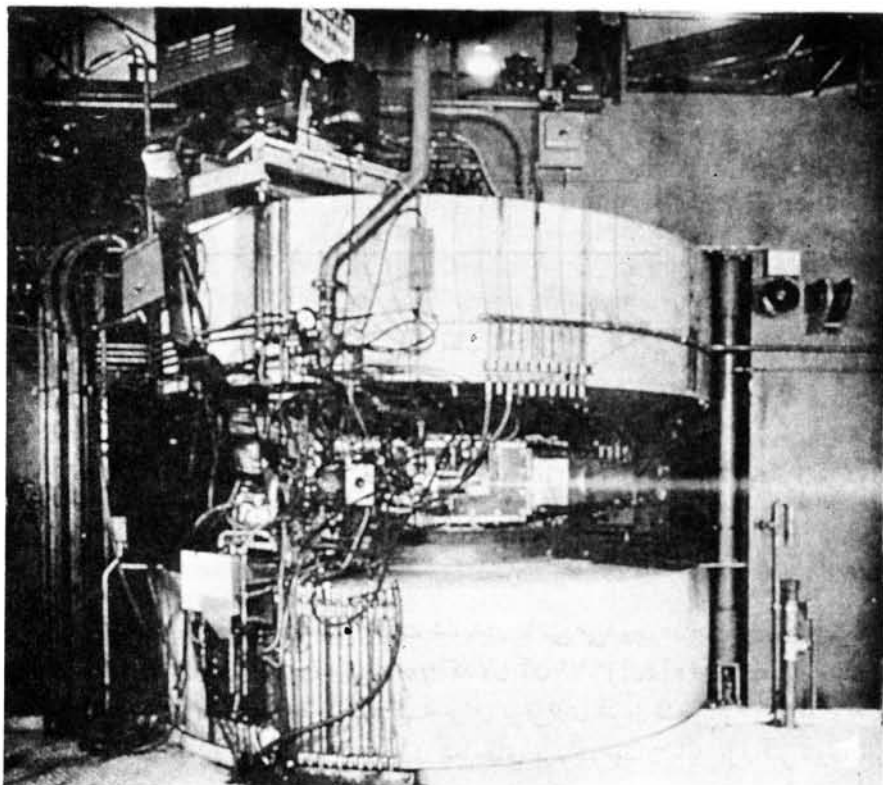
$$v_{\max} = \frac{qBR}{m} \quad (۵.۱۵)$$

که به حداکثر انرژی جنبشی زیرمنجر می‌شود

$$T = \frac{1}{2} mv_{\max}^2 = \frac{q^2 B^2 R^2}{2m} \quad (۶.۱۵)$$

معادله (۶.۱۵) نشان می‌دهد که خوب است سیکلوترونهای با میدانهای بزرگ و شعاعهای بزرگ در اختیار داشته باشیم. ضمناً توجه کنید که دامنه ولتاژ متناوب بین دی‌ها در این عبارات ظاهر نمی‌شود. یک ولتاژ بزرگتر بدان معنی است که ذره هر بار با هر مدار «ضربه» بزرگتری کسب می‌کند، اما تعداد مدارها کوچکتر می‌شود و ذره با همان انرژی خارج می‌شود که با ولتاژ کوچکتر به دست می‌آورده است.

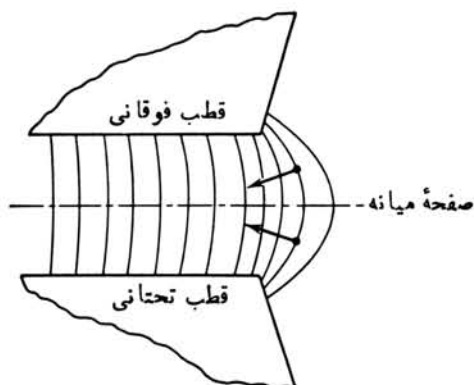
در عمل اولین شتابدهنده ذرات در سال ۱۹۳۱ توسط لارنس و استانلی لیوینگستون در برکلی ساخته شد. دی‌ها دارای شعاع ۱۲۵cm بود و سیکلوترون می‌توانست پروتونهایی با انرژی ۱۲MeV در میدان حدود ۱۳T (۱۳kG) ایجاد کند. بسامد متناظر در حدود ۲۰MHz است. در خلال چندسال، شعاع تا حدود ۳۵cm و انرژی ذره نیز تا ۱۰ MeV برای پروتونها، ۵MeV برای دوترونها و ۱۰MeV برای ذرات آلفا افزایش یافت. در اواخر دهه ۱۹۳۰ شعاعهای ۷۵cm قابل حصول شد و گستره‌های انرژی تا حدود ۴۰MeV برای ذرات آلفا و پروتونها و ۲۰MeV برای دوترونها توسعه یافت. شکل ۱۲.۱۵ سیکلوترون ۷۵ سانتی‌متری آزمایشگاه ملی آرگون را نشان می‌دهد. جریان در این سیکلوترونها نوعاً در گستره چند ده میکروآمپر است که از شدت لازم



شکل ۱۴-۱۵ یک شتابدهنده سیکلوترون. اتاقکهای بزرگ بالا و پایین آهنرباها را نگاه می‌دارند و باریکه هنگام خروج آزمایشین قابل رؤیت است زیرا مولکولهای هوا را یونیده می‌کند.

برای مطالعات تفصیلی واکنشهای هسته‌ای بیشتر است. بدین ترتیب، از دهه ۱۹۳۰ تا دسترسی تجارتي به شتابدهنده‌های وان دوگراف بزرگ که در دهه ۱۹۶۰ عرضه شد، سیکلوترون متداولترین شتابدهنده مورد استفاده برای مطالعات ساختار هسته‌ای از طریق واکنشهای هسته‌ای بود.

همان‌طور که باریکه موجود در سیکلوترون به طرف لبه ماشین و به طرف خارج به حرکت درمی‌آید، خطوط میدان مغناطیسی تا حدی از راستای قائم واقعی منحرف می‌شوند (شکل ۱۳-۱۵). این میدان حاشیه‌ای متضمن دواثر است که یکی سودمند و دیگری زیان‌بار است. انحنای خطوط میدان، یک مؤلفه نیروی خالص به طرف سطح میانی به دست می‌دهد که موجب کانونی کردن می‌شود و از واگرایی باریکه جلوگیری می‌کند. اما، در همان زمان، میدان وضعیت یکنواخت خود را از دست می‌دهد و هرگاه بسامد ثابت باقی بماند، شرط تشدید [معادله (۴-۱۵)] دیگر برقرار نخواهد بود.



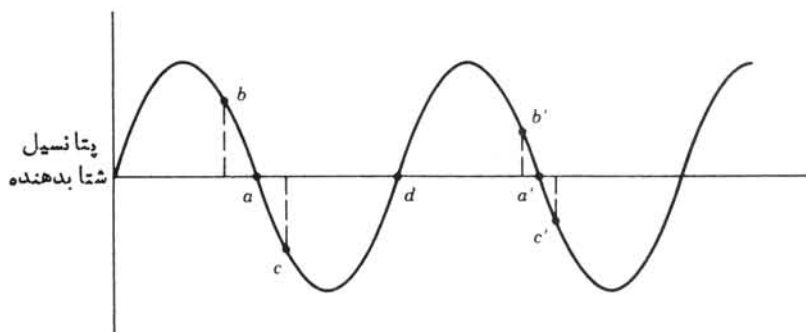
شکل ۱۳-۱۵ خطوط میدان مغناطیسی در نزدیکی لبه سیکلوترون از وضعیت قائم منحرف می‌شوند. نیروی برابند وارد بر یون (پیکانها) یک اثر کانونی کننده به وجود می‌آورد.

مشکل جدی‌تر از رفتار نسبی ذرات شتابدار ناشی می‌شود. از جایگزین کردن تکانه  $mv$  در معادله (۲-۱۵) با مقدار نسبی  $\gamma mv$  که در آن  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  است، با توجه به معادله (۴-۱۵) مشاهده می‌کنیم که برای برقراری شرط تشدید لازم است که با افزایش  $v$  مقدار  $B$  نیز افزایش یابد و لذا در شعاعهای بزرگتر میدان باید بزرگتر شود. این امر را می‌توان از طریق «دستکاری» میدان انجام داد، که در این صورت خطوط میدان به طرف داخل (در جهت مخالف با آنچه در شکل ۱۳-۱۵ دیده می‌شود) خم می‌شوند و در نتیجه دارای یک اثر واکانونی کننده ناخواسته خواهند بود. در طرح اساسی سیکلوترون با میدان ثابت و بسامد ثابت، هیچ راه قابل قبولی برای جبران اثر نسبیستی وجود ندارد و این امر به محدودیت اندازه چنین ماشینهایی منجر می‌شود. برای پروتونها، انرژی حدود  $40 \text{ MeV}$  حداکثر انرژی است که می‌توان به آن دسترسی یافت که با مقدار  $\gamma = 1.04$  متناظر است.

برای غلبه بر این مشکل، یکی از راه‌حلها تغییر دادن بسامد است که به سیکلوترونی با مدوله‌سازی بسامد منجر می‌شود که سنکروترونی نام دارد. برای پسی بردن به کار سنکروترونی، ابتدا باید مفهوم پایداری فاز مدارهای سیکلوترون را مورد بحث قرار دهیم. واضح است که در سیکلوترون با بسامد متغیر، دسترسی به باریکه‌ای پیوسته امکان پذیر نیست زیرا زمان مورد نیاز برای طی مدارهای نیم‌دایره دیگر ثابت و مساوی با نصف دوره تناوب (که اینک متغیر است) نخواهد بود. لذا ذرات در عبور از سیکلوترون به صورت دسته‌ای حرکت می‌کنند و بسامد از مقدار حداکثر خود (هنگامی که دسته در نزدیکی مرکز است، شتاب ذرات اندک و افزایش نسبی جرم نیز اندک است) تا حداقل مقدار خود (هنگامی که دسته آماده خروج از سیکلوترون است، انرژی آن به حداکثر می‌رسد و جرم آن به بالاترین

مقدار خود افزایش می‌یابد) جاروب می‌شود. ذرات موجود در دسته در زمانهای متفاوتی به فاصله بین دی‌ها خواهند رسید. پایداری فاز نوعی اثر کانونی‌کننده زمانی خواهد داشت. ذراتی که زودتر می‌رسند تا حدی به تأخیر می‌افتند و در چرخه بعدی در مرکز دسته نزدیکتر قرار می‌گیرند، در حالی که آنهایی که دیرتر می‌رسند تقدم می‌یابند و همین‌طور به طرف مرکز رانده می‌شوند.

برای پی‌بازدن به اینکه چطور این عمل صورت می‌گیرد، ذره‌ای را در نظر می‌گیریم که در مرکز يك دسته در حال دوران است و در لحظه‌ای به فاصله بین دی‌ها می‌رسد که ولتاژ شتابدهنده از صفر می‌گذرد (شکل ۱۴.۱۵). چنین ذره‌ای پیوسته در این مدار پایدار که يك مدار همگام نامیده می‌شود دوران می‌کند. اینک فرض کنید که ذره دیگری از دسته کمی زودتر به نقطه  $b$  شکل ۱۴.۱۵ برسد. بر این ذره يك پتانسیل شتابدهنده وارد می‌شود که انرژی و شعاع مدارش را افزایش خواهد داد، اما چون جرم افزایش می‌یابد همانند معادله (۴.۱۵) بسامد مداری کاهش می‌یابد. از آنجا که بسامد آن کمتر است، در عبور بعدی تأخیر فاز دارد یعنی نزدیکتر به مرکز دسته قرار می‌گیرد. به طریق مشابه، ذره‌ای که در ابتدا دیرتر از ذرات مرکز عبور می‌کند، کند می‌شود و کاهش در جرم بسامد زاویه‌ای را افزایش می‌دهد و در عبور بعدی به طرف مرکز دسته رانده می‌شود (این خاصیت از مدارهای دایره‌ای اغلب باعث سردرگمی می‌شود که افزایش انرژی به کاهش سرعت زاویه‌ای منجر می‌شود. به دلایل کاملاً متفاوت، همین‌اثر در مدارهای ماهواره در میدان گرانشی نیز روی می‌دهد. هرگاه پیش‌رانهای عقبی آتش شوند و افزایش در انرژی سفینه به وجود آید، سفینه با شعاع مداری بزرگتری به حرکت ادامه می‌دهد که نتیجه آن کاهش سرعت زاویه‌ای مداری است. در بعضی از شرایط، روش مناسب برای سبقت‌گرفتن از جسمی که جلوتر از مدار حال دوران



**شکل ۱۴.۱۵** پایداری فاز در يك سنکروسیکلوترون. ذراتی که کمی زودتر به فاصله می‌رسند (نقطه  $b$ ) شتاب می‌گیرند و در عبور بعدی (نقطه  $b'$ ) نزدیکتر به ذرات مدار همگام (نقاط  $a$  و  $a'$ ) دسته‌بندی می‌شوند. اثر یکسانی نیز برای ذراتی که کمی دیرتر می‌رسند (نقاط  $c$  و  $c'$ ) اتفاق می‌افتد. نقطه  $d$  يك نقطه ناپایدار است و ذراتی که فقط اندکی از  $d$  جلوتر یا عقب‌تر باشند، در عبور بعدی بیشتر جلوتر یا عقب‌تر ظاهر می‌شوند.

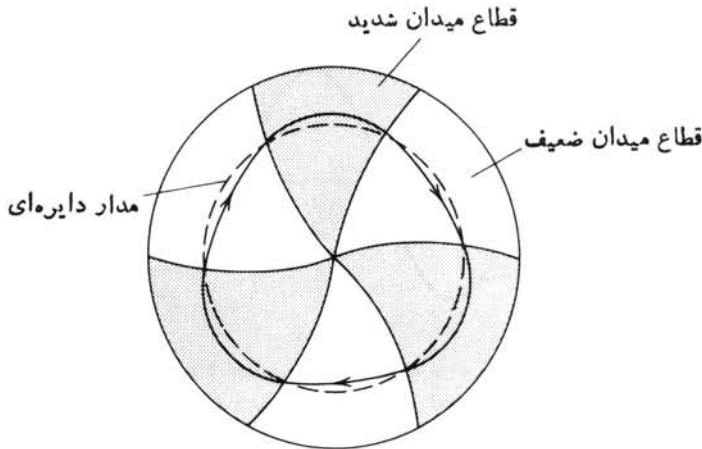
است کم کردن سرعت سفینه است نه زیاد کردن سرعت!). بنابراین ذرات موجود در یک دسته ممکن است نسبت به مدار همگام نوساناتی داشته باشند، یعنی ابتدا جلوتر از ذرات همگام سپس نزدیکتر و آنگاه شاید عقبتر از ذرات همگام حرکت کنند. در سنکروسیکلوترون، هنگامی که بسامد به آرامی کاهش می‌یابد شعاع مدار همگام افزایش خواهد یافت و همراه با آن انرژی فزونی می‌یابد. با هر عبور از فاصله بین‌دی‌ها، بسامد در حال کاهش باعث می‌شود که ذرات نسبت به مدار همگام «زودتر» ظاهر شوند. این ذرات بر اثر پایداری فاز هم شتاب می‌گیرند و هم دسته‌بندی می‌شوند.

از آنجا که تک تک شتابها خیلی کوچک‌اند، تعداد مدارهای سنکروسیکلوترون خیلی بیشتر از یک سیکلوترون معمولی است. از مقایسه زمانی که طول می‌کشد تا ذره‌ای از مرکز به لبه میدان حرکت کند با زمان مورد نیاز برای یک مدار منفرد، می‌توان بر آوردی از تعداد مدارهای مورد نیاز انجام داد

$$\text{تعداد مدارها} = \frac{\text{بسامد مدوله‌سازی}}{\text{بسامد مداری}} \sim \frac{\text{زمان کل}}{\text{زمان هر مدار}}$$

بسامد مدوله‌سازی، بسامدی است که بسامد سیکلوترون را از مقدار حداکثر تا حداقل جاروب کند و معرف زمانی است که طول می‌کشد تا یونها از مرکز تا لبه میدان را طی کنند. برای یک سنکروسیکلوترون نوعی، نظیر ماشین ۱۸۴ اینچی برکلی، گستره بسامد سیکلوترون از ۳۶ تا ۱۸ MHz و آهنگ مدوله‌سازی برابر ۶۴ Hz است. بنا بر این تعداد مدارها از مرتبه ۱۰۵ است. انرژی پروتونهای خارج شده برابر ۷۴۰ MeV و شدت میدان حدود ۲۳ T است، که در بزرگترین شعاع مداری متناظر با بسامد حدود ۲۰ MHz است (که طی آن جرم ذره به حدود ۱۰۸ برابر جرم سکون آن می‌رسد). سنکروسیکلوترون برکلی، که اولین بار در سال ۱۹۴۶ به کار افتاد، سنکروسیکلوترون با بالاترین انرژی است و میانگین جریان پروتونی از مرتبه ۱۰ A ایجاد می‌کند (البته جریان به صورت تپشی است و نه پیوسته). سنکروسیکلوترونهای قابل مقایسه دیگر در دوبنا در اتحاد جماهیر شوروی و در مرکز اروپایی تحقیقات هسته‌ای سرن (CERN) در ژنو به کار افتاده‌اند.

راه دیگر افزایش انرژی در سیکلوترونها افزایش میدان مغناطیسی همراه با افزایش شعاع مدار به منظور جبران اثر افزایش جرم نسبی ذرات دورانی است. با این حال، همان طور که قبلاً بحث کردیم، این امر به نتیجه نامطلوب واکانونی شدن باریکه بر اثر انحنای خطوط میدان (در جهت مخالف آنچه در شکل ۱۳.۱۵ نشان داده شده است) منجر می‌شود. هرگاه میدان مغناطیسی به بخشهایی از میدان تناوبی شدید و ضعیف تقسیم شود، کانونی شدن را می‌توان به سیستم بازگرداند (شکل ۱۵.۱۵). چنین سیکلوترونی را سیکلوترون کانونی-کننده قطاعی یا سیکلوترون AVF (با میدان متغیر سمتی) می‌نامند. مدارهای پایدار در سیکلوترون AVF به صورت دایره نیستند و مطابق شکل ۱۵.۱۵ ذرات حول مدار دورانی نوساناتی شعاعی دارند. در مرزهای بین قطعاتی میدان شدید و ضعیف، یک مؤلفه سمتی برای میدان وجود دارد و نیروی لورنتس  $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  یک نیروی قائم تولید می‌کند که



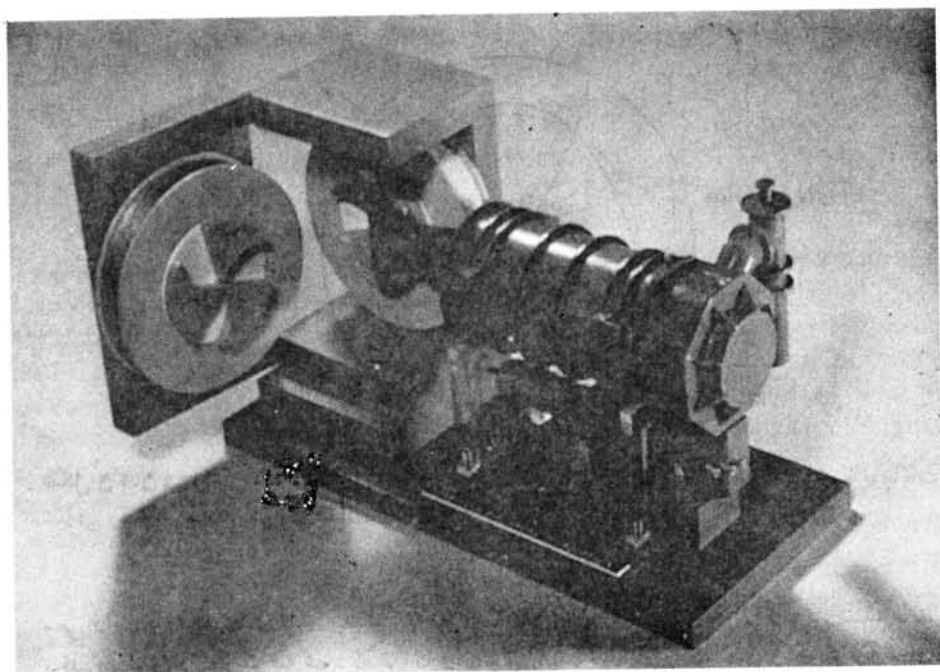
شکل ۱۵-۱۵ نواحی میدان شدید و میدان ضعیف در یک سیکلوترون AVF. ذرات بانوسانات شعاعی را حول مسیر دورانی نشان داده‌ایم.

سعی دارد باریکه را در صفحه میانی به صورت کانونی نگاه دارد. این اثر کانونی کننده باید به قدری قوی در نظر گرفته شود که بر اثر واکانونی کننده میدانی که به طور شعاعی در حال افزایش است غلبه کند.

مزیت عمده سیکلوترونهای AVF به سنکروسیکلوترونها باریکه پیوسته آنهاست و لذا تولید جریانهای باریکه‌ای زیاد (در مرتبه  $100\mu A$ ) امکان پذیر است. یکی از ابتدایی ترین سیکلوترونهای AVF سیکلوترون تک گام اولدریج (ORIC) است که در سال ۱۹۶۱ به کار افتاد و قادر به ایجاد پروتونهای تا انرژی  $70\text{MeV}$  با جریان  $100\mu A$  است. شکل ۱۶-۱۵ نمایی از ORIC را نشان می‌دهد که امروزه برای کار با یونهای سنگین مورد استفاده قرار می‌گیرد (و برای آن، تاندم  $25\text{MV}$  به عنوان تزریق کننده به کار می‌رود). قطر حدود  $2\text{m}$  و شدت میدان درگستره  $17\text{T} - 15\text{T}$  ( $17\text{kG} - 15\text{kG}$ ) است. در طرح اولیه، یونها از پروتونها تا اتمهای سنگین (مثلا  $\text{Kr}$  در حالت بار  $+12$ ) می‌توانستند تا انرژی کل حدود  $100\text{MeV}$  شتاب بگیرند. بر حسب جرم یون، بسامد سیکلوترون می‌تواند از  $22.5\text{MHz}$  (برای پروتونهای  $75\text{MeV}$ ) تا  $37\text{MHz}$  (برای  $^{84}\text{Kr}$  با انرژی  $145\text{MeV}$ ) تغییر کند. میدان مغناطیسی اصلی توسط سه قطاع آهن ایجاد می‌شود که شکل آن طوری طراحی شده است تا افزایش میدانی به مقدار  $8\%$  را در بزرگترین شعاع تأمین کند.

یک دستگاه سیکلوترون AVF بزرگتر در TRIUMF در ونکوور کانادا ساخته شده است. این شتاب دهنده که در شکل ۱۷-۱۵ نشان داده شده است، برای تحقیقات در واکنشهای هسته‌ای با پروتونهای تا انرژی  $520\text{MeV}$  طراحی شده است. در این انرژیها، مزونهای  $\pi$  توسط واکنشهای القایی پروتون به مقدار زیاد ایجاد می‌شوند، و لذا شتاب دهنده

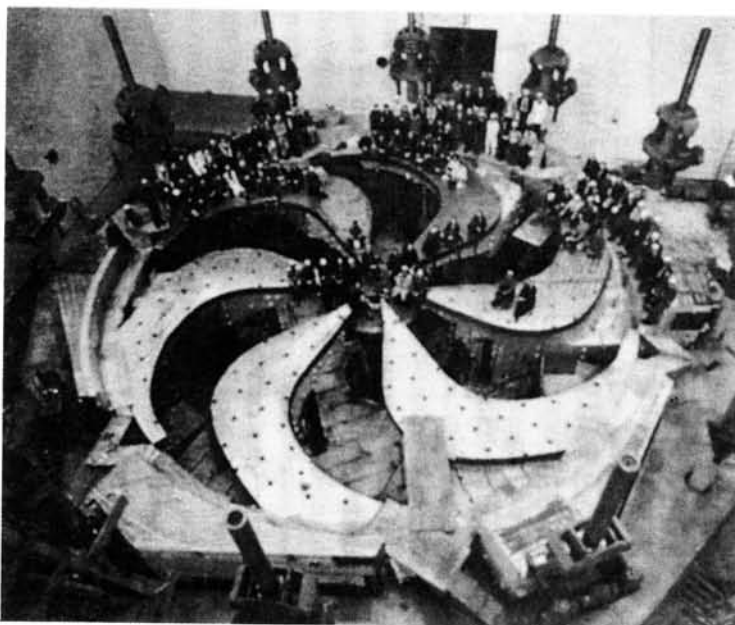




شکل ۱۶۰۱۵ مدل سیکلوترون تک گام اوک ریج که شکل رأس قطب‌های آن در نواحی میدان بالا نشان داده شده است. در مرکز ماشین یک دی منفرد قابل رؤیت است که برای نمایش دادن باز شده است.

باریکه‌های ثانویه‌ای از مزونهای پی (ومحصولات واپاشی آنها یعنی میونها) را هم فراهم می‌سازد. با استفاده از شدت بالای باریکه‌های ثانویه و تابش آنها بر هدفهای مختلف می‌توان آزمایشهای دقیقی در مورد واکنشها و پراکندگیها انجام داد. یک جنبه غیر معمول این ماشین، شتاب‌گیری یونهای منفی  $H^-$  در آن است که باعث سهولت استخراج باریکه (که غالباً یکی از مشکلات سیکلوترونهاست) پس از برکنی دو الکترون آن (با عبور باریکه از یک ورقه نازک) می‌شود. باریکه یونهای مثبت حاصل در میدان مغناطیسی در راستای مخالف خم می‌شود و از سیکلوترون خارج می‌شود. همان‌طور که در شکل ۱۷۰۱۵ نشان داده شده است، با استفاده از دو ورقه برکننده دو باریکه خروجی حاصل می‌شود که یکی به واکنشهای القایی پروتون اختصاص دارد و دیگری برای تولید مزون  $\pi$  به کار می‌رود. سیکلوترون دیگری که اختصاص به تولید مزون دارد، سیکلوترون AVF با انرژی  $590 \text{ MeV}$  در انستیتو تحقیقات هسته‌ای سوئیس (SIN) در نزدیکی زوریخ است. تحقیقات مربوط به برهم کنشهای مزون-هسته را در فصل ۱۷ مورد بحث قرار خواهیم داد.

زمینه جالب دیگری که در آن سیکلوترونهای AVF مورد استفاده قرار می‌گیرند، مطالعه واکنشهای یون سنگین است. در این واکنش، غلبه بر سد کولنسی یک مسئله پراهمیت



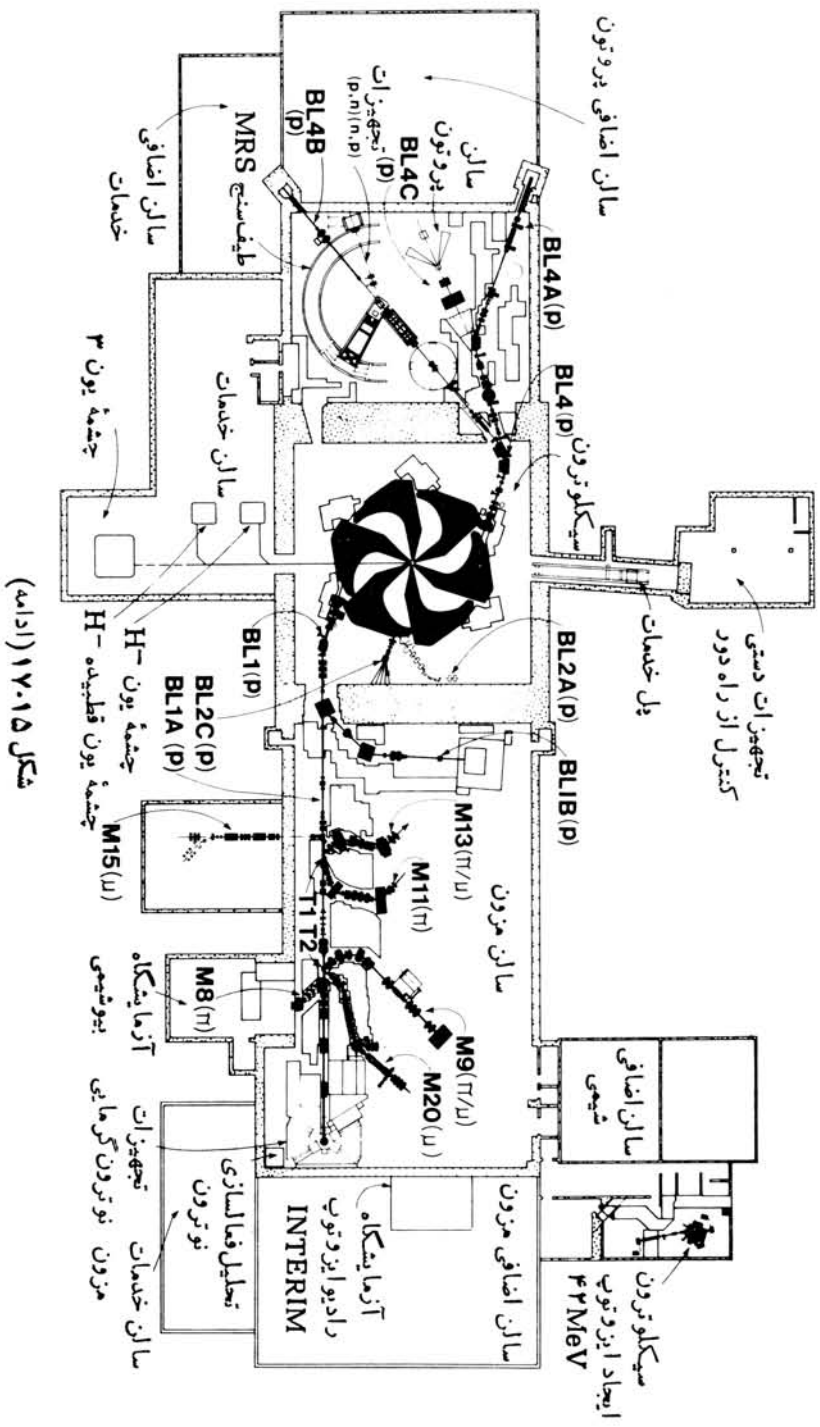
شکل ۱۷.۱۵ سیکلوترون AVF با انرژی ۵۲۰ MeV در TRIUMF. شش قطاع آهن‌با را می‌توان در شکل (الف) مشاهده کرد. در شکل (ب) طرح ساختمان شنا بدهنده نشان داده شده است که دو باریکه خارج شده به طرف محل آزمایش پروتون (چپ) و مزون (راست) گسیل می‌شوند.

است. در حقیقت، درست در انرژی‌های بالاتر از سد کولنی با نکات جالب توجهی از نظر فیزیکی روبه‌رو می‌شویم. بدین منظوریونها را تا  $100 - 10 \text{ MeV}$  به ازای واحد جرم شتاب می‌دهند. شتاب دادن به کربن ( $Z=6, A=12$ ) تا انرژی  $120 \text{ MeV}$  مستلزم استفاده از سیکلوترونی است که بتواند پروتونها را تا  $40 \text{ MeV}$  شتاب دهد، که این انرژی از حد یک سیکلوترون معمولی تجاوز می‌کند. طبق معادله (۶.۱۵)، قابلیت شنا بدهندگی سیکلوترونها برای یونهایی به جرم  $A$  برابر جرم نوکلئون  $m$  و بار  $q = ze$  به صورت زیر است

$$K = AT/z^2 \quad (7.15)$$

$$= e^2 B^2 R^2 / 2m$$

یعنی  $K$  فقط به پارامترهای طراحی  $B$  و  $R$  بستگی دارد و انرژی (بر حسب MeV) شنا بدهی



شکل ۱۷۰۱۵ (ادامه)

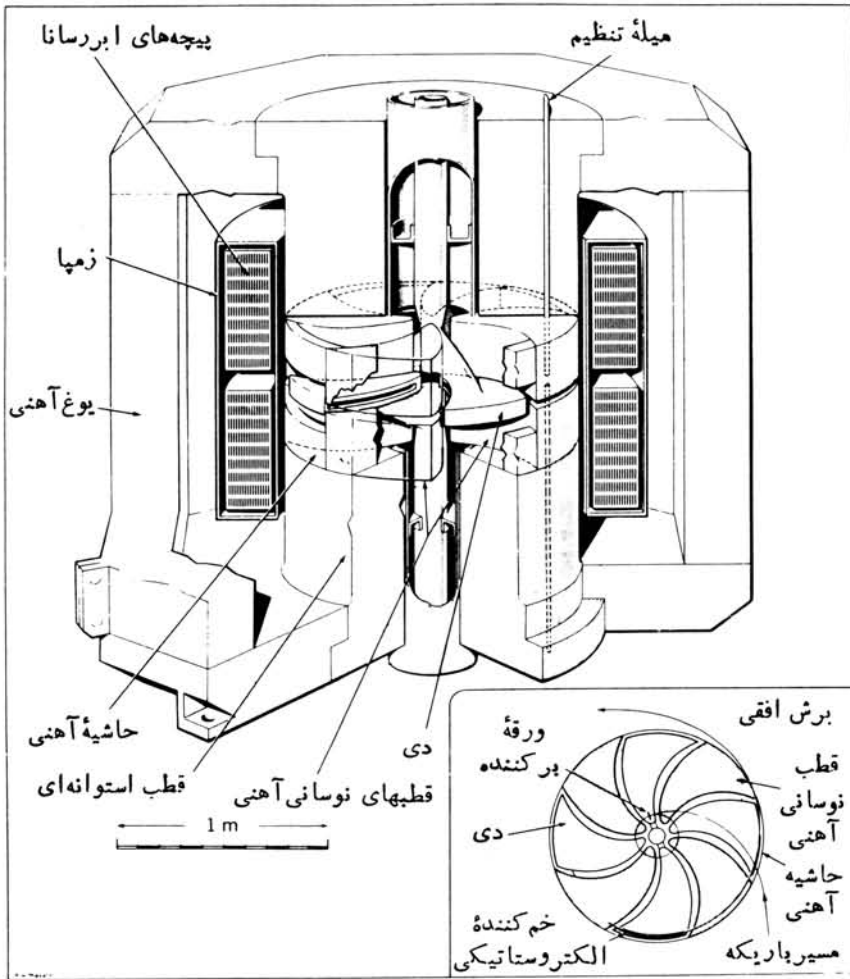
جدول ۱۰۱۵ تأسیسات شتابدهی یون سنگین بر اساس سیکلوترونهای AVF.

نام	محل	تزریق کننده (K بر حسب MeV)	سیکلوترون اصلی (K بر حسب MeV)
HHIRF	اولدریج، تنسی	تاندم ۲۵ MeV	$K = 90$
NSCL	ایست انزینگ، میشیگان	$K = 50$	$K = 500$
GANIL	کن، فرانسه	$K = 25$	$K = 400 + K = 400$
JINR	دوبنا، شوروی	$K = 156$	$K = 250$
CYCLONE	لون، بلژیک	-	$K = 110$
چاکریور، کانادا	چاکریور، کانادا	تاندم ۱۳ MeV	$K = 520$

پروتونها ( $Z=1, A=1$ ) را به دست می‌دهد. یونهای سنگین‌تر تا انرژیهای  $KZ^2/A$  شتاب می‌گیرند. جدول ۱۰۱۵ پاره‌ای از وسایل شتابدهی یون سنگین را که امروزه بر اساس سیکلوترونهای AVF مورد استفاده‌اند، نشان می‌دهد. در اکثر این دستگاهها، از یک شتابدهنده (وان دوگراف تاندم یا سیکلوترون دیگر) به عنوان تزریق کننده سیکلوترون AVF استفاده می‌شود. در تأسیسات GANIL دو سیکلوترون  $K=400$  به کار می‌رود تا یک دستگاه شتابدهی سه مرحله‌ای به دست آید. در دستگاه NSCL واقع در دانشگاه ایالتی میشیگان از آهنرباهای ابررسانا استفاده می‌شود تا میدان مغناطیسی به حدود ۵ T برسد که با مضر بی در حدود ۳-۲ بزرگتر از قدرت آهنرباهای متداول است، و به همین دلیل ناحیه کوچکتري را اشغال می‌کند و هزینه کمتری دارد. شکل ۱۸-۱۵ نمونه‌ای از طرح يك سیکلوترون AVF ابررسانا را نشان می‌دهد. باریکه‌های این نوع ماشینها باید یونهایی با انرژی از چند صد MeV به ازای هر نوکلئون برای یونهای سبکتر (O, C) تا ۱۰-۵ MeV به ازای هر نوکلئون برای یونهای سنگین ( $A > 150$ ) باشند، و جریانه‌های باریکه برای یونهای سبک در حدود  $\mu A$  و برای سنگینترین یونها از مرتبه چند ده یا چند صد نانو آمپرند.

### ۳.۱۵ سنگر و ترونها

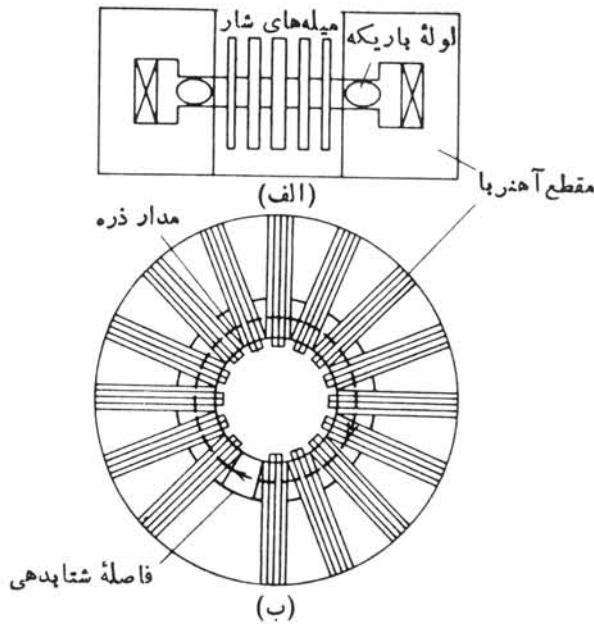
توسعه سیکلوترون یا سنگر و سیکلوترون تا انرژی بالاتر بدان معنی است که ماشینهای با شعاعهای بزرگتر ساخته شوند. از آنجا که هزینه ساخت آهنربا رقم اصلی در هزینه سیکلوترون است، انتظار داریم که هزینه‌های ساخت سیکلوترونهای بزرگتر بر حسب مکعب انرژی افزایش یابد. توسعه سیکلوترونهای  $500 \text{ MeV}$  نسل حاضر (با هزینه حدود ۱۰۸ دلار) به ماشینهای با انرژی بالاتر (حتی انرژی ۵ GeV نیز برای مطالعه پدیده‌های بنیادی اخیر و مسائل مورد توجه فعلی ناکافی است) به سرعت هزینه ساخت را به مرتبه تولید



شکل ۱۸-۱۵ سیکلوترون ابررسانا در چاکریور، کانادا. پیچ‌های ابررسانا، میدانهای مغناطیسی بزرگتر از میدانهای متداول به وجود می‌آورند و امکان ساخت دستگاهی جمع‌وجورتر را برای سیکلوترون فراهم می‌سازند.

ناخالص ملی ایالات متحده می‌رساند. برای حل این معضل باید شتابدهنده سنکروترون ساخت که در آن شدت میدان مغناطیسی و بسامد تشدید هر دو تغییر می‌کنند.

شکل ۱۹-۱۵ ساده‌ترین نوع یک سنکروترون را نشان می‌دهد. ویژگی اساسی این ماشین که با وجود افزایش انرژی هزینه‌ها را منطقی می‌سازد آن است که شعاع مدار ذرات در انرژی‌های بالا تقریباً ثابت می‌ماند. بنا بر این میدان مغناطیسی مورد نیاز فقط در ناحیه محیط



شکل ۱۹.۱۵ منظره‌ای از سطح مقطع عمودی و افقی سنکروترون الکترون. چندین آهنربا پاریکه را به صورت دایره خم می‌کنند و یک میدان الکتریکی ذرات را در هر دوران یکبار شتاب می‌دهد. اگر انرژی ذره بالا باشد، حتی با افزایش انرژی هم شعاع مداری ذره تقریباً ثابت باقی می‌ماند.

اعمال می‌شود و نه در تمام حجم دورانی قرص چنانکه در سیکلوترون معمولی دیده می‌شود. همان‌طور که در شکل ۱۹.۱۵ نشان داده شده است، یک آهنربای حلقوی می‌تواند این وظیفه را انجام دهد. ذرات در مسیری دایره‌ای حرکت می‌کنند و در هر دوران هنگام عبور از یک فاصله خالی، توسط میدان الکتریکی تشدید شتاب می‌گیرند. با افزایش انرژی، بسامد و لذا متناوب دوسر فاصله باید افزایش یابد تا شرایط تشدید محفوظ بماند. به‌طور همزمان، میدان مغناطیسی نیز باید افزایش یابد تا شعاع را ثابت نگاه دارد. (در اینجا میدان را به طور زمانی تغییر می‌دهیم و نه به‌طور مکانی چنانکه در سیکلوترون AVF دیده می‌شود). در یک میدان مغناطیسی به شدت  $B$ ، ذره باردار  $e$  در قوس دورانی به شعاع  $r$  با تکانه  $p = e r B$  حرکت می‌کند. انرژی نسبیتی کل ذره عبارت است از

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$$

(۸.۱۵)

$$= \sqrt{e^2 r^2 B^2 c^2 + m^2 c^4}$$

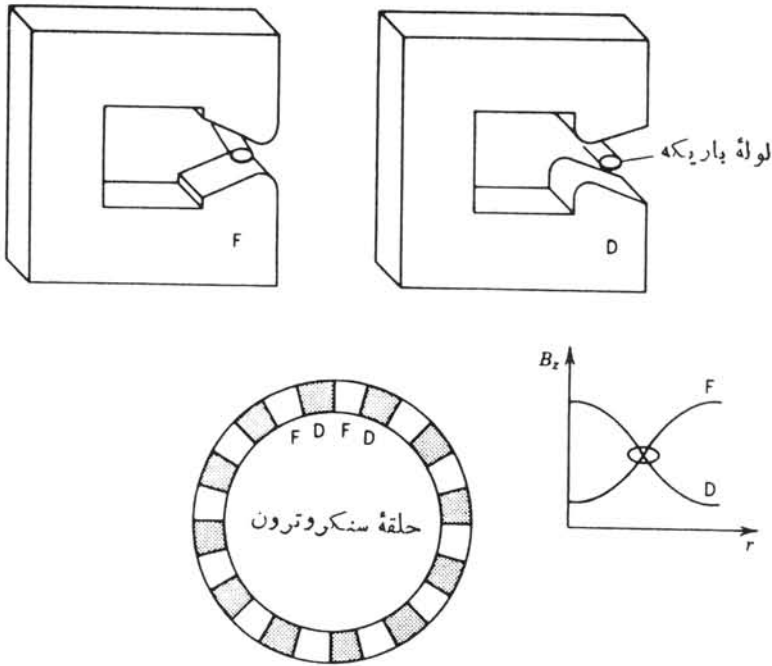
در این صورت، شرط اساسی سیکلوترون یا معادله (۴.۱۵) را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$\nu = \frac{eBc^2}{2\pi\sqrt{e^2r^2B^2c^2 + m^2c^4}} \quad (9.15)$$

برای هر  $r$  مشخص، معادله (۹.۱۵) رابطه بین  $B$  و  $\nu$  مورد نیاز را برای حفظ همزمانی به دست می‌دهد.

از آنجا که در این شتابدهنده از بسامد و میدان مغناطیسی متغیر استفاده می‌شود، لذا سنکروترون باید به جای مد پیوسته با مد تپشی کار کند. این امر مسائل مربوط به پایداری تپشهای باریکه در زمان و مکان را به ما بازمی‌گرداند. پایداری زمانی تپشها به همان طریق پایداری فاز که قبلاً در مورد سنکروسیکلوترون بحث شد، حاصل می‌شود. در حالت سنکروترون، پایداری مکانی مستقل از پایداری فاز نیست زیرا ذره‌ای که در فاصله مدار «ضربه» کمی بزرگتر دریافت می‌دارد، به طرف شعاع بزرگتر حرکت خواهد کرد، و باید میدان  $B$  بزرگتری را در این شعاع ببیند و گرنه از همراهنش جدا خواهد شد. با این حال، همان طور که از بحث شکل ۱۳.۱۵ نتیجه می‌شود، هر گاه میدان با  $r$  افزایش یابد، بامسئله واکانونی شدن قائم روبرو خواهیم شد. حل مسئله کانونی کردن، که عموماً کانونی کردن قوی یا کانونی کردن با شیب متناوبی (AG) نامیده می‌شود، خیلی شبیه به کانونی کردن عدسیهای چارقطبی است که در شکل ۲۰.۱۵ مطرح شد. آهنرباها در قطعهایی آرایش می‌یابند که طبق شکل ۲۰.۱۵ تناوباً شامل شیبهای شعاعی افزایشی و کاهشی خواهند بود. میدان در مرکز لوله باریکه در تمام قطعهای دارای مقدار یکسان است، اما در یک قطعه با  $r$  کاهش و در قطعه مجاور افزایش می‌یابد. تغییرات میدان با  $r$  خیلی شدید است به طوری که در قطعههای متوالی داریم  $B_2 \propto r^{+n}$  و  $B_1 \propto r^{-n}$  که در آن  $n \sim 300$  است.

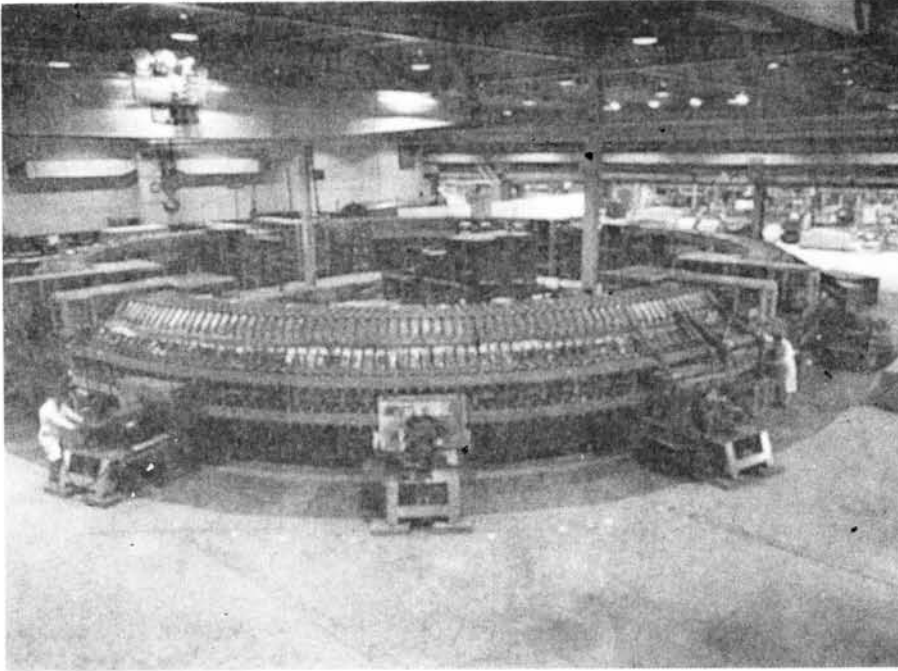
در یک سنکروترون برای شتاب دادن الکترونها، سرعتهای نسبیستی به سهولت قابل حصول اند به طوری که داریم  $cp \gg mc^2$ ، و بسامد مداری، چنانکه از معادله (۹.۱۵) قابل استنباط است، تقریباً ثابت می‌ماند. ماشینهای اولیه در اواخر دهه ۱۹۴۰ و اوایل دهه ۱۹۵۰ به انرژیهای درگستره چندصد MeV رسیدند. استفاده از کانونی کردن AG، امکان دسترسی به انرژیهای بالاتر را فراهم می‌سازد و شتابدهنده الکترون کمبریج در سالهای ۱۹۶۸-۱۹۶۲ با انرژی ۶ GeV راه اندازی شد. شعاع مدار تنها ۳۶ m و حداکثر میدان مغناطیسی برابر ۷۶ T بود. یک شتابدهنده خطی که به عنوان تزریق کننده به کار می‌رفت انرژی اولیه ۲۵ MeV را ایجاد می‌کرد که همین مقدار نیز الکترونها را به وضعیت نسبیستی می‌رساند. بسامد تشدید ۴۷۶ MHz بود که در ۱۶ کلاوگ حول حلقه اعمال می‌شد. جمعاً تعداد ۴۸ آهنربای شعاعی نیز کانونی کردن AG را تأمین می‌کردند. هزینه ساخت نسبتاً پایین و در حدود ۱۲ میلیون دلار بود. ماشین مشابه دیگری که در هامبورگ آلمان ساخته شده است و سنکروترون الکترونی آلمان (DESY) نامیده می‌شود در اصل در سال ۱۹۶۵ برای انرژی ۷ GeV طراحی و ساخته شد، و اخیراً به عنوان شتابدهنده باریکه برخوردی



**شکل ۲۰.۱۵** کانونی کردن قوی یا کانونی کردن AG در سنکروترون. آهنرباهای با میدانهای کانونی کننده (F) و واکانونی کننده (D) حول حلقه شتابدهنده یک در میان آرایش می‌یابند. آهنرباها در بالا نشان داده شده‌اند، و ایستگی شعاعی میدان درست راست نشان داده شده است.

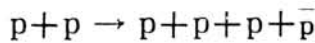
انرژی اش به  $35\text{ GeV}$  افزایش یافته است (بخش ۵.۱۵). پروتونها تا قبل از کسب انرژیهای چند  $\text{GeV}$  به سرعت‌های کاملاً نسبیستی نمی‌رسند. بنا بر این، بسامد تشدید می‌باید تغییر کند تا شعاع مدار را ثابت نگاه دارد. اولین سنکروترون پروتونی که در سال ۱۹۵۲ تکمیل شد «کازموترون» بود که در آزمایشگاه ملی بروکهایون قرار دارد و برای پروتونهای با انرژی  $3\text{ GeV}$  طراحی شده است (شکل ۲۱.۱۵). میانگین شعاع مدار حدود  $10\text{ m}$  و حداکثر شدت میدان مغناطیسی  $1.4\text{ T}$  بود. انرژی تزریق  $3.5\text{ MeV}$  بود و بسامد نوسانگر  $ac$  از  $37$  روزه تا  $4\text{ MHz}$  در خلال شتابدهی تغییر می‌کرد که در این عمل، پروتونها حدود  $3 \times 10^6$  مدار را می‌پیمودند. در حدود  $5 \times 10^{10}$  ذره در ثانیه ایجاد می‌شدند. در همان زمان، یک سنکروترون مشابه پروتون در آزمایشگاه لارنس در برکلی ساخته شد که شعاع آن کمی بزرگتر ( $18\text{ m}$ ) و شدت میدان آن کمی بیشتر ( $1.6\text{ T}$ ) بود. این ماشین «بواترون» نام گرفت ( $\text{BeV}$  به معنی بیلیون الکترون ولت است که در آن زمان برای  $10^9\text{ eV}$  به کار می‌رفت که اینک  $\text{GeV}$  نام دارد). ساخت آن در سال ۱۹۵۴ با انرژی مورد نظر  $6.4\text{ GeV}$  تکمیل شد. این انرژی طوری انتخاب شده بود که





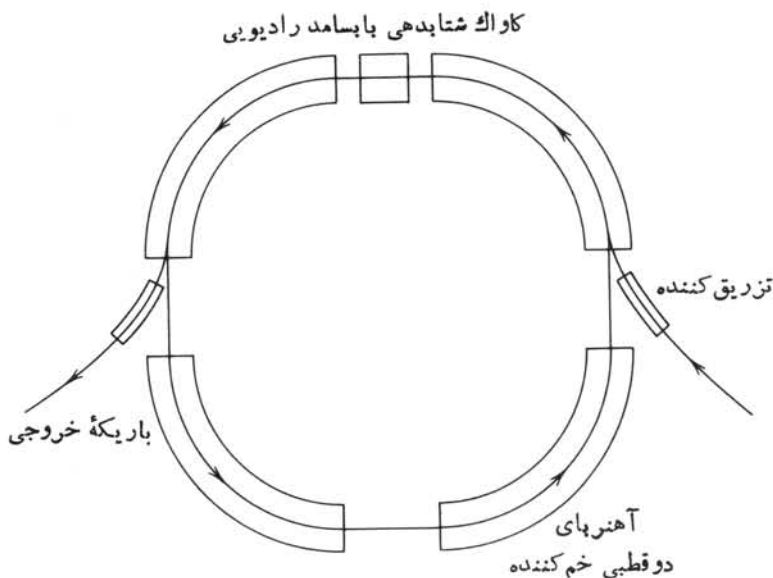
شکل ۲۱.۱۵ سنکروترون پروتون ۳ GeV در بروکهایون که کازموترون نام دارد.

از آستانه ایجاد پادپروتونهای  $\bar{p}$  در واکنش پروتونهای شتابدار با هدف هیدروژن تجاوز کند



کشف پادپروتون در سال ۱۹۵۶ در بواترون باعث شد که جایزه نوبل سال ۱۹۵۹ در فیزیک را نصیب کاشفان آن، اون چمبرلین و امیلیو سگریه، کند. شکل ۲۲.۱۵ طرح اساسی کازموترون و بواترون را با چهار قطاع مغناطیسی و یک گاف شتابدهنده نشان می‌دهد. در اواخر دهه ۱۹۵۰ چند سنکروترون پروتون معمولی دیگر نیز در ایالات متحده، انگلستان، فرانسه، و شوروی ساخته شدند. این ماشینها می‌توانند پروتونهایی در گستره انرژی ۱-۱۰ GeV ایجاد کنند.

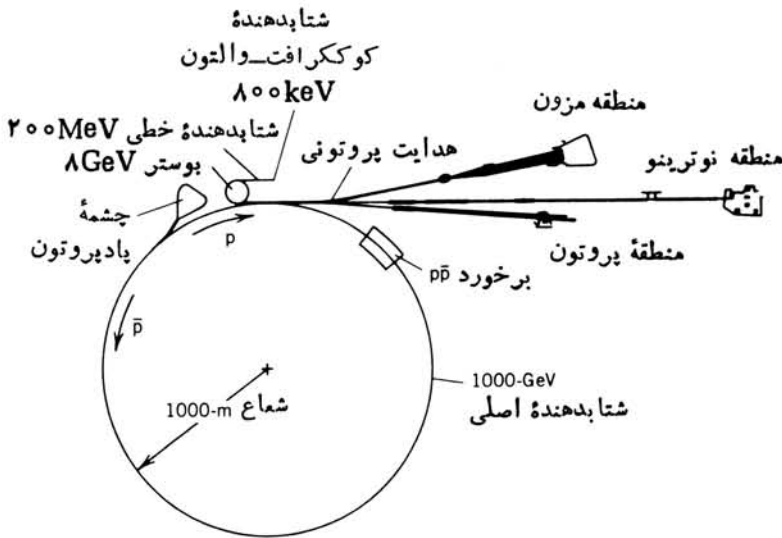
در همین دوره (دهه ۱۹۵۰)، مطالعات طراحی جهت کاربرد اصل شیب تناوبی (AG) در سنکروترونهای پروتون در جریان بود، و در سال ۱۹۶۰ دو ماشین به کار افتاد که یکی سنکروترون شیب تناوبی (AGS) در بروکهایون و دیگری سنکروترون پروتون سرن (CPS) بوده است (CERN یا مرکز اروپایی تحقیقات هسته‌ای حاصل همکاری چندین کشور اروپای غربی است. راه اندازی این مرکز با توجه به این نکته تحقق یافت که ساخت شتابدهنده‌های هسته‌ای بزرگ و پرهزینه فراتر از توانایی اقتصادی اکثر کشورها به‌تنهایی است، CPS



شکل ۲۲.۱۵ ساختار اصلی سنکروترون پروتون با چهار قطاع دو قطبی برای خم کردن باریکه و يك كلواك rf برای فراهم ساختن شتاب لازم.

که در ژنو، سوئیس، ساخته شده است اولین شتابدهنده بزرگ درمرکز CERN بوده که به یکی از فعالترین مراکز تحقیقات فیزیک انرژی بالا در جهان تبدیل شده است). AGS بعد از تزریق انرژی  $50\text{ MeV}$ ، به انرژی  $33\text{ GeV}$  رسید که در حدود  $3 \times 10^{11}$  پروتون در ثانیه ایجاد می کند. انرژی بالا متناظر با شعاع بسیار بزرگتر ( $128\text{ m}$ )، مثلاً در مقایسه با کازمو ترون  $3\text{ GeV}$  (با شعاع  $10\text{ m}$ ) است. باریکه تولید شده توسط حدود  $100$  معکوس کننده شیب در حول مدار، با تغییرات میدان  $30^\circ \pm r$  قویاً کانونی می شود، که اثر آن را در اندازه کاهش یافته روزنه باریکه می توان مشاهده کرد. ابعاد روزنه  $8\text{ cm}$  ارتفاع  $18\text{ cm}$  پهنا در AGS و در کازمو ترون به صورت  $22 \times 91\text{ cm}$  است. گروه طراحی سرن با گروه بروکهایون همکاری نزدیک داشتند و در نتیجه، طراحی و امکانات CPS با حداکثر انرژی  $28\text{ GeV}$  خیلی مشابه دستگاه بروکهایون است. در اواخر دهه  $1960$ ، یک سنکروترون پروتون AG با انرژی  $70\text{ GeV}$  در سرپوخوف شوروی ساخته شد.

در جستجوی انرژیهای حتی بالاتر برای مطالعه تولید و برهم کنشهای ذرات بنیادی، سنکروترون پروتون همچنان به عنوان شتابدهنده اصلی به کار می رود. پیشرفت عمده ای که در طراحی حاصل شده است، جداسازی عملکردهای خم کننده و کانونی کننده گسی بوده است، به طوری که اکنون آهنرباهای دو قطبی باریکه را خم می کنند و آهنرباهای چار قطبی عمل



شکل ۲۳-۱۵ طرح سنکروترون پروتون در آزمایشگاه فرمی.

کانونی کردن را انجام می‌دهند. در آزمایشگاه شتابدهنده ملی فرمی (FNAL) در باتاویا، ایلینویز، یک سنکروترون پروتون با عملکرد مجزای  $500\text{ GeV}$  وجود دارد که شعاع مدار آن  $1000\text{ m}$  است (شکل ۲۳-۱۵). این شتابدهنده از سال ۱۹۷۲ با انرژی  $400\text{ GeV}$  به کار افتاد. تزریق  $8\text{ GeV}$  با استفاده از سه شتابدهنده صورت می‌گیرد: شتابدهنده کوکرافت-والتون  $800\text{ MeV}$ ، به دنبال آن یک شتابدهنده خطی با لوله رانش  $200\text{ MeV}$  (بخش

۴.۱۵) و سپس يك سنکروترون بوستر ۸ GeV. حداکثر میدان در آهنرباهای خم کننده برابر ۱۴T و حداکثر بسامد تشدیدي کاواکهای ac نیز برابر ۵۳ MHz است. این شتابدهنده در هر ۱۲ ثانیه تپشهای با پهنای حدود يك ثانیه تولید می کند، و توان مغناطیس مورد نیاز (۳۶ MW) کافی است که انرژی يك شهر کوچک را تغذیه کند و تکنیکهای خاصی باید به کار برده شود تا توان الکتریکی در خلال تولید تپشها در شتابدهنده به مصرف برسد و در وقتی که این تپش تولید نمی شوند به شبکه برق تجارتي ملحق شود.

در شکل ۲۴.۱۵، ابر سنکروترون پروتون SPS سرن نشان داده شده است که ماشین مشابهی است و پروتونهایی با انرژی ۴۰۰ GeV تولید می کند.

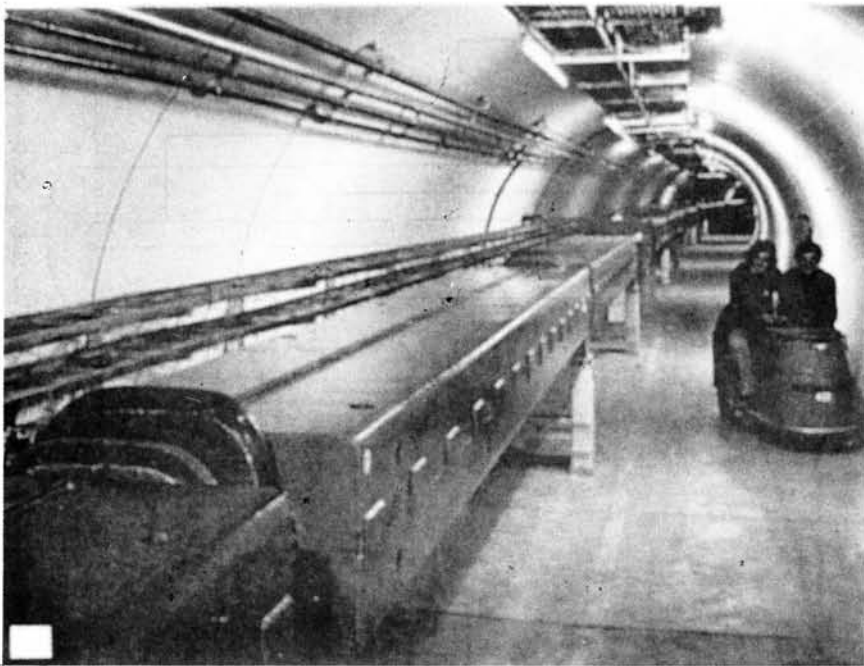
يك پیشرفت عمده در امکانات آزمایشگاه فرمی، استفاده از آهنرباهای ابرسانا بوده است. به کمک میدان قوی حاصل از این آهنربا (حدود ۴T) می توان انرژی باریکها را تقریباً به دو برابر تا حدود ۱۰۰۰ GeV یا ۱ TeV افزایش داد، که نام «تواترون» نیز به همین مناسبت بدان اطلاق می شود. کشفیات تجربی فیزیک ذرات که در آزمایشگاههای فرمی و سرن انجام شده اند، در فصل ۱۸ مورد بحث قرار خواهند گرفت.

پیشرفت شتابدهنده های چرخه ای پروتون به صورت زیر بوده است: سیکلوترونهای معمولی (۱۰۰-۱۰ MeV)، سیکلوترونهای AVF و سنکروسیکلوترونها (۱ GeV-۱۰۰ MeV)، سنکروترونهای متداول (۱-۱۰۰ GeV)، و سنکروترون (AG) (۱ TeV-۱۰۰ GeV). غیر از هزینه آهنرباها و اندازه حلقه، حدی برای انرژیهایی که می توان از سنکروترون پروتون به دست آورد وجود ندارد، و در زمان حاضر مباحثات درباره طراحی و ساختمان نسل بعدی که انتظار می رود انرژی آن به ۲۰ TeV برسد، در جریان است. استفاده از آهنرباهای ابرسانا تا حدی باعث صرفه جویی اقتصادی شده است. اما با این حال اندازه شتابدهنده در گستره قطر ۳۰ تا ۶۰ km بر آورد می شود که مقدار دقیق آن به شدت میدان آهنربای ابرسانا بستگی دارد. جالب است که این قطرها را با قطر ۲ km حلقه اصلی آزمایشگاه فرمی مقایسه کنیم. هزینه اصلی ساخت نیز که در حدود ۵ میلیارد دلار به قیمت های سال ۱۹۸۵ بر آورد شده است، در مقایسه با هزینه آزمایشگاه فرمی که در حدود ۲۰۰ میلیون دلار در سال ۱۹۷۲ بوده است، به طور خطی افزایش می یابد.

### ۴.۱۵ شتابدهنده های خطی

در شتابدهنده خطی (که غالباً «linac» نام دارد)، همانند مورد سیکلوترون، ذرات از طریق يك ولتاژ ac شتابهای جدا از هم زیادی را دریافت می دارند، و اختلاف در این است که ذرات در linac در خط مستقیمی حرکت می کنند. این امر فوراً هزینه های زیاد مربوط به آهنرباهای سیکلوترون و اثرات واکاونی کنندگی میدانهای مغناطیسی را بر طرف می سازد. در شکل ۲۵.۱۵ طرح اساسی يك شتابدهنده خطی نشان داده شده است. باریکه از میان تعدادی الکترودهای حلقوی توخالی که به تناوب به قطبهای مخالف منبع ولتاژ ac متصل می شوند حرکت می کنند. ذرات هنگام عبور از گاف بین الکترودها شتاب می گیرند. به محض





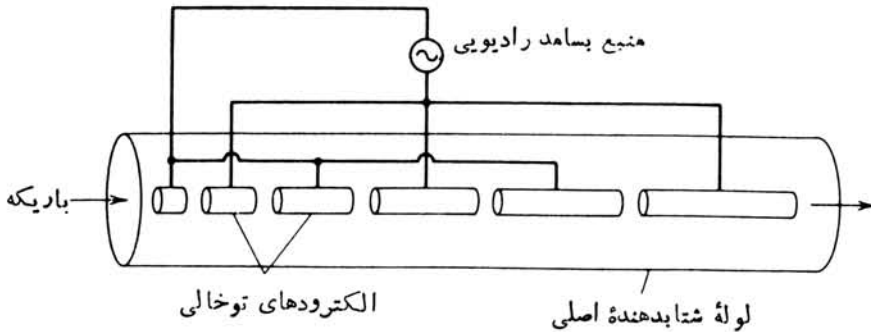
شکل ۲۴۰۱۵ (ب) تونل زیرزمینی شتابدهنده SPS در سرن. مقطعی‌های طولی آهنرباهای دو قطبی هستند که کارشان خم کردن پاریکه است؛ در فاصله‌ای از این آهنرباها آهنربای چار قطبی دیده می‌شود (چهارمین آهنربا با از سمت چپ که از آهنرباهای دیگر کمی بزرگتر است).

ورود به داخل يك الكتروود، ذره در ناحیه‌ای بامیدان صفر حرکت می‌کند و برای زمانی مساوی با نصف دوره تناوب ولتاژ ac به جلو رانده می‌شود (نام «لوله رانش» به همین مناسبت به الکتروودها داده می‌شود). بدین ترتیب، قطبیت ولتاژ در خلال زمانی که ذره در داخل لوله رانش است عوض می‌شود، و در نتیجه ذره هنگام عبور از گاف بعدی مجدداً شتاب می‌گیرد. کارچنین شتابدهنده‌ای وابسته به این شرط است که ورود ذرات به داخل هر گاف در تشدید بامیدان الکتریکی دوسرگاف باشد. هر گاه  $t/2$  نصف دوره تناوب ولتاژ ac باشد، در این صورت طول لوله رانش  $n\lambda$  برای ذرات با سرعت  $v_n$  باید چنین باشند

$$L_n = v_n t / 2 \quad (10.15)$$

برای ذرات نانسیستی با بار  $e$ ، پس از عبور از میان  $n$  گاف با اختلاف پتانسیل  $V_0$ ، انرژی جنبشی ذره عبارت است از

$$T_n = neV_0 = \frac{1}{2} m v_n^2 \quad (11.15)$$



شکل ۲۵-۱۵ طرح اساسی شتابدهنده خطی (که غالباً نوع اسلون-لارنس نامیده می‌شود). عمل شتابدهی درگافهای بین الکترودهای حلقوی توخالی صورت می‌گیرد.

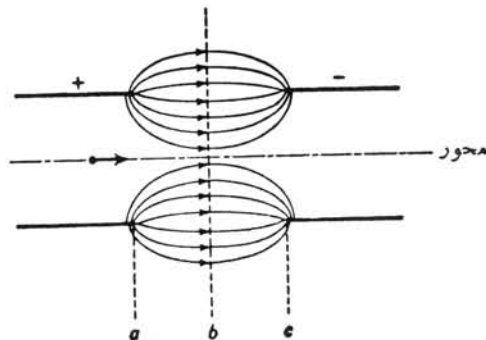
در نتیجه، خواهیم داشت

$$L_n = \left( \frac{neV_0}{2m} \right)^{1/2} t \quad (۱۲-۱۵)$$

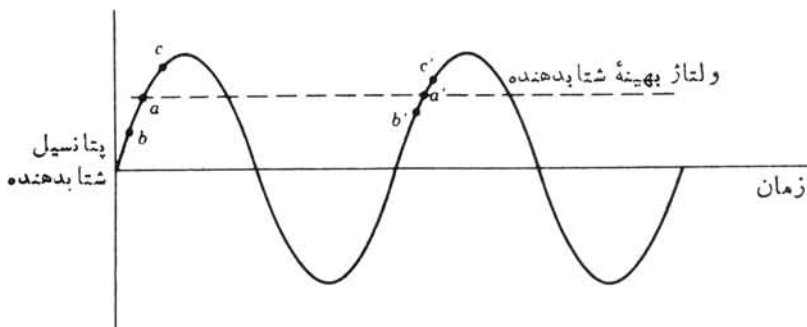
بنابراین طول لوله رانش باید به صورت  $n^{1/2}$  افزایش یابد. برای ذرات نسبیته، که  $v \approx c$  می‌شود، طول لوله رانش تقریباً ثابت است.

ذرات در عبور از گاف، در راستای شعاعی اندکی کانونی می‌شوند که با مراجعه به شکل ۲۶-۱۵ می‌توان آن را درک کرد. در نیمه گاف (ناحیه  $ab$ )، خطوط نیروی میدان الکتریکی ذرات خارج محور را به طرف محور کانونی می‌کنند در حالی که در ناحیه  $bc$  یک اثر واکانونی-کنندگی وجود دارد. اما، شتاب در اینجا بدان معنی است که ذرات کندتر حرکت می‌کنند و لذا در ناحیه  $ab$  زمان بیشتری را سپری می‌کنند و در نتیجه اثر کانونی‌کننده اندکی بر اثر واکانونی‌کننده می‌چربد. این کانونی کردن مختصر (که برای میدانهای ایستا روی می‌دهد) به خاطر ماهیت وابسته به زمان میدان تغییر می‌کند، که اثر آن را با توجه به ملاحظات قبلی در باره پایداری فاز دنبال می‌کنیم.

پایداری فاز در شتابدهنده خطی وقتی حاصل می‌شود که دسته ذرات به فاز افزایشی چرخه  $ac$  می‌رسد (شکل ۲۷-۱۵ را با شکل ۱۴-۱۵ مقایسه کنید). دسته‌ای از ذرات را در نظر می‌گیریم که به گاف می‌رسند. از آنجا که ولتاژ در حال افزایش است، ذراتی که زودتر (از دسته) می‌رسند ولتاژ بهینه بر آنها وارد نمی‌شود؛ این ذرات تا حدی کمتر از ذراتی که دیرتر می‌رسند شتاب می‌گیرند و زمان بیشتری را برای عبور از لوله رانش سپری می‌کنند. لذا این ذرات «زودرس» به تأخیر می‌افتند و در گاف بعدی در مرکز یا حتی در انتهای دسته قرار می‌گیرند. به طریق مشابه، ذراتی که در حوالی انتهای دسته به گاف می‌رسند ولتاژ



شکل ۲۶.۱۵ میدان الکتریکی در فاصله یا گاف بین دولوله رانش.

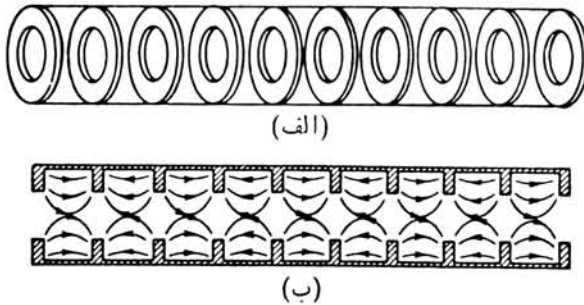


شکل ۲۷.۱۵ پایداری فاز در یک شنا بدهنده خطی. هنگامی که ولتاژ شنا بدهنده به مقدار بهینه خود می‌رسد ذرات در یکی از گافها در موقعیت  $a$  قرار دارند، همین ذرات هنگامی که ولتاژ دوباره به همان مقدار می‌رسد در گاف بعدی در موقعیت  $a'$  قرار می‌گیرند. ذراتی که زودتر می‌رسند (نقطه  $b$ ) کمتر شتاب می‌گیرند و بنا بر این تا حدی به تأخیر می‌افتند و در تریه گاف بعدی ( $b'$ ) خواهند رسید. ذراتی که دیرتر می‌رسند ( $c$ ) شتاب بیشتری را متحمل می‌شوند و در گاف بعدی زودتر خواهند رسید ( $c'$ ).

بزرگتر و شتاب بیشتری را متحمل می‌شوند، که آنها را به طرف ابتدای دسته بعدی هدایت می‌کند. برای هر دسته یک ولتاژ بهینه برای تشدید کامل وجود دارد که ذرات حول آن می‌توانند از گافی تا گافی بعدی نوسان کنند، اما نتیجه نهایی پایداری فاز است که ذرات دسته را در کنار هم نگاه می‌دارد.

اینک به کانونی‌کنندگی شعاعی نشان داده شده در شکل ۲۶.۱۵ بازمی‌گردیم. از آنجا که پایداری فاز ایجاب می‌کند که ذرات هنگام افزایش ولتاژ از گاف عبور کنند، هنگامی که ذرات در ناحیه واکانونی‌کننده  $bc$  قرار دارند ولتاژ بزرگتر است. این اثر واکانونی‌کننده بیشتر از اثر کانونی‌کننده ضعیف شعاعی است و در نتیجه در مجموع یک اثر واکانونی شعاعی حاصل می‌شود که با قراردادن عدسیهای چار قطبی در داخل لوله‌های رانش باید تصحیح شود.



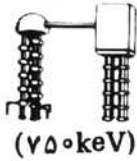


شکل ۲۸.۱۵ (الف) يك موجبر دایره‌ای با «قرصهای متوالی». (ب) میدان الکتریکی در موجبر (الف).

شتاب‌دهندهٔ ابتدایی مورد بحث را می‌توان يك كاواك (یا تعدادی كاواك) در نظر گرفت که در آن يك موج ساکن تشدید الکترومغناطیسی وجود دارد. برای انرژیهای بالا و جریانهای زیاد بهتر است که يك موج پیشرو را به کار بریم، که در آن فرض می‌کنیم ذرات در طول شتاب‌دهنده سوار بر قلهٔ يك موج پیشرو در حرکت‌اند، درست همانند يك اسکی باز روی آب که بر قلهٔ موج دریا سوار می‌شود. چون اتلاف انرژی در اثر مقاومت زیاد است، توان لازم باید در بازه‌های منظم به داخل شتاب‌دهنده و در طول آن تغذیه شود تا امواج پیشرو را از میرایی حفظ کند. به این دلیل شتاب‌دهنده‌های خطی به جای اینکه باریک‌های پیوسته تولید کنند، به صورت تپشی عمل می‌کنند. درمد تپشی، توان مورد نیاز فقط برای کسر کوچکی از زمان (در حدود چند درصد) فراهم می‌شود. مسئله‌ای که طراحان شتاب‌دهنده با آن مواجه‌اند، ساخت كاواکی است که در آن سرعت فاز موج پیشرو دقیقاً با سرعت ذره‌ای که در طول كاواك شتاب می‌گیرد متناسب باشد. با استفاده از آرایش «قرصهای متوالی» که در شکل ۲۸.۱۵ نشان داده شده است، این عمل صورت می‌گیرد. سرعت فاز موج به وسیلهٔ ابعاد قرصها تعیین می‌شود.

در اینجا به شرح سه نمونهٔ قابل توجه از شتاب‌دهنده‌های خطی ایالات متحده می‌پردازیم. اولی شتاب‌دهندهٔ پروتون در مرکز فیزیک مزون لوس آلاموس (LAMPF) است. این شتاب‌دهنده شامل سه مرحلهٔ زیر است: تزریق‌کننده‌های کوکلرافت-والتون که باریک‌های از پروتونهای  $75\text{MeV}$ ،  $\text{H}^-$ ، و پروتونهای قطبیده فراهم می‌سازد؛ يك بخش لولهٔ رانش شامل  $165$  لولهٔ رانش جداگانه که در بسامد  $200\text{MHz}$  کاری کند و باریک‌ها را تا  $100\text{MeV}$  شتاب می‌دهد؛ و يك بخش موج پیشرو شامل كاواکهای جفت شده با بسامد تشدید  $800\text{MHz}$  که باریک‌ها را تا انرژی نهایی  $800\text{MeV}$  شتاب می‌دهد. این شتاب‌دهنده برای تولید شدت بالا ( $1\text{mA}$ ) که در مقایسه با  $\mu\text{A}$  و  $\text{nA}$  شدت جریانی تقریباً غیر قابل تصور برای يك شتاب‌دهنده است) طراحی شده است. این شتاب‌دهنده را برای مطالعهٔ برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون در گسترهٔ «انرژی بینابینی»  $800\text{MeV}$ – $200\text{MeV}$  در نظر گرفته‌اند که چشمهٔ پر شدتی از مزونهای  $\pi$  را برای مطالعهٔ برهم‌کنشهای مزون-نوکلئون فراهم می‌سازد. شکل ۲۹.۱۵

تزریق کننده کوکرافت- والتون



(750 keV)

شتا بدهنده خطی  
پالوئه رانشی



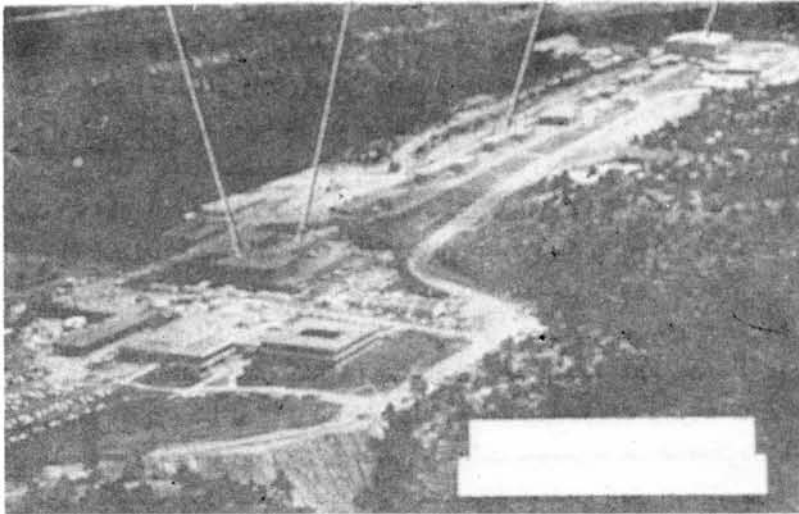
20125 MHz

شتا بدهنده خطی جفت شده

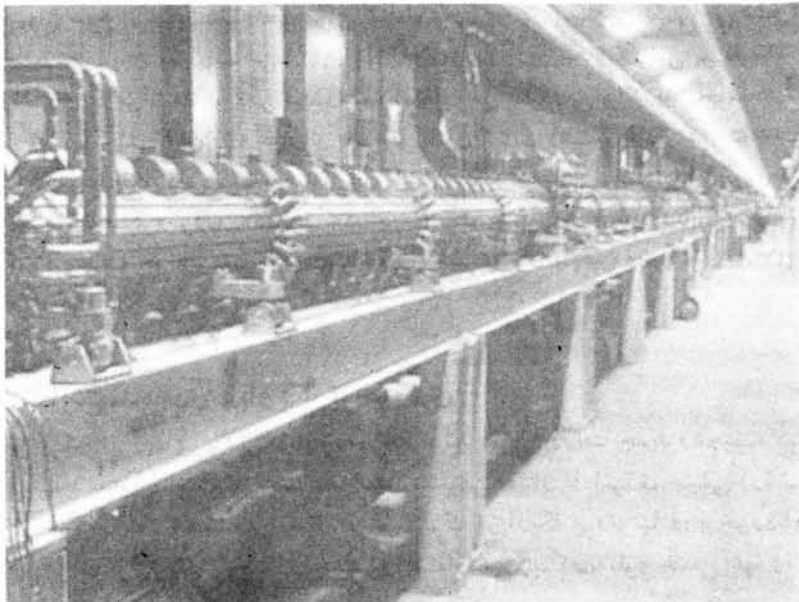


805 MHz

آزمایشگاهها



(الف)



(ب)

شکل ۲۹۰۱۵ شتا بدهنده خطی پروتون به طول نیم مایل در مرکز فیزیک مزون لوس آلام خود شتا بدهنده در زیر زمین قرار دارد. شکل (الف) ساختمانهای ورودی و سالن آزمایش رانشان می دهد، و شکل (ب) در واقع پخش موج پیشرونده شتا بدهنده را نشان می دهد.

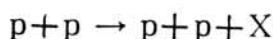
این تأسیسات را که اولین بار در سال ۱۹۷۲ به کار افتاد نشان می‌دهد. یک نمونه از شنا بدهنده خطی الکترون در مرکز شنا بدهنده خطی استانفورد (SLAC) ساخته شده است، و آن یک شنا بدهنده موج پیشرو است که در بسامد  $2856 \text{ MHz}$  کار می‌کند و در طول ۲ مایلی آن الکترون‌ها تا انرژی  $30 \text{ GeV}$  شتاب می‌گیرند. اساس طرح آن، موجبر با قرصهای متوالی (همانند شکل ۲۸.۱۵) است و میانگین جریان الکترونی آن برابر  $30 \mu\text{A}$  و آهنگ تپشهای آن  $360 \text{ Hz}$  و با پهنای  $17 \mu\text{s}$  در هر تپش است.

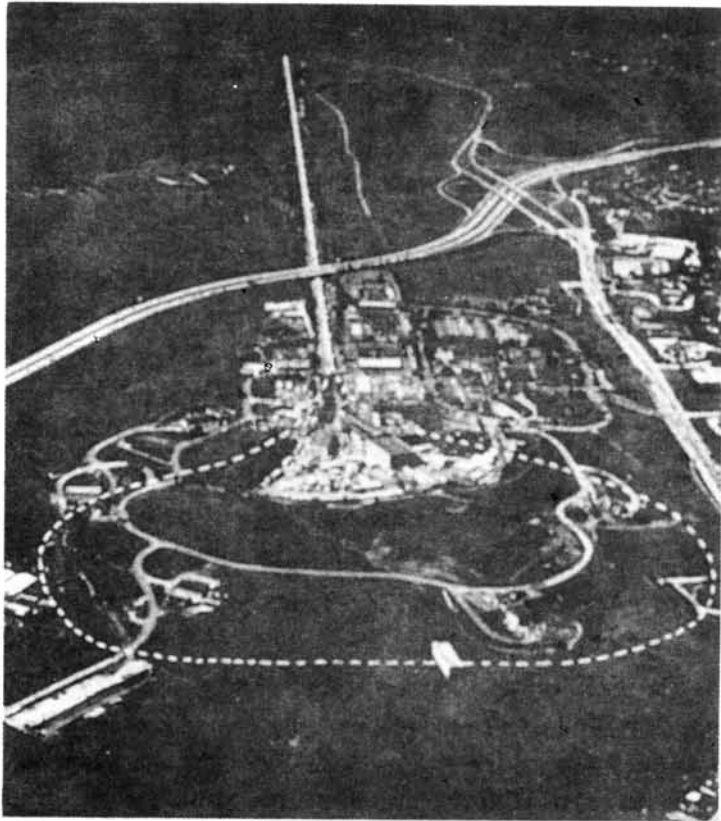
شکل ۳۰.۱۵ منظره‌ای از SLAC را نشان می‌دهد که در محوطه دانشگاه استانفورد واقع شده است. از وقتی که اولین باریکه در سال ۱۹۶۷ ایجاد شد، این شنا بدهنده یکی از عناصر اصلی برنامه ایالات متحده در فیزیک انرژی بالا بوده است (پیش از این شنا بدهنده، یک شنا بدهنده خطی قادر به تولید الکترون‌های با انرژی  $1.2 \text{ GeV}$  بود که در کسب اطلاعات از خواص اصلی هسته‌ای بسیار مهم بود. اطلاعات پراکندگی الکترون که در شکل ۱۰.۳ شرح داده شد، اولین اطلاعات تفصیلی از شعاعهای هسته‌ای را به دست داده بود). از میان کشفیات مهمی که اخیراً در SLAC انجام شده است، می‌توان مزون  $J/\psi$  و لپتون  $\tau$  را نام برد (فصل ۱۸ را ببینید). هنگامی که باریکه الکترونی حاصل از شنا بدهنده به صورت حلقه دایره‌ای در می‌آید، تابش الکترومغناطیسی تولید شده را (که عمدتاً به صورت پرتوهای  $X$  است) به عنوان یک وسیله کاوش خواص کپه‌ای و سطحی جامدات به کار می‌برند. اضافه کردن یک حلقه انبارشی از باریکه بر خورد کننده قابلیت‌های شنا بدهنده را به مقدار زیادی افزایش داده است. این موضوع در بخش ۵.۱۵ مورد بحث قرار خواهد گرفت.

نوع سوم از شنا بدهنده خطی برای شتاب دادن یونهای سنگین طراحی شده است. شنا بدهنده خطی یون بسیار سنگین (superHILAC) آزمایشگاه لارنس برکلی از طرح لوله رانش و تزریق کننده کوککرافت- والتون استفاده می‌کند، و می‌تواند یونهای سنگین (حتی اورانیم) را تا حدود  $9 \text{ MeV}$  به ازای هر نوکلئون شتاب دهد. یک مرکز مشا به هم در دارمستات آلمان قرارداد. شنا بدهنده یون بسیار سنگین برکلی را همچنین می‌توان به عنوان تزریق کننده یک سنکروترون به کار برد که در این صورت یونها را تا حدود  $25 \text{ GeV}$  به ازای هر نوکلئون شتاب خواهد داد. اهمیت مطالعه واکنشهای یون سنگین در بخش ۱۳.۱۱ مورد بحث قرار گرفت.

### ۵.۱۵ شنا بدهنده‌های با باریکه بر خوردی

در تلاش برای انرژیهای بالاتر به منظور مطالعه تولید انواع ذرات جدید و عجیب، هدف طراحی شنا بدهنده آن است که تا سرحد امکان بیشترین مقدار از انرژی جنبشی ذره تابشی به انرژی جرمی ذرات جدید تبدیل شود. فرض کنیم که از باریکه پروتونها در برخورد با هدف هیدروژن برای تولید یک یا چند ذره محصول استفاده می‌کنیم که به طور جمعی آنها را  $X$  نمایش می‌دهیم.





شکل ۳۰.۱۵ شتابدهنده خطی الکترون با انرژی  $32\text{ GeV}$  به طول دو مایل دراستا نفورد. الکترونها از حدود بالای شکل شروع به حرکت می‌کنند و به طرف هدف که تقریباً در پایین شکل قرار دارد، شتاب می‌گیرند. ساختمانهای موجود در نزدیکی خیابان دایره‌ای در قسمت پایین شکل آزمایشگاههای مربوط به برخورد دهنده زیرزمینی الکترون-پوزیترون را نشان می‌دهد که یک حلقه انبارشی به قطر  $800\text{ m}$  است و PEP نامیده می‌شود. خطچینها برخورددهنده خطی SLAC (SLC) را نشان می‌دهند که در دست طراحی است و برخوردهای الکترون-پوزیترون با انرژی  $100\text{ GeV}$  را ایجاد خواهد کرد.

فرایندهای دیگری نیز ممکن است اتفاق بیفتد که در آن ذره دیگری غیر از پروتون در حالت نهایی تولید شود. اما، طبق قوانین پایستگی مشخص که در فصل ۱۸ مورد بحث قرار می‌گیرند، لازم است که دوزده نوکلئون گونه حضور داشته باشند که در اینجا آنها را پروتون فرض کرده ایم). آستانه انرژی جنبشی آزمایشگاه برای تولید ذره را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$T_{\text{th}} = \frac{\text{جرم کل ذرات اولیه و نهایی}}{2 \times (\text{جرم ذره هدف})} (-Q) \quad (13.15)$$

که در آن  $Q$  طبق معمول برابر  $(m_i - m_f)c^2$  است. برای واکنش پروتون-پروتون داریم

$$T_{th} = (m_X c^2) \frac{4m_p + m_X}{2m_p} \quad (14.15)$$

$$= m_X c^2 \left( 2 + \frac{1}{2} \frac{m_X}{m_p} \right) \quad (15.15)$$

در چارچوب مرجع آزمایشگاه،  $T_{th}$  باید بزرگتر از دو برابر انرژی سکون ذراتی باشد که می‌خواهیم تولیدشان کنیم. این وضعیت نه چندان خوشایند ناشی از این حقیقت است که حرکت مرکز جرم قبل و بعد از برخورد باید محفوظ باقی بماند. بدین معنی که در واکنش بین یک ذره متحرک و یک هدف ثابت، ذرات نهایی باهمان تکانه خطی کل ذره تابشی حرکت می‌کنند. مقداری از انرژی که در غیر این صورت ممکن بود صرف تولید  $X$  شود به خاطر پایستگی تکانه «تلف می‌شود».

اگر ذره  $X$  یک مزون  $\pi^0$  باشد ( $mc^2 = 135 \text{ MeV}$ )، در این صورت داریم  $T_{th} = 280 \text{ MeV}$ . از انرژی اولیه‌ای که توسط شتابدهنده تأمین می‌شود، ۴۸٪ صرف تولید ذره جدید می‌شود و ۵۲٪ صرف حرکت مرکز جرم. هرگاه مثل مورد تولید پاد پروتون مجموعه  $X$  به صورت  $p + \bar{p}$  باشد، داریم  $T_{th} = 563 \text{ GeV}$  و  $m_X c^2 / T_{th} = 1/3$ ، یعنی تنها ۳۳٪ انرژی صرف تولید ذرات جدید می‌شود. با افزایش انرژی سکون  $X$ ، کسری از انرژی اولیه که صرف تولید ذره می‌شود هنوز هم تا حد زیادی کاهش می‌یابد. هرگاه یکی از دو ذره جدیداً کشف شده  $W$  یا  $Z$  باشد (که حامل برهم‌کنش ضعیف به‌همان طریقی است که مزون  $\pi$  را حامل برهم‌کنش قوی می‌دانیم)، که انرژی سکون آن در حدود  $90 \text{ GeV}$  است، در این صورت  $T_{th} = 4500 \text{ GeV}$  خواهد بود. در این حالت داریم  $m_X c^2 / T_{th} = 1/50$  و لذا ۲٪ انرژی اولیه صرف تولید ذره ۹۸٪ «تلف» خواهد شد. همان‌طور که از معادله (۱۵.۱۵) ملاحظه می‌شود، برای تولید ذرات خیلی سنگینتر از ذرات برهم‌کنشی انرژی آستانه  $T_{th}$  بر حسب  $(m_X c^2)^2$  افزایش می‌یابد. ضریب افزایش ۱۰ در جرم سکون ذرات ایجاد شونده مستلزم افزایشی به ضریب ۱۰۰ در انرژی طراحی شتابدهنده (و در هزینه آن) است.

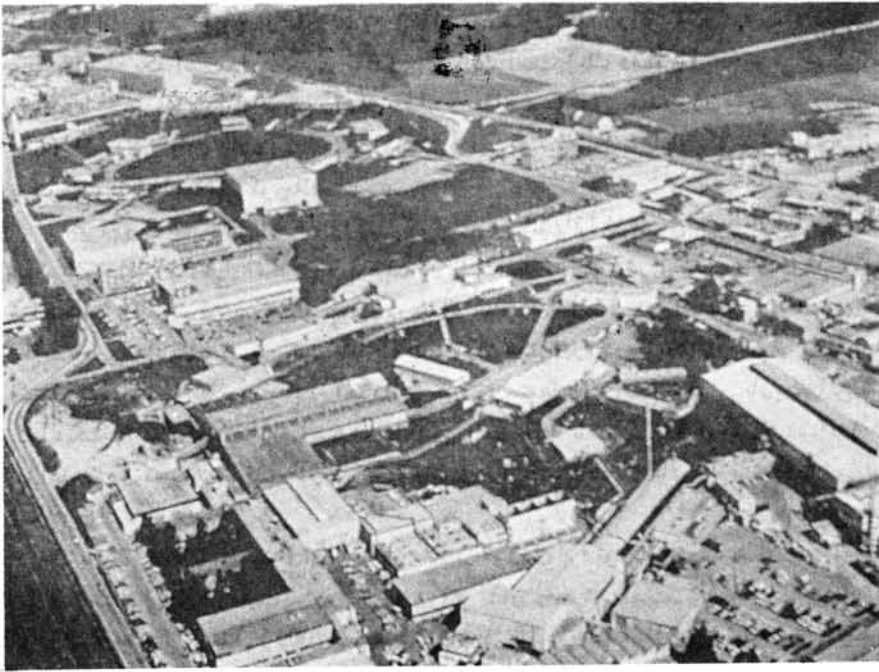
یکی از راه‌های این حقیقت نامطلوب طراحی شتابدهنده‌ها این است که از شتابدهنده با باربیکه برخوردی استفاده کنیم که در آن دو باربیکه با انرژی یکسان که در دو جهت مخالف در حرکت اند باهم برخورد داده می‌شوند. درحقیقت، برخورد در چارچوب مرکز جرم انجام می‌شود. انرژی آستانه برای هر باربیکه فقط  $m_X c^2 / 2$  است، لذا می‌توان یک ذره  $90 \text{ GeV}$  را با برخورد در آوردن دو باربیکه با انرژیهای  $45 \text{ GeV}$  تولید کرد، و واضح است که این کار برگسیل یک باربیکه  $4500 \text{ GeV}$  به طرف هدف ثابت ترجیح دارد. این کاهش فوق‌العاده انرژی مورد نیاز را باید با قبول مشکلات تجربی برخورد دادن باربیکه‌های ذرات تأمین کرد. چگالی ذرات موجود در باربیکه کاملاً پایین است، و نسبت آهنگهای واکنش

در یک شتا بدهنده با هدف ثابت به یک شتا بدهنده با باریکه برخوردی تقریباً مساوی نسبت تعداد ذرات در هر  $\text{cm}^2$  از ماده هدف (غالباً به صورت هیدروژن مایع) به تعداد ذرات در هر  $\text{cm}^2$  باریکه است. این نسبت به قدری بزرگ است (یک دسته باریکه نوعی ممکن است در حدود  $10^{11}$  ذره در هر  $\text{cm}^2$  داشته باشد، در مقایسه با هدف هیدروژن مایع که در حدود  $10^{25}$  اتم در هر  $\text{cm}^2$  دارد) که آهنگ واکنش را برای شتا بدهنده با باریکه برخوردی می‌توان به صورت قابل اغماضی کوچک دانست.

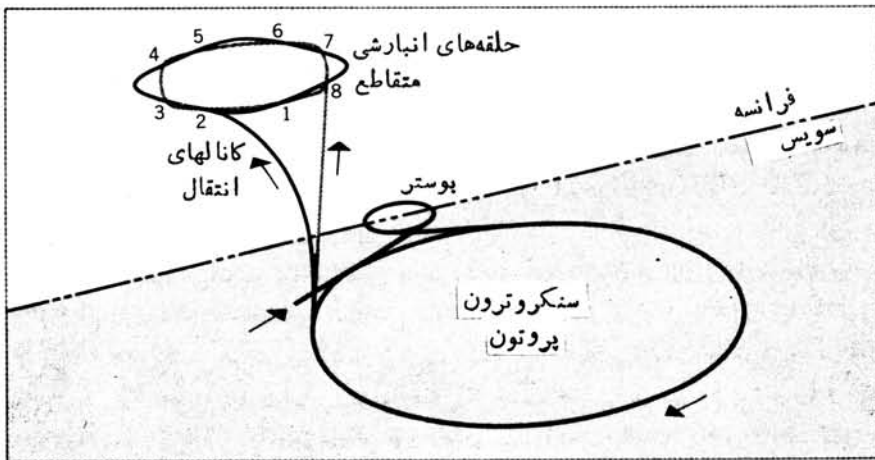
برای مقابله با این آهنگ واکنش کوچک، واکنشها را از طریق عبور اولیه باریکه از میان یک حلقه انبارشی انجام می‌دهند. در یک حلقه انبارشی، تعداد زیادی از تپشهای شتا بدهنده را می‌توان برای زمانهایی در حدود یک روز در حال دوران نگاه داشت. در همان حال، باریکه‌ها را کانونی می‌کنند تا ناحیه بسیار کوچکتري را در مقایسه با زمان ترک شتا بدهنده اشغال کنند. نتیجه نهایی افزایش آهنگ برخورد دسته‌ها و افزایش چگالی باریکه این است که آهنگ واکنش نسبت به شتا بدهنده با هدف ثابت فقط با ضریبی در حدود  $10^6 - 10^4$  کمتر خواهد بود، که بدین ترتیب آزمایشهای زیادی را با استفاده از باریکه برخوردی می‌توان انجام داد.

یک نمونه از شتا بدهنده اولیه با باریکه برخوردی پروتون-پروتون، همان حلقه انبارشی متقاطع سرن (ISR) است که در شکل ۳۱.۱۵ نشان داده شده است. باریکه‌های پروتونهای  $28\text{GeV}$  حاصل از سنکروترون پروتون سرن به داخل دو حلقه انبارشی فرستاده می‌شوند، که در آن باریکه‌ها در دو جهت مخالف در حرکت اند و می‌توانند در هشت نقطه در اطراف حلقه‌ها با هم برخورد کنند. مقدار  $56\text{GeV}$  انرژی مرکز جرم معادل با انرژی باریکه  $1700\text{GeV}$  در شتا بدهنده با هدف ثابت است. بعد از راه اندازی آن در سال ۱۹۷۲، در عمل ماشین ISR سرن برای چندین سال شتا بدهنده پروتونی با بالاترین انرژی بود که برای تولید ذرات جدید به کار می‌رفت.

قوانین پایستگی که قبلاً بدان اشاره شد، نتایج ممکن الوصول برخوردها را محدود می‌سازند. هر گاه بتوانیم ترتیبی دهیم که برخورد بین یک ذره و پاد ذره آن، نظیر پروتون-پاد پروتون ( $p\bar{p}$ ) یا الکترون-پوزیترون ( $e^+e^-$ )، صورت گیرد، ماهیت ذرات تولیدی خیلی کمتر محدود می‌شود. برای انجام برخوردهای  $p\bar{p}$ ، سرن کلاسر ISR را متوقف ساخت و SPS را در ارتباط با حلقه‌های انبارشی پروتون و پاد پروتون که هر یک از آنها با انرژی  $320\text{GeV}$  تولید می‌شوند، راه اندازی کرد. دستگاهی که به این ترتیب حاصل می‌شود  $Spp\bar{p}$  نام دارد. از آنجا که تعداد پاد پروتونها خیلی کم است، کانونی کردن پاد پروتونها و جمع‌آوری آنها در کوچکترین حجم ممکن فوق العاده حائز اهمیت است. برخوردهای کاتوره‌ای از نوع گرمایی باعث واکنش کانونی کردن باریکه می‌شوند و کاهش دادن این حرکات نسبی معادل با «خنک‌سازی» باریکه است. به این منظور، سایمون وان در میسر در سرن فرایند خنک‌سازی اتفاقی را ابداع کرد، و به خاطر آن در سال ۱۹۸۴ در دریافت جایزه نوبل فیزیک شریک شد. در فرایند وان در میسر، یک آشکارساز، نمایه عمودی باریکه پاد پروتون را مورد بررسی قرار می‌دهد و سیگنالی با سرعت نور در امتداد یک وتر حلقه انبارشی به طرف یک «ضربه‌زن»

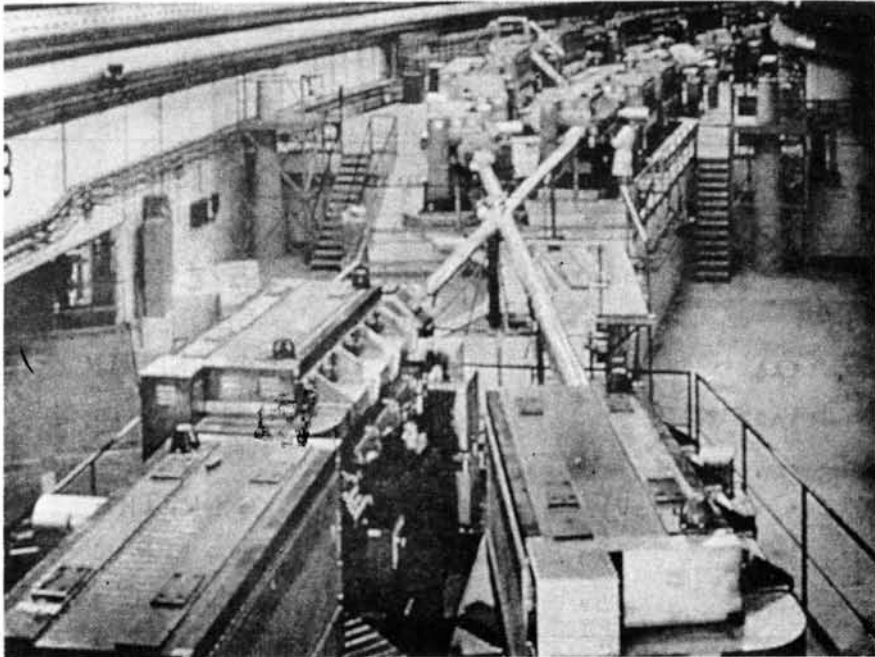


(الف)



(ب)

شکل ۳۱۰۱۵ شتابدهنده با پاریکه برخوردی سرن. در (الف) منظره هوایی شتابدهنده نشان داده شده است. دایره بزرگ در قسمت جلو، محل سنکروترون پروتون  $28\text{ GeV}$  را نشان می‌دهد، و ناحیه دایره‌ای عقب حلقه‌های  $300$  متری را نشان می‌دهد که در آنها پاریکه‌های پروتونها در جهات مخالف دوران می‌کنند. نمودار ساده‌ای از آن در شکل (ب) نشان داده شده است. پروتونها در  $8$  نقطه در اطراف حلقه‌ها باهم برخورد می‌کنند. یکی از نواحی برخورد در شکل (ج) نشان داده شده است.



(ج)

شکل ۳۱.۱۵ (ادامه).

می‌فرستد تا میدانهای الکترومغناطیسی لازم را جهت کنترل و خنثی سازی حرکات واکانونی آشکار شده برقرار کند. با آنکه باریکه چرخشی در سرعت‌های خیلی نزدیک به  $c$  در حرکت است، سیگنال درست لحظاتی قبل از باریکه به‌ضرب‌ه‌زن می‌رسد ولی همین زمان تقدم برای برقراری میدانهای کانونی کننده کافی خواهد بود. با استفاده از  $Sp\bar{p}S$ ، آزمایشگران سرن توانستند ذرات  $W$  و  $Z$  را که حامل برهم‌کنشهای ضعیف هستند، مشاهده کنند. به‌خاطر همین کشف بود که کارلورویا در دریافت جایزه نوبل ۱۹۸۴ باوان درمیر شریک شد.

اخیراً تواترون آزمایشگاه فرمی طوری اصلاح شده است که به‌صورت یک برخورد دهنده  $p\bar{p}$  مورد استفاده قرار می‌گیرد، انرژی هر باریکه از این دستگاه در حدود  $1\text{ TeV}$  است. جدیدترین نسل سنکروترون پروتون که اخیراً در دست طراحی بوده است یک برخورد دهنده  $pp$  با انرژی  $20\text{ TeV}$  است که فعلاً آن را ابر برخورد دهنده ابرسانا (SSC) نامیده‌اند. انرژی مرکز جرمی آن برابر  $40\text{ GeV}$  است که نه تنها گسترشی بزرگ در زمینه فیزیک ذرات و حرکت به‌طرف بنیادیترین سطوح ماده محسوب می‌شود، بلکه تکرار شرایطی را که در آغاز جهان موجود بوده است (درست  $10^{-16}$  ثانیه پس از وقوع مه‌بانگ) ممکن می‌سازد، و بدین ترتیب سئوالات مهم کیهانشناسی را نیز می‌توان مورد بررسی قرار داد.

درشتا بدهنده‌های الکترون نیز پیشرفتهای مشابهی در مورد ایجاد حلقه‌های انبارشی



جدول ۲۰۱۵ چند شتابدهنده با باریکه‌های برخوردی.

سال شروع کار	انرژی هر باریکه (MeV)	نوع	نام
۱۹۷۲-۱۹۸۴	۲۸	pp	ISER سرن
۱۹۸۳-	۳۲۰	$p\bar{p}$	Sp $\bar{p}$ S سرن
۱۹۸۵-	۱۰۰۰	$p\bar{p}$	FNAL تواترن
۱۹۹۵(?)	۲۰۰۰۰	pp	SSC
۱۹۷۲-۱۹۸۵	۴	$e^+e^-$	SPEAR اسلاک
۱۹۷۴-۱۹۸۵	۵	$e^+e^-$	DORIS دیزی
۱۹۷۹-	۱۸	$e^+e^-$	PEP اسلاک
۱۹۷۸-	۱۹ (تا ۳۵)	$e^+e^-$	PETRA دیزی
۱۹۸۹(?)	۸۵	$e^+e^-$	LEP سرن
۱۹۸۷	۵۰	$e^+e^-$	SLC اسلاک

برای الکترونها و پوزیترونها صورت گرفته است. در SLAC، دستگاه SPEAR کار استخراج الکترونها و پوزیترونها (حاصل از برخورد های الکترون با يك هدف) را با انرژی حدود  $4\text{ GeV}$  برعهده دارد. این دستگاه اکنون با دستگاه دیگری که PEP نامیده می‌شود جایگزین شده است، که در آن انرژی هر يك از باریکه‌های برخوردی الکترونها و پوزیترونها در حدود  $18\text{ GeV}$  است. در DESY، دستگاه برخورد دهنده DORIS را که شامل باریکه‌های برخوردی الکترونها و پوزیترونها با انرژی  $5\text{ GeV}$  بود با PETRA جایگزین کرده‌اند که در آن انرژی باریکه ابتدا به  $19\text{ GeV}$  و اکنون تا  $35\text{ GeV}$  افزایش یافته است. مشخصات این شتابدهنده‌های باریکه برخوردی و دیگر شتابدهنده‌های پیشنهادی را در جدول ۲۰۱۵ نشان داده‌ایم. ضمناً طرح‌های دیگری نیز در دست تکمیل است تا برخورد دهنده‌های یون سنگین با انرژی  $100\text{ GeV}$  ساخته شوند. این دستگاه‌ها قادر خواهند بود هسته‌های مرکب فوق‌العاده «داغ» تولید کنند که تقریباً شرایط موجود در داخل ستاره‌های نوترونی یا ابرنواختر را فراهم خواهند ساخت.

### مراجع مطالعات تکمیلی

يك دوره غیر تکنیکی شتابدهنده‌ها را می‌توان در مرجع زیر به دست آورد

R. Gourian, *Particles and Accelerators* (New York : McGraw – Hill , 1967).

ضمناً به مرورهای تاریخی زیر که توسط یکی از پیشقدمان طراحی و ساخت شتابدهنده‌ها نوشته شده است مراجعه کنید

M. S. Livingston: "Early History of Particle Accelerators," *Adv. Electron. Electron Phys.* 50, 1 (1980),

*Particle Accelerators. A Brief History* (Cambridge, MA: Harvard University Press, (1969),

*The Development of High-Energy Accelerators* (New York: Dover, 1966),

مراجع اخیر مجموعه‌ای از مقالات اصلی است که لیوینگستون آنها را تفسیر کرده است.

کتابهای درسی کاملتر و پیشرفته‌تر در مورد این موضوع عبارت‌اند از

M. S. Livingston and J. P. Blewett, *Particle Accelerators* (New York: McGraw-Hill, 1962),

J. J. Livingood, *Principles of Cyclic Particle Accelerators* (Princeton, NJ: Van Nostrand, 1961),

E. Persico, E. Ferrari, and S.E. Segré *Principles of Particle Accelerators* (New York: Benjamin, 1968).

فصل ۳ کتاب زیر شامل مروری از خواص شتابدهنده‌ها با تفصیلات بیشتر در مورد

طراحی شتابدهنده‌کو ککرافت-والتون است

J. B. A. England, *Techniques in Nuclear Structure Physics* (New York: Wiley, 1974),

مشخصات انواع شتابدهنده‌ها در مقاله زیر مرورشده است.

M. H. Blewett, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 17, 427 (1967),

مجموعه‌ای از مقالات در مورد انواع مختلف شتابدهنده‌ها را می‌توان در قسمت A کتاب زیر یافت.

*Nuclear Spectroscopy and Reactions*, edited by J. Cerny (New York: Academic, 1974),

اطلاعات فنی مبسوطی از شتابدهنده‌های یون سنگین در مقاله زیر آورده شده است

H. A. Grunder and F. B. Selph, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 27, 353 (1977).

مقدمه‌ای عمومی درباره شتابدهنده‌های تاندم را می‌توان در مقاله زیر یافت

P. H. Rose and A. B. Wittkower in the August 1970 issue of *Scientific American*,

و جزئیات تکنیکی تراندمها در مقاله مروری زیر یافت می‌شود

S. J. Skorka, *Nucl. Instrum. Methods* 146, 67 (1977).

تاریخچه مصورجالیبی از SPS سرن را می‌توان در کتاب زیر خواند

M. Goldsmith and E. Shaw *Europe's Giant Accelerator* (London: Taylor and Francis, 1977),

جزئیات مربوط به آزمایشگاه فرمی در مقالات زیر مرورشده است.

J. R. Sanford *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 26, 151 (1976).

R. R. Wilson "The Batavia Accelerator", *Scientific American*. (Feb 1974),

طرح‌های جدید شتابدهنده‌ها در مقاله زیر مورد بحث قرار گرفته است

R. R. Wilson, in "The Next Generation of Particle Accelerators", *Scientific American*, (Jan 1980),

طرح ابر بخورد دهنده ابرسانا در مقاله زیر شرح داده شده است

J. D. Jackson, M. Tigner, and S. Wojcicki, "*Scientific American*" (Mar 1986).

### مسائل

۱. برای اولین سیکلوترون بر کلی ( $B = 1.3T, R = 125cm$ ) حداکثر انرژی پروتون (بر حسب MeV) و بسامد و لثاؤ متغیر متناظر را محاسبه کنید.
۲. با فرض اینکه میدان مغناطیسی برابر  $1.4T$  باشد، حداکثر انرژی پروتونها، دوتونها، و ذرات آلفایی را که می‌توان با استفاده از سیکلوترونی به شعاع  $75cm$  به دست آورد، محاسبه کنید.
۳. در یک شتابدهنده وان دوگراف از پایانه کروی به شعاع  $2m$  که تا  $10^6V \times 20$  باردار می‌شود، استفاده می‌کنند. (الف) بار کل روی پایانه چقدر است؟ (ب) اگر تسمه باردار کننده بتواند جریان  $1mA$  را حمل کند، چه مدت طول می‌کشد تا پایانه باردار شود؟
۴. طرح اولیه سنکروسیکلوترون  $184$  اینچی بر کلی با استفاده از یک میدان مغناطیسی حدود  $1.5T$  پروتونهایی با انرژی  $350MeV$  تولید می‌کند (الف) در چه شعاعی پروتونها از دستگاه استخراج می‌شوند؟ (ب) گستره لازم برای بسامدهای این سیکلوترون چه اندازه است؟ (ج) چه مدت طول می‌کشد تا یک ذره شتاب بگیرد؟ (د) حداکثر آهنگ تپش چه اندازه است؟
۵. در یک شتابدهنده دوران‌نظیر سنکروترون که از یک آهنربای دو قطبی به طول  $2m$  و میدان  $400T$  استفاده می‌شود، در صورتی که انرژی باریکه پروتونهای تولید شده برابر  $1GeV$  باشد، زاویه انحراف ممکن را برآورد کنید. برای تکمیل حلقه، به چند عدد از این آهنرباها نیاز داریم؟
۶. در شتابدهنده خطی الکترون SLAC، الکترونها تا  $30GeV$  شتاب می‌گیرند. (الف) اختلاف بین سرعت الکترون و سرعت نور را بر حسب  $m/s$  به دست آورید. (ب) انرژی پروتونی که با این سرعت حرکت می‌کند چه اندازه است؟
۷. در قسمت لوله رانش شتابدهنده LAMPF، پروتونها از  $750eV$  تا  $100MeV$  شتاب می‌گیرند. بسامد و لثاؤ  $ac$  برابر  $200MHz$  است. طول اولین لوله و آخرین لوله رانش را به دست آورید.
۸. تشابهات و اختلافات پایداری فاز را در شتابدهنده خطی و در سنکرو سیکلوترون مورد بحث قرار دهید.
۹. از آنجا که اذرات باردار شتابدار انرژی تابش می‌شود، باریکه‌ای که روی مسیری دایره‌ای حرکت می‌کند باید تابش کند. اتلاف انرژی در هر چرخه عبارت است از

$$\Delta E = (4\pi/3)(e^2/4\pi\epsilon_0 R)(E/mc^2)^4$$

که در آن  $E$  انرژی نسبیتی کل ذره و  $R$  شعاع مدار آن است. اتلافهای تابشی را در سیکلوترونها، سنکروسیکلوترونها، و سنکروترونهای الکترون و پروتون مورد بحث قرار دهید. پارامترهای مشخصه شتابدهندههای مذکور در این فصل را به کار ببرید.



قسمت ۴

گسترشها و کاربردها

## اسپین و گشتاور هسته‌ای

در تحلیل و تعبیر نمودارهای تراز هسته‌ای در این کتاب، مکرراً عدد کوانتومی اسپین  $I$  را برای مشخص کردن هر يك از ترازها به کار برده ایم. در فصل ۵ توضیح دادیم که داشتن مجموعه منظمی از این اعداد کوانتومی برای مقایسه نمودار ترازهای مشاهده شده با پیش بینیهای يك مدل هسته‌ای خاص حائز اهمیت است. اندازه گیری اسپین هسته‌ها یکی از هدفهای متخصصان فیزیک هسته‌ای تجربی است، لذا در این فصل بعضی از تکنیکهای رایج برای به دست آوردن این اطلاعات به کار می‌رود ارائه می‌دهیم.

گشتاورهای دو قطبی مغناطیسی و چار قطبی الکتریکی هسته، نقش مهم مشابهی در تعبیر ساختار هسته‌ای دارند. قبلاً در فصل ۴، روش استنباط ساختار دوترون را با استفاده از گشتاورهای آن تشریح کرده ایم. در فصل ۵ رفتار سازمان یافته گشتاور مغناطیسی مدل پوسته‌ای را دیدیم و این نکته را هم مشاهده کردیم که گشتاورهای چار قطبی بزرگ و غیر معمولی بعضی هسته‌ها نشانگر ویژگی تازه‌ای در ساختمان هسته‌ها یعنی تغییر شکل پایدار آنهاست.

تکنیکهای تجربی که به کمک آنها این اسپینها و گشتاورها اندازه گیری می‌شوند بسیار متنوع اند: از يك طرف روشهای تابش هسته‌ای (توزیع و همبستگی زاویه‌ای، اثر موسباؤر) و از سوی دیگر روشهای باریکه‌های اتمی و مولکولی (برای نمونه، آزمایش اشترن-گرلاخ) و طیف سنجی اپتیکی، میکرو موج، و رادیویی مورد استفاده اند. در این فصل تکنیکهای مختلف را معرفی و مرور می‌کنیم و مثالهایی از کاربرد آنها را ارائه می‌دهیم.

۱۰۱۶ اسپین هسته

هر حالت هسته را بایک عدد کوانتومی «اسپین» منحصر به فرد  $I$  مشخص می کنیم که نمایانگر تکانه کل (مداری و ذاتی) تمام نوکلئونهای هسته است. بردار  $\mathbf{I}$  را می توان به صورت حاصل جمع مؤلفه های مداری و ذاتی تکانه زاویه ای در نظر گرفت

$$\mathbf{I} = \sum_{i=1}^A (\mathbf{I}_i + \mathbf{s}_i) \quad (۱۰۱۶)$$

$$= \mathbf{L} + \mathbf{S} \quad (۲۰۱۶ الف)$$

$$= \sum_{i=1}^A \mathbf{j}_i \quad (۲۰۱۶ ب)$$

که چگونگی تجزیه، طبق رابطه (۲۰۱۶ الف) یا (۲۰۱۶ ب) بیشتر به راحتی مابستگی دارد. عدد کوانتومی  $I$  رابطه ساده ای با بردار  $\mathbf{I}$  دارد

$$|\mathbf{I}| = \sqrt{I(I+1)}\hbar \quad (۳۰۱۶)$$

$$I_z = m_I \hbar \quad (m_I = I, I-1, \dots, -I+1, -I) \quad (۴۰۱۶)$$

رابطه (۱۰۱۶) دراصل مجموعه بسیار پیچیده ای از تعدادی بردار را نشان می دهد که منجر به یک برآیند می شود و ممکن است واضح نباشد که چرا می توانیم از ساختمان داخلی هسته صرف نظر کنیم و آن را به صورت ذره ای بنیادی که مثل یک ذره دارای یک عدد کوانتومی ذاتی است در نظر بگیریم. این تنها بدین علت امکان پذیر است که برهم کنشی که هسته تحت تأثیر آن است، مثل میدانهای الکترومغناطیسی ایستا، به اندازه کافی قوی نیست که ساختمان داخلی را تغییر دهد یا جفت شدگی نوکلئونها را که منجر به رابطه (۱۰۱۶) می شود بگسلد. برای حرکت الکترونها در آنها نیز می توانیم یک تکانه الکترونی کل تعریف کنیم

$$\mathbf{J} = \sum_{i=1}^Z (\mathbf{I}_i^{(e)} + \mathbf{s}_i^{(e)}) \quad (۵۰۱۶)$$

که در آن بردارهای  $\mathbf{I}$  و  $\mathbf{s}$  به حالت های الکترونی مربوط می شوند. مشابه مورد هسته ای اغلب می توانیم (ولی نه همیشه) کل الکترونها را دارای یک تکانه منفرد  $\mathbf{J}$  در نظر بگیریم. سرانجام مواردی هستند که بهتر است کل تکانه های زاویه ای هسته ای و الکترونی را که معمولاً با  $\mathbf{F}$  نشان داده می شود در نظر بگیریم

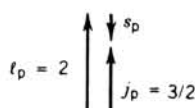
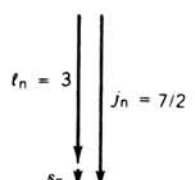
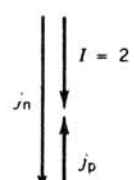
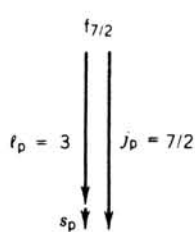
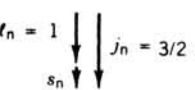
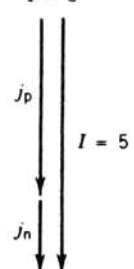
$$\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J} \quad (۶۰۱۶)$$



بردارهای  $\mathbf{J}$  و  $\mathbf{F}$  از تمام قوانین کوانتومی تکانه زاویه‌ای مثل معادلات (۳.۱۶) و (۴.۱۶) تبعیت می‌کنند.

اعداد کوانتومی  $I$  و  $J$  ممکن است بسته به اینکه تعداد نوکلئونها و الکترونها زوج یا فرد باشند مقادیر درست یا نیم درست را به خود اختصاص دهند:

$F$	$J$	$I$	$Z$	$A$
درست	درست	درست	زوج	زوج
نیم درست	درست	نیم درست	زوج	فرد
نیم درست	نیم درست	درست	فرد	زوج
درست	نیم درست	نیم درست	فرد	فرد

	پروتون	نوترون	کل
$^{38}\text{Cl}$	$d_{3/2}$ 	$f_{7/2}$ 	$I = 2$ 
$^{50}\text{Sc}$	$f_{7/2}$ 	$p_{3/2}$ 	$I = 5$ 

شکل ۱۰۱۶ جفت شدگی تکانه زاویه‌ای پروتون-نوترون در  $^{38}\text{Cl}$  و  $^{50}\text{Sc}$ .

- برای حالت‌های پایه هسته قواعدی جهت تعیین اسپین موجود است:
۱. تمام هسته‌های  $Z$  زوج و  $N$  زوج دارای  $I = 0$  هستند. این مطلب، تمایل قوی نوکلئونها را برای جفت شدگی تزویجی و تولید اسپین صفر نشان می‌دهد.
  ۲. در هسته‌های  $A$  فرد اسپین خالص همواره توسط  $z$  آخرین ذره فرد تعیین می‌شود، به طوری که  $A-1$  نوکلئون دیگر (که دارای تعداد پروتون و نوترون زوج است) مثل مورد بالا با اسپین صفر بایکدیگر تزویج می‌شوند.
  ۳. در هسته‌های  $Z$  فرد،  $N$  فرد، اسپین توسط جفت شدگی برداری  $z$  پروتون و نوترون نهایی  $\mathbf{I} = \mathbf{j}_p + \mathbf{j}_n$  تعیین می‌شود که مقادیر مختلفی امکان پذیر است. برای اینکه تعیین کنیم کدامیک از این جفت شدگیها به عنوان حالت پایه قابل قبول است از این قانون تجربی استفاده می‌کنیم که حالت پایه معمولا از جفت شدگی اسپین ذاتی پروتون و نوترون  $s_p$  و  $s_n$  در حالت موازی حاصل می‌شود. به عنوان مثال،  $^{38}\text{Cl}$  را در نظر بگیرید که شامل یک پروتون  $d_{7/2}$  جفت شده بایک نوترون  $f_{7/2}$  است. برای پروتون  $I_p = 2$  و بنابراین  $s_p$  مخالف  $\mathbf{j}_p$  است. برای نوترون،  $I_n = 3$  و  $s_n$  موازی  $\mathbf{j}_n$  است. با تنظیم جفت شدگی به طوری که  $s_p$  و  $s_n$  باهم موازی باشند، مثل شکل ۱.۱۶، داریم

$$I = |j_p - j_n|$$

یا  $I = 2$  که در حقیقت اسپین حالت پایه  $^{38}\text{Cl}$  است (اولین حالت برانگیخته  $I = 5$  مطابق با  $I = j_p + j_n$  است). از طرف دیگر برای  $^{50}\text{Sc}$  یک پروتون  $f_{7/2}$  با نوترون  $p_{7/2}$  جفت می‌شود. در اینجا اگر  $s_p$  و  $s_n$  موازی باشند،  $\mathbf{j}_p$  و  $\mathbf{j}_n$  نیز موازی می‌شوند و لذا  $I = j_p + j_n = 5$  می‌شود که با نتیجه مشاهده شده نیز مطابقت دارد. (حالت  $I = |j_p - j_n| = 2$  یک حالت برانگیخته پایین  $^{50}\text{Sc}$  است.) جفت شدگیهای دیگر را که در آنها  $I$  بین  $j_p + j_n$  و  $|j_p - j_n|$  قرار دارد می‌توان بین دیگر حالت‌های برانگیخته پایین پیدا کرد.

## ۲.۱۶ گشاورهای هسته‌ای

### گشاور دو قطبی مغناطیسی

به طور کلاسیک، گشاور دو قطبی مغناطیسی  $\mu$  از حرکت ذرات باردار حاصل می‌شود و می‌توانیم آن را به عنوان وسیله تشخیص توزیع جریان‌هایی در نظر بگیریم که در اطرافشان (روی بارهای در حال حرکت دیگر) اثرات «مغناطیسی» به وجود می‌آورند. وقتی به حد کوانتومی می‌رسیم، رابطه مشابهی را بایک فرق غیر کلاسیکی به دست می‌آوریم: تکانه ذاتی (اسپین) هم در تولید گشاور مغناطیسی سهم است.

در اینجا به طور خلاصه الکترومغناطیس کلاسیک را که منجر به گشاور دو قطبی مغناطیسی می‌شود مرور می‌کنیم. توزیع جریان‌هایی را در یک نمونه که حجم معینی از فضا را اشغال

کرده است (شکل ۲۰۱۶) در نظر می‌گیریم. توزیع جریان توسط چگالی جریانی  $\mathbf{j}(\mathbf{r}')$  مشخص می‌شود. بردار  $\mathbf{r}'$  نقطه مشخصی از نمونه را نسبت به مبدأ نشان می‌دهد. در این صورت، تابع برداری  $\mathbf{j}(\mathbf{r}')$  اندازه و جهت جریان الکتریکی را در واحد حجم  $dv'$  در آن نقطه به دست می‌دهد. دستورالعمل محاسبه میدان مغناطیسی  $\mathbf{B}$  ناشی از جریان بسیار ساده است: اول پتانسیل برداری  $\mathbf{A}(\mathbf{r})$  در نقطه  $\mathbf{r}$  مورد نظر را با انتگرال‌گیری (جمع زدن) روی تمام جریانه‌های نمونه محاسبه می‌کنیم

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}') dv'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (7.16)$$

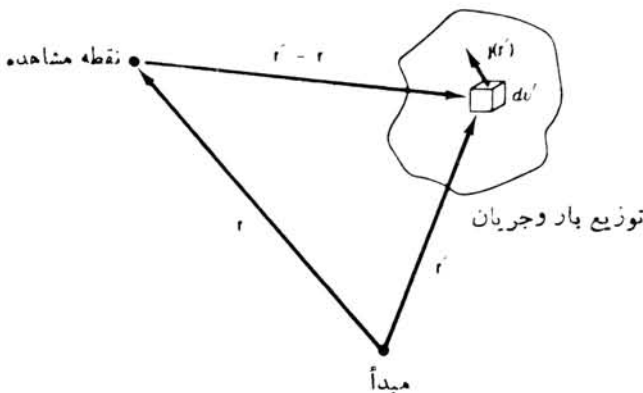
و سپس میدان مغناطیسی را از رابطه  $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})$  به دست می‌آوریم. بعد از کمی عملیات ریاضی که می‌توان آن را در کتابهای استاندارد الکترومغناطیس یافت، می‌توانیم پتانسیل برداری را به صورت زیر بنویسیم

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ \frac{1}{r} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}') dv' + \frac{1}{r^3} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}') (\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}') dv' + \dots \right\} \quad (8.16)$$

و یا

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{r}}{r^3} + \dots \quad (9.16)$$

که در آن داریم



شکل ۲۰۱۶ جزء جریان  $\mathbf{j}(\mathbf{r}') dv'$  سهمی در پتانسیل برداری را در نقطه مشاهده به دست می‌دهد، پتانسیل کل با انتگرال‌گیری آن روی تمام فضایی که در آن توزیع جریان تعریف شده است حاصل می‌شود.

$$\mu = \frac{1}{\gamma} \int \mathbf{r}' \times \mathbf{j}(\mathbf{r}') dv' \quad (10.16)$$

جمله اصلی غیر صفر باگشتاور دو قطبی مغناطیسی توزیع جریان،  $\mu$ ، مشخص می‌شود. کاری که انجام داده‌ایم، بسط چند قطبی توزیع جریان است که جمله مرتبه پایین آن (دوقطبی) از همه مهمتر به نظر می‌آید. قسمت زیر انتگرال  $\mu$  شامل چگالی بار و حاصلضرب برداری  $\mathbf{r}' \times \mathbf{v}'$  است، که در مورد ذره‌ای به جرم  $m$  درست برابر  $\mathbf{l}/m$  می‌شود که در آن  $l$  تکانه زاویه‌ای است. اگر به حد کوانتومی برسیم، چگالی بار  $e|\psi(\mathbf{r}')|^2$  می‌شود، و با توجه به تکرار بهمان در مکانیک کوانتومی می‌توانیم آن را به صورت زیر بنویسیم

$$\mu = \frac{e}{\gamma m} \int \psi^*(\mathbf{r}') \mathbf{l} \psi(\mathbf{r}') dv' \quad (11.16)$$

اگر تابع موج مربوط به حالت معین  $l_z$  باشد، در این صورت فقط مؤلفه  $z$  انتگرال غیر صفر است و داریم

$$\mu_z = \frac{e}{\gamma m} \int \psi^*(\mathbf{r}') l_z \psi(\mathbf{r}') dv' \quad (12.16)$$

$$\mu_z = \frac{e\hbar}{\gamma m} m_l \quad (13.16)$$

که در آن  $l_z = m_l \hbar$  است.

چیزی که در آزمایش به عنوان گشتاور مغناطیسی مشاهده می‌کنیم، بنا به تعریف مقدار  $\mu$  است که متناظر با مقدار بیشینه مؤلفه  $z$  تکانه زاویه‌ای است. عدد کوانتومی  $m_l$  دارای بیشینه مقدار  $l$  است و بنابراین گشتاور مغناطیسی  $\mu$  عبارت است از

$$\mu = \frac{e\hbar}{\gamma m} l \quad (14.16)$$

کمیت  $e\hbar/\gamma m$  دارای بعد گشتاور مغناطیسی است ( $l$  عدد کوانتومی بدون بعد است) و مگنتون نامیده می‌شود. اگر به جای  $m$  جرم پروتون را قرار دهیم، مگنتون هسته‌ای  $\mu_N$  به دست می‌آید

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{\gamma m_p} = 3.15245 \times 10^{-8} \text{ eV/T}$$

و با قرار دادن جرم الکترون مگنتون بود  $\mu_B$  حاصل می‌شود

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 5.78838 \times 10^{-5} \text{ eV/T}$$

با در نظر گرفتن اسپین ذاتی که مشابه کلاسیک ندارد، می‌توانیم معادله (۱۴.۱۶) را بسادگی تعمیم دهیم

$$\mu = (g_l I + g_s S) \mu_N / \hbar \quad (15.16)$$

که در آن  $g_l$  و  $g_s$  مؤلفه‌های مداری و ذاتی ضریب  $g$  در بردار  $\mu$  هستند. مقادیرشان را با توجه به شرایط هر ذره‌ای می‌توان تعیین کرد: برای پروتون  $g_l = 1$  است و  $g_s$  را باید برای «پروتون آزاد» به طوری که  $I$  وارد  $\mu$  نشود اندازه‌گیری کرد. چنانکه بعداً در این فصل خواهیم دید،  $g_s$  اندازه‌گیری شده برای پروتون برابر  $5.5856912$  می‌شود. برای نوترونها که بدون بار هستند، می‌توانیم  $g_l$  را برابر صفر در نظر بگیریم و  $g_s$  اندازه‌گیری شده را برابر  $-3.8260837$  به دست آوریم.

در هسته‌های واقعی برای در نظر گرفتن اثرات نوکلئونهای دیگر، باید تصحیحی را

وارد کنیم

$$\mu = \sum_{i=1}^A [g_{l,i} I_i + g_{s,i} S_i] \mu_N / \hbar \quad (16.16)$$

که مشابه معادله (۱۰.۱۶) برای  $I$  است.

نظریه واحدی که با استفاده از آن بتوان معادله (۱۶.۱۶) را برای تعیین  $\mu$  محاسبه کرد وجود ندارد، زیرا برهم کنش بین نوکلئونها قوی است و جهت نسبی قرار گرفتن اسپینها نیز به اندازه کافی شناخته شده نیست. در موارد خاصی، بر پایه مدلهای هسته‌ای می‌توانیم فرضیات ساده‌ای را بپذیریم. برای مثال در مدل پوسته‌ای ذرات مستقل،  $A-1$  نوکلئون را به صورت جفت شده با اسپین صفر در نظر می‌گیریم که سهمی در  $\mu$  ندارند. برای نوکلئون فرد باقیمانده، در نظریه مدل پوسته‌ای،  $I$  و  $S$  را با هم جمع می‌زنیم تا تشکیل  $I$  بدهند که در این صورت امکان محاسبه  $\mu$ ، همان‌طور که در بخش ۱.۵ انجام شد، فراهم می‌شود. در خیلی موارد دیگر نمی‌توانیم اثر نوکلئونهای «مرکزی» صرف نظر کنیم و لذا به آنها یک ضریب «جمعیتی»  $g$  که معمولاً با  $g_R$  مشخص می‌شود نسبت می‌دهیم، بنابراین داریم

$$\mu = \left[ g_R I_c + \sum (g_{l,i} I_i + g_{s,i} S_i) \right] \mu_N / \hbar \quad (17.16)$$

که در آن  $I_c$  مربوط به قلب هسته است و جمع زنی روی تعدادی نوکلئون خارج از قلب انجام می‌شود. اگر حالت‌های جمعیتی «خاص» را بدون هیچگونه نوکلئون فردی در نظر بگیریم، در این صورت بنا بر مدل جمعیتی داریم  $g_R = Z/A$ ، یعنی  $g_R$  برابر است با نسبت بار هسته به جرم