

آن در شکل ۱۶.۵ (الف) دیدیم که این نتیجه برای حالت‌های 2^+ در خیلی از هسته‌های Z زوج و N زوج تقریب خوبی است.

گشتاور چار قطبی الکتريکی

اکنون به جای جریان‌ها، توزیع بارها را در هسته در نظر می‌گیریم. از يك نقطه در خارج پتانسیل الکتريکی $V(\mathbf{r})$ شکل زیر را دارد

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\mathbf{r}') dv'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (18.16)$$

که مشا به رابطه (۷.۱۶) برای پتانسیل برداری مغناطیسی است. به طور کلاسیک به هر توزیع باری می‌توان يك میدان تک قطبی (کولنی) که متناسب با کل بار است نسبت داد. اگر توزیع باری درست کنیم که در آن کل بار برابر صفر باشد به آسانی می‌توانیم بالاترین چند قطبی بعدی را که میدان دو قطبی است مورد مطالعه قرار دهیم. نمونه‌ای استناد دارد چنین توزیعی بسارهای $\pm q$ هستند که به ترتیب در نقاط $z = +a/2$ و $z = -a/2$ قرار گرفته‌اند. به طور کلی هر توزیع باری که تقارن کروی نداشته باشد، می‌تواند غیر از میدان تک قطبی دارای میدان دو قطبی نیز باشد. (يك راه تشخیص سهم هر يك از آنها در میدان کل این است که میدان الکتريکی تک قطبی بر حسب r^{-2} و میدان دو قطبی بر حسب r^{-3} تغییر می‌کند.) درست همان‌طور که اضافه کردن بارهای مساوی و مخالف در محل‌های مختلف میدان دو قطبی ایجاد می‌کند، اضافه کردن دو قطب‌های مساوی و مخالف باعث صفر شدن میدان دو قطبی و تولید چند قطبی بالاتر بعدی یعنی میدان چار قطبی می‌شود. به عنوان مثال، می‌توانیم بار $-q$ يك دو قطبی را در مرکز مختصات و بار $+q$ را در $z = a$ و در کنار دو قطبی دیگری با بار $-q$ در مرکز مختصات و بار $+q$ در $z = -a$ قرار دهیم. میدان چار قطبی الکتريکی مشخصاً به r^{-4} بستگی دارد.

با بسط ضریب $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ در معادله (۱۸.۱۶) فوراً جزئیات ریاضی بسط چند قطبی میدان الکتريکی را به دست می‌آوریم

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{-1} = r^{-1} \left[1 + \frac{r'^2}{r^2} - 2 \frac{r'}{r} \cos \theta \right]^{-1/2} \quad (19.16)$$

$$\cong \frac{1}{r} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r'^2}{r^2} - 2 \frac{r'}{r} \cos \theta \right) + \frac{3}{8} \left(\frac{r'^2}{r^2} - 2 \frac{r'}{r} \cos \theta \right)^2 + \dots \right\} \quad (20.16)$$

که در آن θ زاویه بین r و r' است و فرض کرده‌ایم که $r \gg r'$ باشد. (یعنی نقطه مشاهده خیلی از هسته دور است. برای برهم‌کنش الکترونی‌های اتم که بر ساختار فوق ریز حاکم است این تعریف خوبی به شمار می‌رود.) بنابراین داریم

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{r} \int \rho(\mathbf{r}') dv' + \frac{1}{r^2} \int \rho(\mathbf{r}') r' \cos \theta dv' + \frac{1}{r^3} \int \rho(\mathbf{r}') r'^2 \frac{1}{4} (3\cos^2 \theta - 1) dv' + \dots \right] \quad (21.16)$$

این انتگرال در جمله اول بار کل Ze را به دست می‌دهد که از نظر ساختار هسته‌ای جالب توجه نیست. جمله دوم در شرایط معمولی صفر است زیرا حالت‌های هسته‌ای، با تقریب بسیار خوبی از مرتبه یک قسمت در 10^7 قسمت، دارای حالت‌های با پارینه معین هستند. در حد کوانتومی و با قراردادن $\psi(\mathbf{r}')\psi^*(\mathbf{r}')$ به جای $\rho(\mathbf{r}')$ مقدار زیر انتگرال تابع فردی از مختصات می‌شود و لذا انتگرال برابر صفر خواهد شد. (با انتخاب مبدأ در مرکز توزیع بار هسته و قرار دادن \mathbf{r} در امتداد محور z ، هندسه مسئله ساده می‌شود. در این صورت $r' \cos \theta$ برابر z' است و تحت عملگر پارینه $z' \rightarrow -z'$ تبدیل می‌شود در حالی که $|\psi(\mathbf{r}')|^2 = |\psi(-\mathbf{r}')|^2$ است. در نتیجه عبارت زیر انتگرال فرد، و مقدار انتگرال برابر صفر می‌شود.) اولین جمله «جالب» در بسط چند قطبی، جمله چار قطبی است که گشتاور چار قطبی هسته را چنین تعریف می‌کنیم

$$eQ = \int \rho(\mathbf{r}') r'^2 (3\cos^2 \theta' - 1) dv' \quad (22.16)$$

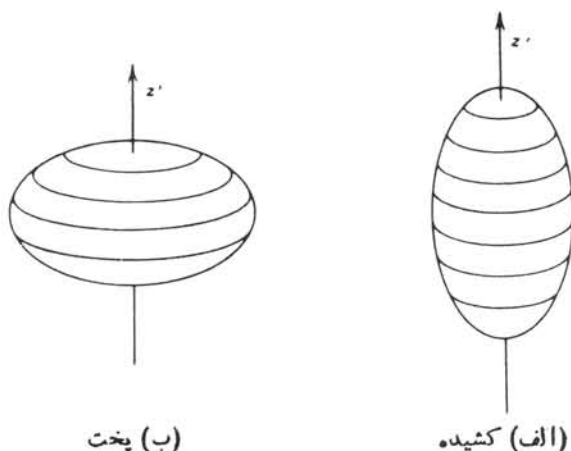
که در آن مثل مورد گشتاور دو قطبی مغناطیسی از محور مرجع بخصوصی استفاده می‌کنیم، یعنی θ' را نسبت به محوری که تصویر اسپین هسته روی آن بیشینه است اندازه گیری می‌کنیم.

گشتاور چار قطبی هسته مشخص می‌کند که هسته کروی است (که برای آن $Q=0$) یا غیر کروی. اگر $Q > 0$ شود، هسته‌ها را غیر کروی کشیده می‌نامند، یعنی در رابطه (22.16) کمیت $r'^2(3\cos^2 \theta' - 1) = 3z'^2 - r'^2$ به طور متوسط مثبت است. به عبارت دیگر، مقدار بیشتری از چگالی بار هسته در امتداد محور z' قرار گرفته است تا در امتداد شعاع متوسط. شکل 3.16 الف) این مورد را نشان می‌دهد. اگر $3z'^2 - r'^2 < 0$ منفی شود، محور z' چگالی بار کمتری از هسته را خواهد داشت و هسته پهن می‌شود. در این مورد $Q < 0$ است و تغییر شکل پخت است (شکل 3.16 ب).

انرژی برهم کنش توزیع بار هسته با پتانسیل اعمال شده از خارج V_{ext} بدین قرار است

$$E = \int \rho(\mathbf{r}') V_{ext}(\mathbf{r}') dv' \quad (23.16)$$

که انتگرال باز هم روی حجم هسته است. (توجه کنید هنگامی که $V_{ext} = \text{const}$ باشد، این



شکل ۳.۱۶ توزیع بارهای کشیده و پخت.

عبارت به صورت رابطه‌ی آشنای نقطه‌ی باردار در میدان خارجی درمی‌آید. اگر V_{ext} را با استفاده از بسط تایلور حول مرکز هسته بسط دهیم، در این صورت یک جمله ثابت وجود دارد که به $V_{\text{ext}}(0)$ وابسته است که مورد نظر نیست، به علاوه یک جمله دو قطبی به دست می‌آید که شامل انتگرالهایی به شکل زیر است

$$\int \rho(\mathbf{r}') z' \left(\frac{\partial V_{\text{ext}}}{\partial z'} \right)_{z'=0} dv'$$

که با توجه به بحث پاریته که در بالا آمد برابر صفر می‌شود، و یک جمله غیر صفر چار قطبی نیز به دست خواهد آمد که متناسب با انتگرالهایی به شکل زیر است

$$\int \rho(\mathbf{r}') z'^2 \left(\frac{\partial^2 V_{\text{ext}}}{\partial z'^2} \right)_{z'=0} dv'$$

در کل نه جمله موجود است (شامل x'^2 ، y'^2 ، و غیره). اگر میدان خارجی دارای تقارن استوانه‌ای باشد (که در بیشتر موارد برای آنها همین طور است)، در این صورت می‌توانیم سهم چار قطبی الکترونیکی را در انرژی به شکل زیر تقلیل دهیم

$$E_Q = \frac{1}{4} (eQ') \left(\frac{3}{4} \cos^2 \theta - \frac{1}{4} \right) \left(\frac{\partial^2 V_{\text{ext}}}{\partial z^2} \right)_{z=0} \quad (24.16)$$

که در آن θ زاویه بین محور تقارن V_{ext} (در اینجا محور z) و محور تقارن هسته است. گشتاور

چار قطبی Q' نسبت به محور z محاسبه می‌شود (راستای تقارن V_{ext}) در حالی که Q در معادله (۲۲.۱۶) نسبت به z' یا راستای تقارن هسته محاسبه می‌شود. موقع محاسبه معادله (۲۴.۱۶) باید ارتباط جهتی دستگاه‌های مرجع مختلف را در نظر بگیریم. تکانه زاویه‌ای هسته دارای مؤلفه I_z نسبت به محور انتخابی z است، و در این صورت

$$\cos \theta = \frac{I_z}{|I|} = \frac{m_I}{\sqrt{I(I+1)}} \quad (25.16)$$

با محاسبه عبارت $eQ'(3/2 \cos^2 \theta - 1/2)$ و تعریف Q نسبت به محوری که دارای بیشینه مقدار تصویر I_z است، نتیجه چنین می‌شود

$$E_Q = \frac{1}{4} eQ \frac{3m_I^2 - I(I+1)}{I(2I-1)} \left(\frac{\partial^2 V_{ext}}{\partial z^2} \right)_{z=0} \quad (26.16)$$

در بخش ۳.۱۶ موردی را بررسی می‌کنیم که در آن θ توسط رابطه بین اسپین هسته I و اسپین اتم J تعیین می‌شود.

۳.۱۶ ساختار فوق ریز

ابتدا ساختار فوق ریز را به صورت اثرات اتمی در نظر گرفتند (خیلی کوچکتر از ساختار ریز) که در نتیجه جفت شدگی بین تکانه الکترونی و هسته‌ای به وجود می‌آید. در این صورت این ساختاریک اثر «داخلی» اتم است، لذا نمی‌توانیم آنرا از بین ببریم یا تغییر دهیم مگر اینکه ساختمان هسته‌ای یا الکترونی را تغییر دهیم (مثلا به حالت‌های برانگیخته ببریم). این اثرات ابتدا توسط طیف شناسان نور به صورت اختلال‌های کوچکی در ساختمان خطوط طیف مشاهده شد و مورد مطالعه قرار گرفت. تکنیک‌های جدید با به کارگیری لیز ردقت اندازه‌گیری‌های ترازاها را به نحوی سابقه‌ای افزایش داده‌اند.

در سال‌های اخیر، تمام اثرهایی که از برهم کنش گشتاورها و اسپین‌های هسته با محیط اطرافش، از جمله الکترونی‌های اتم، حاصل می‌شوند تحت عنوان ساختار فوق ریز قرار داده شده‌اند. محیط اطراف همواره تحت کنترل مستقیم آزمایشگران قرار دارد که می‌توانند ساختار فوق ریز را مثلا با تغییر دادن يك میدان مغناطیسی که از خارج اعمال می‌شود، تغییر دهند. در این بخش این تعبیر وسیعتر برهم کنش‌های فوق ریز را مد نظر قرار می‌دهیم.

حالت‌های اتمی با استفاده از علائم طیف‌نمایی $L, n^{2S+1}L$ نشان داده می‌شوند که در آن L با علامت‌های متداول S, P, D, F, \dots مطابق $0, 1, 2, 3, \dots$ مشخص می‌شود. برای حالت‌های اتمی تک الکترونی مثل اتم‌های قلیایی، علائم طیف‌نمایی اتمی مشابه علائم گذاری متداول برای مشخص کردن حالت‌های يك تک الکترون است. در این صورت، حالت پایه سدیم با يك الکترون $3S_{1/2}$ به صورت $3^2S_{1/2}$ نمایش داده می‌شود. معمولا عدد کوانتومی اصلی n

نشان داده نمی‌شود.

در اینجا I برای نمایش تکانه کل هسته (اسپین هسته) به کار می‌رود. به همین ترتیب J تکانه کل الکترونی (مجموعه تکانه‌های مداری و ذاتی) را مشخص می‌سازد. در اتم هیدروژن ایده آل، الکترون در پتانسیل کولنی هسته و در حالت‌های کوانتومی با تکانه خوش تعریف L حرکت می‌کند. با اضافه کردن اسپین علامت دوم S هم وارد می‌شود. در اصل، نباید فرقی داشته باشد که حالت‌های این اتم ایده آل را، با اعداد کوانتومی L, m_L, S, m_S و یا با L, S, J, m_J مشخص سازیم. ولی برهم کنش اسپین-مدار که ساختار ریز تر ازهای الکترونی را مشخص می‌سازد L و S را طوری با هم جفت می‌کند که m_L و m_S دیگر قابل تعریف نیستند و باید جفت شدگی $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ را برای تشخیص حالت‌های واقعی به کار برد. برهم کنش اسپین-مدار را به سادگی می‌توان با استفاده از این تصویر نیمه کلاسیکی که در دستگاه مرجع الکترون، هسته حلقه بسته‌ای از جریان الکتریکی تولید می‌کند و باعث ایجاد میدان مغناطیسی در محل الکترون می‌شود فهمید. میدان مغناطیسی با گشتاور مغناطیسی اسپین الکترون μ_B برهم کنش می‌کند و باعث ایجاد اثر اسپین-مدار و سهم آن در ساختار ریز می‌شود. شکل ۴۰۱۶ تر ازهای انرژی سدیم با در نظر گرفتن اثر اسپین-مدار و بدون آن را نشان می‌دهد. (البته نمی‌توانیم آن را حذف کنیم، بلکه این اثر همواره وجود دارد.) انرژی برهم کنش بین میدان مغناطیسی حرکت ظاهری (که متناسب با L است) و گشتاور مغناطیسی اسپین (که متناسب با S است) برابر است با

$$E = -\mu_S \cdot \mathbf{B} = f(\mathbf{r}) \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \quad (27.16)$$

که در آن $f(\mathbf{r})$ تابعی از مختصات است. با استفاده از نظریه کوانتومی مقدماتی می‌توان اثر این جمله را روی تر ازهای انرژی نشان داد، اما برای اینکه این کار را انجام دهیم بایستی حاصلضرب $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ را حساب کنیم. بدین منظور از یکی از شکردهای متداول استفاده می‌کنیم

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \quad (28.16)$$

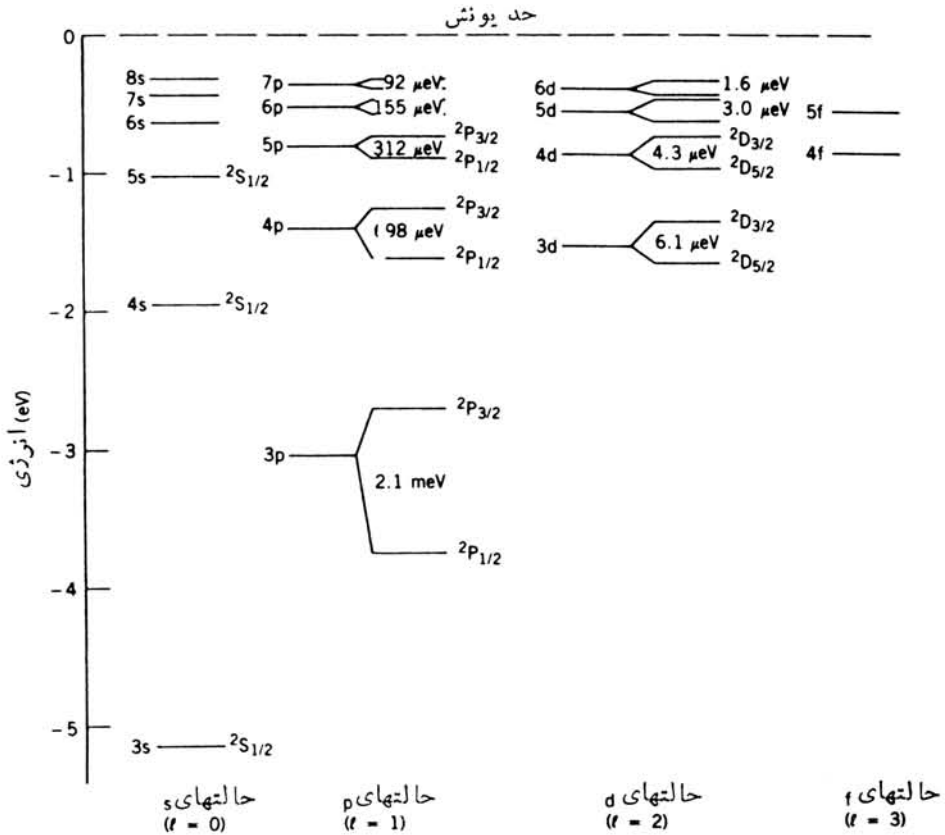
$$(\mathbf{J})^2 = (\mathbf{L})^2 + 2\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} + (\mathbf{S})^2 \quad (29.16)$$

$$\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = \frac{1}{2} [(\mathbf{J})^2 - (\mathbf{L})^2 - (\mathbf{S})^2] \quad (30.16)$$

$$\langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{2} \hbar^2 [J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)] \quad (31.16)$$

که قدم آخر با استفاده از جانشین سازی هر کدام از مربعات تکانه‌ها با مقدار انتظاری آن در مکانیک کوانتومی حاصل شده است.

گشتاور مغناطیسی وابسته به این جفت شدگی را با μ_J نشان می‌دهیم



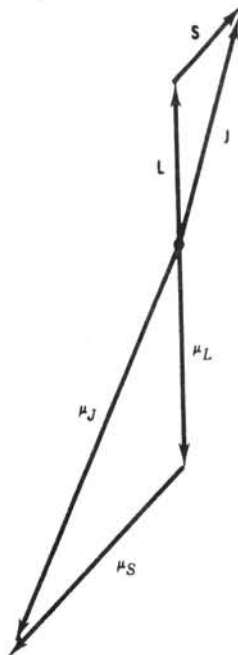
شکل ۴.۱۶ ترازهای انرژی اتم سدیم. در سمت چپ هر تراز بیکر بندی الکترونی و در سمت راست علائم طیف‌نمایی برای حالت‌های اتم آمده است. دوتا به‌های ساختار ریز با تکانه $J = l \pm 1/2$ مشخص شده‌اند. فاصله نسبی دوتا به با هر يك از مقادیر l مطابقت دارد یعنی شکافتگی حالت P و حالت D با يك مقیاس رسم نشده است، اما کاهش شکافتگی حالت‌های مختلف P، با يك مقیاس رسم شده است.

$$\mu_J = \mu_L + \mu_S \quad (۳۲.۱۶)$$

که در آن μ_S و μ_L گشتاورهای مغناطیسی وابسته به حرکت مداری و اسپینی هستند

$$\mu_L = -g_L \mathbf{L} \mu_B / \hbar \quad \mu_S = -g_S \mathbf{S} \mu_B / \hbar \quad (۳۳.۱۶)$$

و μ_B مگنتون بور است. ضریب g دارای مقدار $g_L = 1$ و $g_S = 2.002318$ (یا با تقریب خوب $g_S = 2$) است. نمی‌توانیم به‌طور مشابه به $\mu_J = -g_J \mathbf{J} \mu_B / \hbar$ را بنویسیم زیرا μ_J و \mathbf{J} در حالت کلی موازی نیستند (شکل ۵.۱۶). به‌جای آن مقدار مشاهده‌پذیر μ_J را مجدداً به‌صورت مؤلفه μ_J در جهت \mathbf{J} تعریف می‌کنیم، که در این صورت داریم



شکل ۵.۱۶ مدل برداری \mathbf{J} و μ_J . توجه کنید که μ_L با L و μ_S با S پادموازی است، اما μ_J با \mathbf{J} چنین نیست.

$$\mu_J = -g_J J \mu_B \quad (۳۴.۱۶)$$

که حالا J عدد کوانتومی است و نه بردار \mathbf{J} . در این حالت g_J توسط فرمول لاندیه داده می‌شود

$$g_J = g_L \frac{J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)}{2J(J+1)} + g_S \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \quad (۳۵.۱۶)$$

دلیل بحث تفصیلی از جفت شدگی اسپین-مدار (که شامل هیچگونه خواص هسته‌ای نمی‌شود) این است که با محاسبه جفت شدگی فوق ریز دو قطبی مغناطیسی (که شامل هسته نیز می‌شود) کاملاً مشابه است. حرکت الکترون، میدان مغناطیسی \mathbf{B}_e را در محل هسته ایجاد و با گشتاور مغناطیسی هسته برهم کنش می‌کند

$$E_M = -\mu_J \cdot \mathbf{B}_e \quad (۳۶.۱۶)$$

حالا اگر فرض کنیم $\mathbf{B}_e \propto \mathbf{J}$ و $\mu_I = g_I \mathbf{I} \mu_N$ ، در این صورت بر هم کنش فوق ریز مغناطیسی را به دست می آوریم

$$E_M = \mathbf{A} \cdot \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} / \hbar^2 \quad (۳۷.۱۶)$$

که در آن A خیلی از خواص اتمی و هسته‌ای را شامل می‌شود. با به کار گیری روشی مشابه روش بالا برای محاسبه $\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}$ ، ابتدا بردار تکانه زاویه‌ای کل (الکترونی بعلاوه هسته‌ای) را تعریف می‌کنیم

$$\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J} \quad (۳۸.۱۶)$$

جفت شدگی برداری \mathbf{I} و \mathbf{J} به شکل \mathbf{F} اجازه می‌دهد تا \mathbf{F} مقادیر بین $|\mathbf{I} - \mathbf{J}|$ و $|\mathbf{I} + \mathbf{J}|$ را با اختیار کند. عدد کوانتومی F نیز می‌تواند فاصله مشابهی از $I + J$ تا $|I - J|$ را با اختلاف ۱ واحد طی کند. اگر $I > J$ باشد، مقادیر ممکن F عبارت‌اند از $I + J - 1, I + J - 2, \dots, I - J + 1, I - J$. در این صورت F می‌تواند $1 + 2J$ مقدار مختلف را اختیار کند. اگر $J > I$ باشد بحث مشابهی نشان می‌دهد که این تعداد برابر $1 + 2I$ خواهد شد. بنابراین ترکیب حالت‌های تکانه زاویه‌ای اتمی و هسته‌ای شامل ترازهای چند تایی می‌شود که کمینه تعداد آن برابر $1 + 2I$ یا $1 + 2J$ است. با ادامه دادن محاسبه $\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}$ به همان صورتی که در بالا برای $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ انجام دادیم، حاصل می‌شود

$$(\mathbf{F})^2 = (\mathbf{I})^2 + 2\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + (\mathbf{J})^2 \quad (۳۹.۱۶)$$

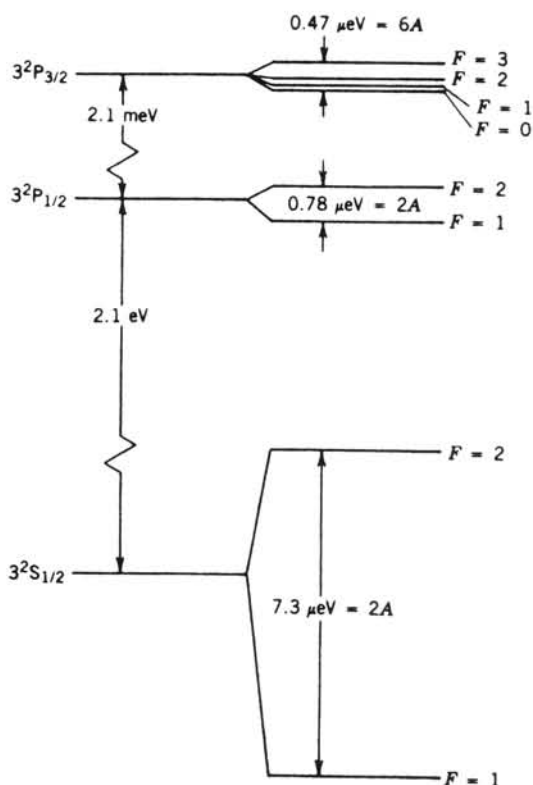
$$\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} = \frac{1}{2} [(\mathbf{F})^2 - (\mathbf{I})^2 - (\mathbf{J})^2] \quad (۴۰.۱۶)$$

$$\langle \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} \rangle = \frac{1}{2} \hbar^2 [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (۴۱.۱۶)$$

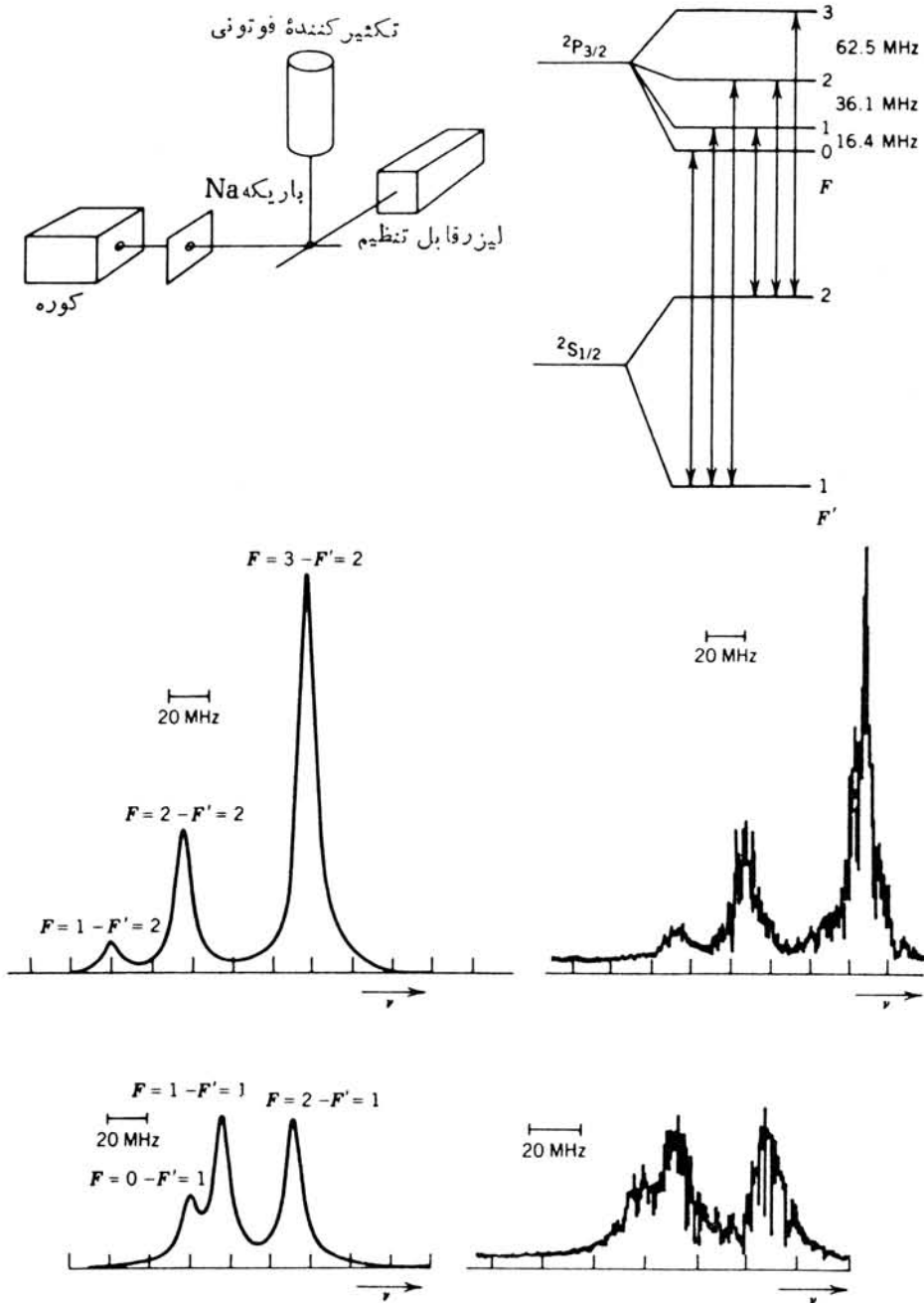
به عنوان مثال، مورد سدیم را که فرض می‌کنیم فقط از ^{23}Na ($I = 3/2$) تشکیل شده باشد، در نظر می‌گیریم. الکترون $s_{1/2}$ به پیکربندی حالت پایه $s_{1/2}$ ($J = 1/2$) منجر می‌شود و بنابراین مقادیر امکان پذیر F ، طبق قواعد جفت شدگی برداری معمولی در مکانیک کوانتومی، $F = 1$ و $F = 2$ است. پایینترین حالت‌های برانگیخته اتمی Na از حالت‌های الکترونی $3p$ نتیجه می‌شوند و دو تایی‌های اسپین-مدار $^2P_{1/2}$ و $^2P_{3/2}$ هستند. گذار از این حالت‌ها به حالت پایه، «خطوط زرد» را در $\lambda = 589.0 \text{ nm}$ و $\lambda = 589.6 \text{ nm}$ که بحوبی شناخته شده‌اند به دست می‌دهد. شکافتگی ساختار ریز $E(^2P_{3/2}) - E(^2P_{1/2})$ برابر 0.0021 eV است. حالت‌های F مربوط به $^2P_{1/2}$ عبارت‌اند از $F = 1$ و $F = 2$ ، در حالی

که برای ${}^2P_{3/2}$ جفت شدگی برداری مقادیر $F = 3, 2, 1, 0$ را به دست می‌دهد. شکل ۶.۱۶ (الف) ترازهای انرژی Na را همراه با شکافتگی فوق ریز نشان می‌دهد. (پارامتر A برای هر چند تاییه فوق ریز مختلف است.) اختلاف انرژی نوعی چند تاییه‌های فوق ریز فقط در حدود 10^{-2} تا 10^{-6} eV است که خیلی کوچکتر از ساختار ریز است. با استفاده از تکنیکهای جدید و به کارگیری لیزرهای قابل تنظیم، این شکافتگیهای فوق ریز با دقت بسیار زیادی اندازه گیری می‌شوند. شکل ۶.۱۶ (ب) نمونه‌ای از اندازه گیری چند تاییه‌های فوق ریز خطوط D سدیم را نشان می‌دهد. گذارهای مشاهده شده خیلی نزدیک به پهنای خطوط طبیعی هستند. برای گذارهای دو قطبی الکتریکی که معمولاً مشاهده می‌شود، قواعد گزینش $\Delta F = 0, \pm 1$ برقرار است.

اکنون با دقت بیشتر اختلاف بین حالت‌های F از چند تاییه ${}^2P_{3/2}$ را در ${}^{23}\text{Na}$ مورد بررسی قرار می‌دهیم. اختلاف انرژی بین حالت‌های مجاور (F و $F+1$) طبق معادلات (۳۷.۱۶) و (۴۱.۱۶) باید به صورت زیر باشد



شکل ۶.۱۶ (الف) شکافتگی فوق ریز در سدیم. هر چند تاییه از F حالت پارامتر شکافتگی A ، خاصی دارد.



شکل ۶.۱۶ (ب) ساختار فوق ریز سدیم که توسط طیف‌نمایی فلوئورسانسی باریکه‌آتمی آشکارسازی شده است، همین‌طور که بسامد لیزر تغییر می‌کند، جذب تشدید و پهنای گسیل در بسامدهای متنظر به اختلاف انرژی $2P_{3/2} - 2S_{1/2}$ اتفاق می‌افتد و تکثیر کننده فوتونی تابش فلوئورسانسی آن را آشکارسازی می‌کند. در قسمت راست بالا چند تایه‌های فوق ریز حالت‌های $2P_{3/2}$ و $2S_{1/2}$ به همراه گذارهای دو قطبی الکتریکی $\Delta F = \pm 1, 0$ مجاز نشان داده شده‌اند. طیف‌های فلوئورسانسی محاسبه شده و مشاهده شده در پایین، برای دودسته از گذارهای اصلی اعضای چند تایه حالت پایه با $F' = 1$ و $F' = 2$ نشان داده شده‌اند. شکافتگی‌های فوق ریز تعیین شده $2P_{3/2}$ در شکل دیده می‌شوند.

$$\Delta E = E(F+1) - E(F) = \frac{A}{\hbar^2} [\langle \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} \rangle_{F+1} - \langle \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} \rangle_F] \quad (۴۲.۱۶)$$

$$= \frac{A}{\hbar^2} [(F+1)(F+2) - F(F+1)] \quad (۴۳.۱۶)$$

$$= A(F+1) \quad (۴۴.۱۶)$$

برای فاصله $F=1 \rightarrow F=0$ با $\Delta E/h = 164 \text{ MHz}$ داریم $A/h = 164 \text{ MHz}$ ،
 برای فاصله $F=2 \rightarrow F=1$ با $\Delta E/h = 361 \text{ MHz}$ داریم $A/h = 18 \text{ MHz}$ ،
 در حالی که برای $F=3 \rightarrow F=2$ خواهیم داشت $A/h = 208 \text{ MHz}$. از آنجا
 که A باید فقط شامل حالت اتمی یا هسته‌ای باشد که برای تعدادی چند تاییه
 یکسان است، انتظار داریم که A برای چند تاییه داده شده ثابت باشد در حالی که مقادیر
 به دست آمده از شکاف‌نگیهای مشاهده شده اصلاً ثابت نیستند. این اختلاف از تأثیر چارقطبی
 الکترونیکی در ساختار فوق ریز حاصل می‌شود. تا به حال مافقط برهم کنش میدان مغناطیسی
 حرکت الکترون را با گشتاور دو قطبی مغناطیسی هسته در نظر گرفتیم. اکنون باید بینیم که
 گرادیان میدان الکترونیکی $\partial^2 V / \partial z^2$ که از حرکت الکترونها حاصل می‌شود چگونه با گشتاور
 چارقطبی الکترونیکی هسته برهم کنش می‌کند. در اینجا روش به دست آوردن آن را شرح نمی‌دهیم
 و فقط به ارائه نتیجه اکتفا می‌کنیم

$$E_Q = eQ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \frac{[3\langle \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} \rangle^2 \hbar^{-2} + 3/2 \langle \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} \rangle \hbar^{-2} - I(I+1)J(J+1)]}{2I(2I-1)J(2J-1)} \quad (۴۵.۱۶)$$

می‌توان نشان داد که رابطه فوق برای $I = 1/2$ یا برای $J = 1/2$ صفر می‌شود و
 بنا بر این هیچ سهمی در ساختار ^{23}Na در حالت‌های $^2S_{1/2}$ یا $^2P_{1/2}$ ندارد. در حالت $^2P_{3/2}$
 می‌توانیم فاصله‌ها را حساب کنیم

$$\Delta E_{3-2} = 3A + B \quad (۴۶.۱۶)$$

$$\Delta E_{2-1} = 2A - B \quad (۴۷.۱۶)$$

$$\Delta E_{1-0} = A - B \quad (۴۸.۱۶)$$

که در آن $B = eQ(\partial^2 V / \partial z^2)$ است. این پارامتر فوق ریز چارقطبی الکترونیکی است

و به پارامتر فوق ریز دوقطبی مغناطیسی A شباهت دارد. مقادیر $A/h = 197\text{MHz}$ و $B/h = 33\text{MHz}$ فاصله‌های مشاهده شده را بخوبی باز تولید می‌کنند.

تعیین دقیق مقادیر A و B بر پایه اندازه‌گیری انرژی‌های گذار بین حالت‌های F ؛ راهی را برای تعیین گشتاورهای هسته‌ای μ و Q به دست می‌دهد. اما استخراج μ و Q از A و B احتیاج به اطلاعاتی از \mathbf{B}_e و $\partial^2 V / \partial z^2$ یعنی میدان مغناطیسی و گرادیان میدان الکتریکی حاصل از حرکت الکترونی دارد. از آنجا که انجام دادن محاسبات بسادقت زیاد بسیار سخت است، در عمل معمولاً پارامتر ساختار فوق ریز در دو ایزوتوپ اندازه‌گیری می‌شود که یکی از آنها دارای گشتاور مشخصی است. با در نظر گرفتن نسبت پارامترهای فوق ریز نسبت بین دو گشتاور به دست می‌آید

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{(\mu_I/I)_1}{(\mu_I/I)_2} \quad (49.16)$$

که در آن ۱ و ۲ به ترتیب مربوط به گشتاورهای مشخص و نامشخص هستند. از آنجا که هسته‌ها نقطه‌ای نیستند و حجم معینی دارند، برهم کنش فوق ریز $-\mu_I \cdot \mathbf{B}_e$ باید به صورت انتگرال روی حجم هسته محاسبه شود و اگر ایزوتوپهای ۱ و ۲ شعاعهای متفاوتی داشته باشند، محاسبه این انتگرال روی حجمهای دوهسته ممکن است اثر کوچکی را به خاطر اختلاف حجم نشان دهد. معمولاً تصحیح کوچکی در نسبت A_1/A_2 ، که عموماً کمتر از ۱٪ است، لازم می‌شود. این تصحیح را بی‌هنجاری فوق ریز می‌گویند که به ساختار هسته مربوط می‌شود و می‌تواند اطلاعات جالبی از خواص هسته به دست دهد.

موضوع نهایی مورد بررسی اثر زیمان است که از قراردادن اتم در میدان مغناطیسی خارجی \mathbf{B}_{ext} حاصل می‌شود. برهم کنش کامل، اگر از اثر گشتاور چار قطبی الکتریکی صرف نظر شود، به قرار زیر است

$$E = \mathbf{A} \cdot \mathbf{J} / h^2 - \mu_J \cdot \mathbf{B}_{\text{ext}} - \mu_I \cdot \mathbf{B}_{\text{ext}} \quad (50.16)$$

زیرا هم گشتاور مغناطیسی هسته و هم گشتاور مغناطیسی الکترون با \mathbf{B}_{ext} برهم کنش می‌کنند. اگر میدان الکتریکی خیلی ضعیف باشد، به طوری که $\mu_J B_{\text{ext}} \ll A$ ، در این صورت بهتر است از علامت گذاری حالت‌های F استفاده کنیم. مقادیر زیر را در نظر می‌گیریم

$$\mu_J = -g_J \mathbf{J} \mu_B / h \quad (51.16)$$

$$\mu_I = g_I \mathbf{I} \mu_N / h = g_I' \mathbf{I} \mu_B / \hbar \quad (52.16)$$

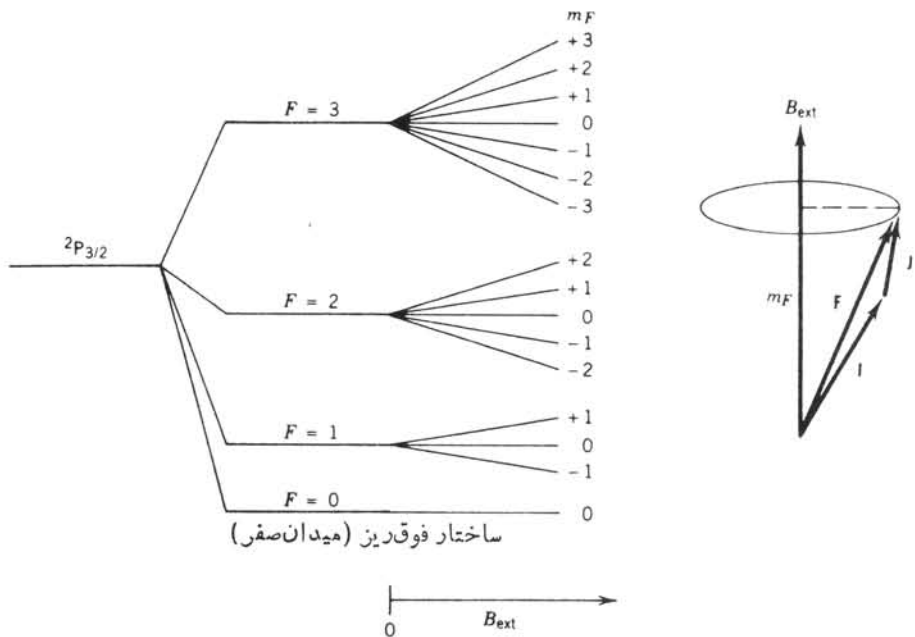
که در آنها داریم $g_I' = g_I \mu_N / \mu_B$ که عدد خیلی کوچکی نسبت به g است. در این صورت، خواهیم داشت

$$E = E_F + g_F \mu_B B_{\text{ext}} m_F \quad (53.16)$$

که در آن E_F انرژی حالت F در غیاب \mathbf{B}_{ext} ، طبق معادله (۳۷.۱۶)، عدد کوانتومی مغناطیسی مربوط به $(m_F = -F, -F+1, \dots, F-1, F)$ و g_F یک ضریب ترکیبی است که از رابطه‌ای مشابه فرمول لاندیه محاسبه می‌شود

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - g_I \frac{F(F+1) - J(J+1) + I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (54.16)$$

شکل ۷.۱۶ اثر میدان مغناطیسی را روی بعضی از مقادیر F نشان می‌دهد. توجه کنید که زیر ترازاها به یک اندازه از هم جدا می‌شوند (به اندازه $g_F \mu_B B_{ext}$) و این شکافتگی به طور خطی بر حسب B_{ext} زیاد می‌شود. این شرط در ناحیه میدان ضعیف صادق است، مثلاً داریم $B_{ext} \ll A/\mu_r \sim 100 \text{ MHz} (h)/\mu_B \sim 10^{-2} \text{ T}$. بنا بر این $\mu_r \sim 1$ و $A/h \sim 100 \text{ MHz}$ برای میدانهای قابل قیاس با 0.01 T (۱۰۰ G) یا بزرگتر، این تقریب درست نیست. علت صحیح نبودن درستی این تقریب این است که برهم کنش μ_r با B_{ext} در میدانهای بالا با جمله $\mathbf{A} \cdot \mathbf{J}$ که باعث جفت شدن \mathbf{I} و \mathbf{J} به \mathbf{F} می‌شود، قابل مقایسه خواهد شد. میدانهای بالا

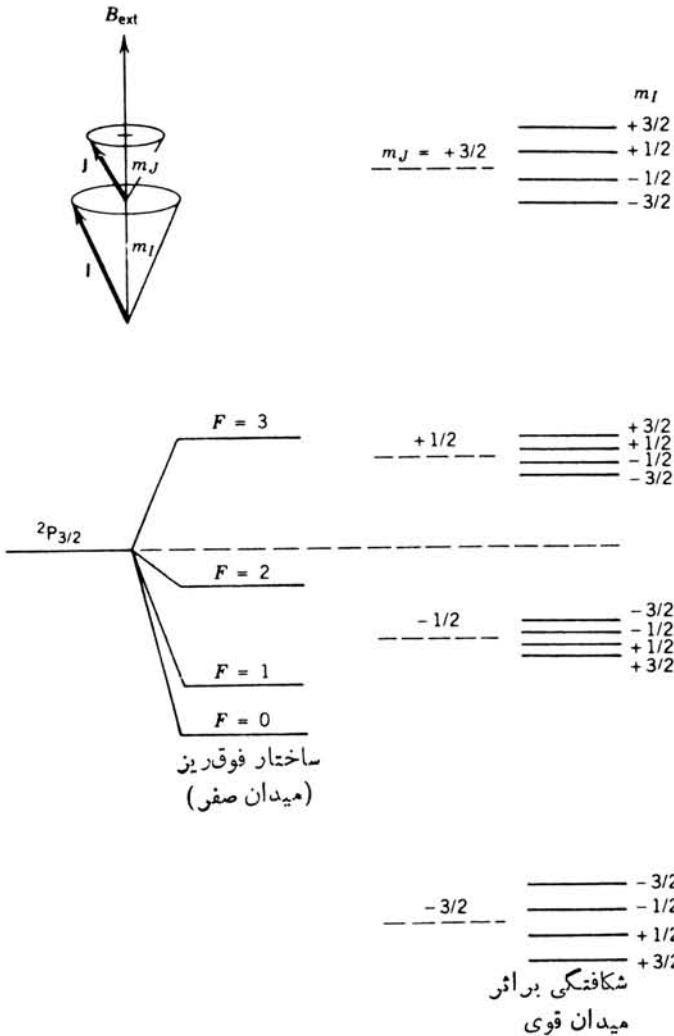


شکل ۷.۱۶ شکافتگی زیرمان برای حالت‌های فوق‌رئز $2P_{3/2}$ وقتی که $I = 3/2$ است. \mathbf{I} و \mathbf{J} با \mathbf{F} جفت شده‌اند، و \mathbf{F} در جهت میدان مغناطیسی خارجی تصویر ثابت m_F را دارد.

جفت شدگی \mathbf{I} و \mathbf{J} را می‌شکند و دیگر مناسب نیست که حالتها را بر حسب F در نظر بگیریم. به جای آن باید از علائم m_I ، J و m_J استفاده کرد، و انرژیها به صورت زیر درمی‌آید

$$E = Am_I m_J + g_J \mu_B B_{ext} m_J - g_I \mu_N B_{ext} m_I \quad (55.16)$$

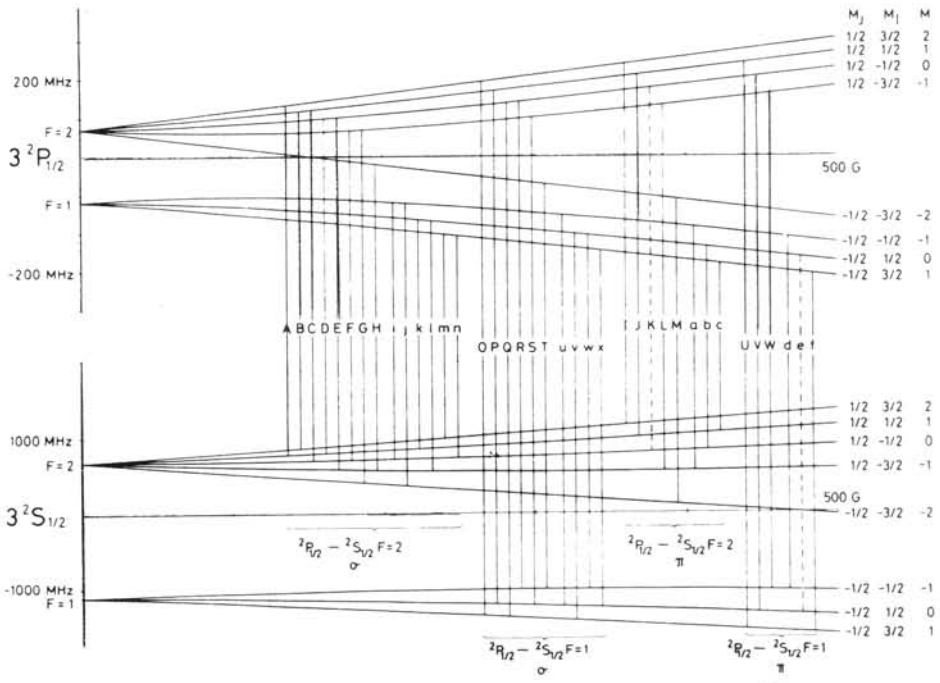
انرژیها را در این حد اثر پاشن-بک می‌نامند. در این میدان بالا (خیلی بزرگتر از $10^{-2} T$) دومین جمله رابطه انرژی از همه مهمتر می‌شود. شکل ۸۰۱۶ ترازهای انرژی را در میدان بالا



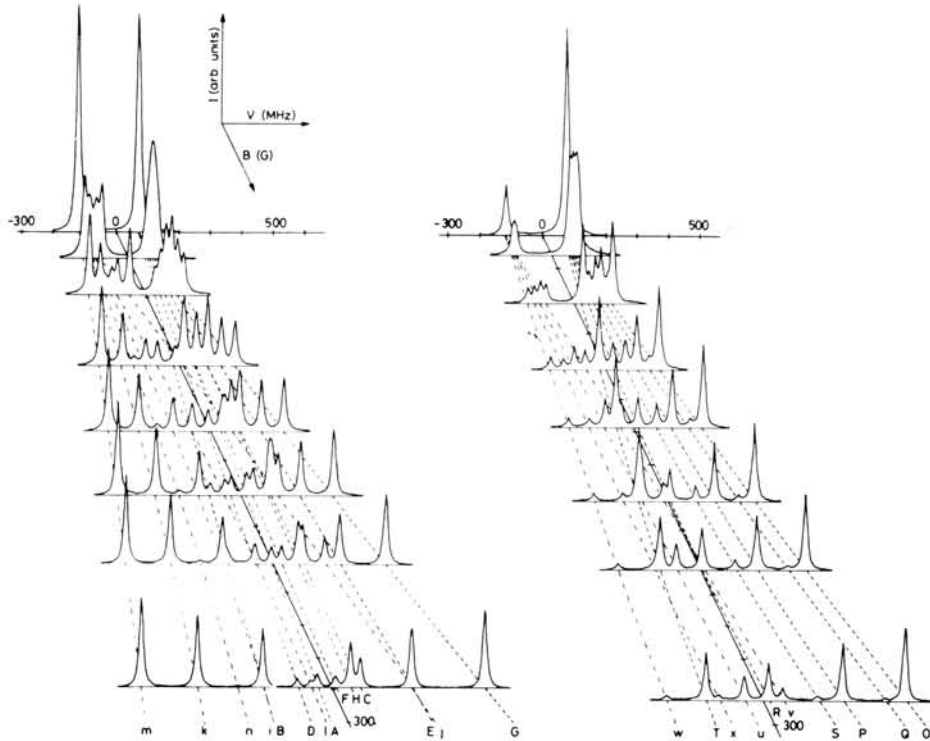
شکل ۸۰۱۶ شکافتگی حالتها در میدان مغناطیسی قوی. \mathbf{I} و \mathbf{J} از هم جدا شده‌اند و در امتداد میدان خارجی B_{ext} مؤلفه‌های جداگانه‌ای، m_I و m_J دارند.

نشان می‌دهد. شما می‌توانید شکافتگی حالت‌های m_J را به صورت اثر اصلی ببینید که هر ترانز m_J به $m_I + 1$ ترانز شکسته می‌شود، و شکافتگی به مقدار خیلی کمتری (کمتر از شکافتگی m_J توسط $\mu_N/\mu_B \sim 10^{-3}$) صورت گرفته است. وابستگی به میدان خسارجی در این مورد هم خطی است.

در ناحیه میدان متوسط $B_{ext} \sim A/\mu_J$ ، چنین ساده‌سازی‌هایی امکان‌پذیر نیست. حالت‌های m_F ناحیه میدان ضعیف کم کم به طرف حالت‌های m_I و m_J ناحیه میدان قوی می‌روند (زیرا $m_F = m_I + m_J$)، و بدین ترتیب حالت‌های مختلف باهم مخلوط می‌شوند یعنی حالتی با $m_F = 1$ شامل مخلوطی از حالت‌های $F = 1, 2, 3$ می‌شود و صحیح نیست که مقدار معینی از F را به حالت‌های ناحیه میدان متوسط نسبت دهیم. شکل ۹.۱۶ نمونه‌ای از رفتار حالت‌ها در ناحیه متوسط را نشان می‌دهد. منحنی‌های همواری که در میدان صفر به $F = 1$ و $F = 2$ متصل



شکل ۹.۱۶ شکافتگی حالت‌های $2P_{1/2}$ و $2S_{1/2}$ سدیم در میدان مغناطیسی. میدان به طرف راست در شکل زیاد می‌شود. در میدان‌های ضعیف، شکافتگی در میدان خطی است و حالت‌ها با m_F علامت گذاری می‌شوند، مثل شکل ۷.۱۶. در میدان‌های قوی، حالت‌ها مثل شکل ۸.۱۶ تشکیل چند تابه‌های m_J و m_I را می‌دهند. درست‌تر است، گذارهای دو قطبی $\Delta m = \pm 1$ برای میدان‌های مختلف تا 280G نشان داده می‌شود. گذارها با حروفی که در نمودار بالا آمده اند علامت گذاری می‌شوند. اندازه گیری با عبور باریکه اتم‌های سدیم از میدان مغناطیسی ثابت و پرتو دهی با نور لیزر رزین‌های قابل تنظیم صورت می‌گیرد. با تغییر بسامد لیزر، امکان مشاهده هر یک از گذارها میسر می‌شود.



شکل ۹.۱۶ (ادامه)

شده‌اند نشان می‌دهند که این حالت‌های خاص میدان متوسط در میدان صفر به صورت حالت‌های F خالص درمی‌آیند، نه اینکه همواره به این مقدار F مربوط باشند. اثر ساختار فوق‌ریز را، چنانکه دیدیم، می‌توان به شکل زیر خلاصه کرد: (۱) جفت‌شدگی تکانه زاویه‌ای کل هسته و الکترون‌ها $I + J$ و تبدیل آنها به F ، به حالت‌های فوق‌ریز محدوده $F = |I - J|$ تا $F = I + J$ منجر می‌شود. اگر $I < J$ باشد، تعداد $2I + 1$ حالت از این حالت‌ها (و اگر $J < I$ باشد، تعداد $2J + 1$) خواهیم داشت. شمارش این حالت‌ها می‌تواند اندازه‌گیری مستقیم اسپین هسته I را میسر سازد. (۲) شکافتگی انرژی بین حالت‌های F در میدان صفر پارامترهای ساختار فوق‌ریز B و A را به دست می‌دهد که این هم به نوبه خود گشتاورهای هسته‌ای μ و Q را مشخص می‌سازد. (۳) شکافتگی حالت‌ها در میدان مغناطیسی خارجی، g_F را برای میدان‌های ضعیف یا g_I و g_J را برای میدان‌های قوی به دست می‌دهد. در بخش بعدی کاربرد این اصول را برای اندازه‌گیری گشتاورهای هسته‌ای مورد بحث قرار می‌دهیم.

۴.۱۶ اندازه‌گیری گشتاور هسته

گشتاورهای پروتون و نوترون

گشتاور دو قطبی مغناطیسی الکترون موردی از پیشرفت و تحولات همزمان نظریه و تجربه در جهت درک خواص بنیادی طبیعت است. برای يك الکترون ایده آل دیراک با اسپین $1/2$ دقیقاً انتظار داریم که $g = -2$ شود (یعنی μ_e درست برابر يك مگنتون بور است). مقدار اندازه‌گیری شده درست برابر این مقدار نیست بلکه خیلی نزدیک به این مقدار است: $\mu_B (\pm 0.000000000035) = (-100011596567) \mu_e$ ، و نظریه مبتنی بر الکترو دینامیک کوانتومی قادر است این انحراف از مقدار ایده آل دیراک را با خطایی نزدیک به خطای تجربی، یعنی کمتر از يك قسمت در 10^8 قسمت، تعیین کند. این یکی از بهترین توافقهایی است که بین نظریه و تجربه در فیزیک حاصل شده است. این دستاوردی است که نظریه پردازان و آزمایشگران می‌توانند در افتخار آن شریک باشند.

بدبختانه مورد نوکلتونها زیاد خشنود کننده نیست. اول اینکه ضریب g از مقدار تعیین شده توسط دیراک برای پروتون (مقدار اندازه‌گیری شده $g = 5.58$ نسبت به مقدار مورد انتظار $g = 2$) و نوترون (مقدار اندازه‌گیری شده $g = -3.82$ نسبت به مقدار مورد انتظار $g = 0$) به اندازه قابل توجهی انحراف دارد. شرط لازم برای رفتار دیراک، نقطه‌ای بودن ذرات است که پروتون و نوترون یقیناً اینچنین نیستند. علاوه، نظریه امروزی که بر پایه مدل کوارکی استوار است (فصل ۱۸)، نسبت μ_p/μ_n را چنان به دست می‌دهد که با نتایج تجربی فقط در حدود ۱٪ توافق دارد و توافق برای مقادیر جداگانه μ_p و μ_n از این هم بدتر است. با وجود این هنوز لازم است که بهترین مقدار ممکن تجربی μ_p و μ_n را به دست آوریم تا هنگامی که محاسبات نظری در سطح نتایج آزمایش قرار می‌گیرد ما را در فهم این خواص بنیادی کمک کند.

مشکل تعیین دقیق گشتاورهای مغناطیسی این است که چیزی که واقعاً اندازه‌گیری می‌شود انرژی یا بسامد است که از حاصل ضرب گشتاور مغناطیسی و B حاصل می‌شود. میدانهای مغناطیسی را هرگز نمی‌توان روی تمام نمونه به اندازه کافی یکساخت ساخت و همچنین نمی‌توان آنها را بادقتی تعیین کرد که بتوان با استفاده از آن μ_p و μ_n را بادقتی از مرتبه يك قسمت در 10^8 قسمت به دست آورد. در این صورت، اندازه‌گیری را برای تعیین نسبت ترتیب می‌دهیم تا مقدار میدان در اولین مرتبه حذف شود و بتوان تصحیحاتی دیگر را بادقت کافی در مرتبه دوم انجام داد. برای پروتون، نسبت μ_p/μ_e را اندازه‌گیری می‌کنیم و با داشتن مقدار دقیق μ_e مقدار μ_p را به دست می‌آوریم. برای نوترون، نسبت μ_n/μ_p اندازه‌گیری می‌شود، و با استفاده از آن مقدار μ_n به دست می‌آید.

گشتاور پروتون را با مقایسه تشدید برگشت اسپین در پروتون و الکترون به طور همزمان در اتم هیدروژن می‌توان اندازه‌گیری کرد. شکل ۱۵.۱۶ ساختار فوق ریز اتم هیدروژن را در «میدان قوی» که در آن I و J از هم جدا می‌شوند نشان می‌دهد. در میدان $35T$ سه گذار تشدید وجود دارد که در شکل ν_{p1} ، ν_{p2} ، و ν_e نامیده شده است. با توجه به اعداد کوانتومی می‌بینید که در گذارهای ν_{p1} و ν_{p2} اسپین پروتون از $m_I = +1/2$ به $m_I = -1/2$

و یا بالعکس برمی‌گردد. درحالی که اسپین الکترون بدون تغییر باقی می‌ماند. از طرف دیگر در گذار ν_e اسپین الکترون بین $m_J = +1/2$ و $m_J = -1/2$ در نوسان است و اسپین پروتون بدون تغییر باقی می‌ماند. برهم کنش فوق‌ریز به صورت زیر است

$$E = \frac{A\mathbf{I}\cdot\mathbf{J}}{\hbar^2} - g_I\mu_B \frac{\mathbf{J}\cdot\mathbf{B}}{\hbar} - g_P\mu_B \frac{\mathbf{I}\cdot\mathbf{B}}{\hbar} \quad (56.16)$$

که در آن g_P و g_I به ترتیب معرف ضریب g برای الکترون و پروتون هستند. در حالت ۱S اتم هیدروژن، فرمول لانده یا معادله (35.16) نشان می‌دهد که $g_I = g_P$ است. چهار حالت انرژی این برهم کنش به قرار زیر هستند

$$E_1 = \frac{1}{4} A(1 + 2x) - h\nu_p \quad (57.16)$$

$$E_2 = -\frac{1}{4} A + \frac{1}{4} A(1 + x^2)^{1/2} \quad (58.16)$$

$$E_3 = \frac{1}{4} A(1 - 2x) + h\nu_p \quad (59.16)$$

$$E_4 = -\frac{1}{4} A - \frac{1}{4} A(1 + x^2)^{1/2} \quad (60.16)$$

که در آنها ν_p بسامد تشدید مغناطیسی هسته‌ای (NMR) پروتون در میدان B

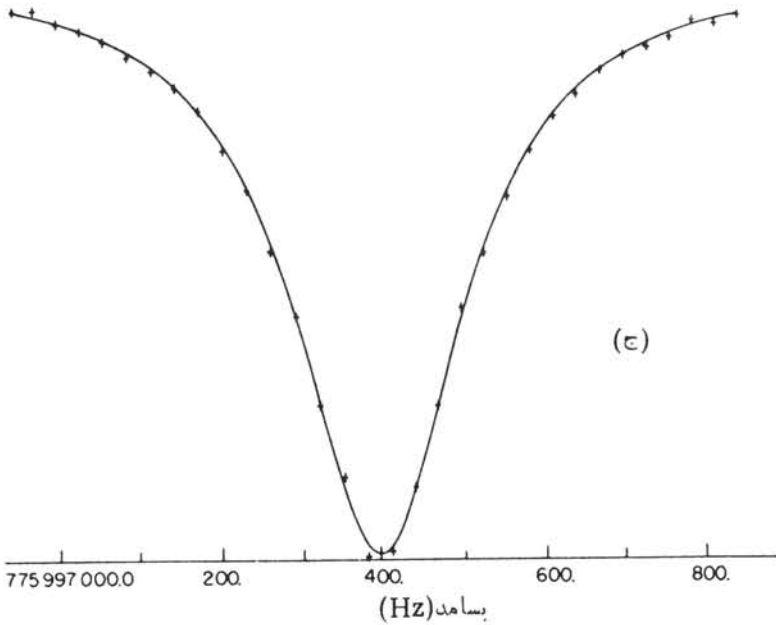
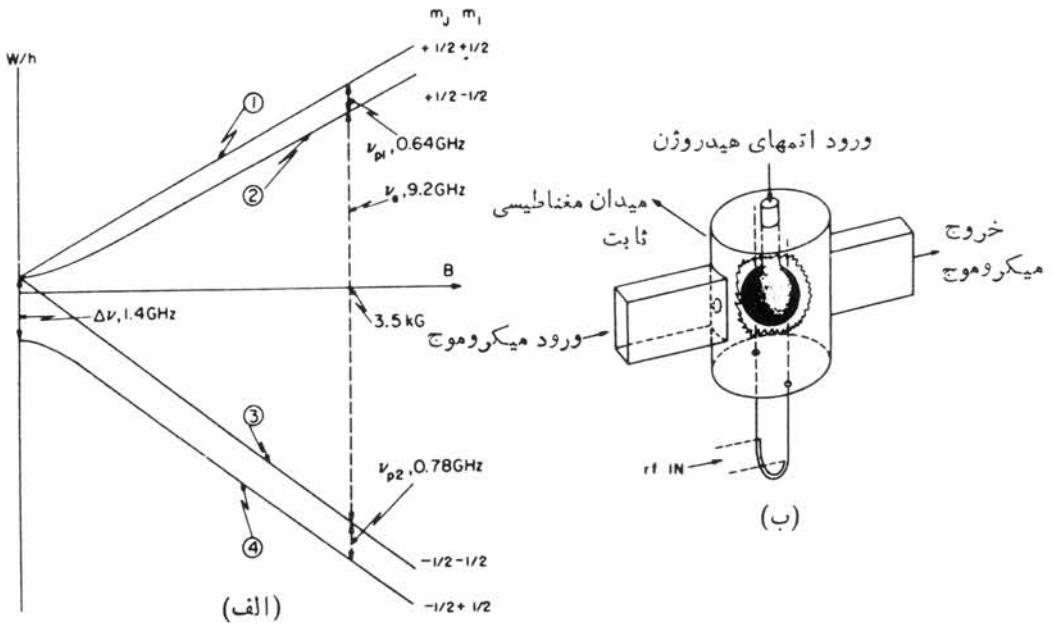
$$(\nu_p = g_P\mu_N B / h)$$

و $x = (R + 1)h\nu_p / A$ است. نسبت $R = -g_I / g_P$ موضوع آزمایش است. (علامت منفی برای این است که R مثبت شود، زیرا g_P معمولاً منفی در نظر گرفته می‌شود). بعد از کمی محاسبه پیدا می‌کنیم

$$R = \frac{y + 1}{y - 1} \quad (61.16)$$

که در آن داریم

$$y = \frac{\nu_e - \nu_{p1}}{\nu_e + \nu_{p1}} \left(1 + \frac{2A/h}{\nu_e - \nu_{p1}} \right) \quad (62.16)$$



شکل ۱۰.۱۶ (الف) ترازهای انرژی هیدروژن در میدان ثابت. در میدان قوی، حالتها توسط m_I و m_J توصیف می‌شوند و گذارهای ν_{p1} و ν_{p2} اسپین پروتون را پرمی‌گردانند $(m_I = -1/2 \leftrightarrow m_I = +1/2)$. (ب) یک کلاک تشدید برای مشاهده گذارها. اتمهای H در حبابی در یک میدان ثابت 3.5 kG انبار می‌شوند و در آن تحت تأثیر تابش میکروموج در بسامد ν_e و همزمان تحت تأثیر تابش رادیویی ν_{p1} و ν_{p2} قرار می‌گیرند. تشدید دوتایی با آشکارسازی گذار الکترون در حالی که بسامد رادیویی تغییر می‌کند مشاهده می‌شود، همان‌طور که در (ج) نشان داده شد، و بسامد (بعد از تصحیح‌های کوچک) بدین صورت به دست می‌آید $\nu_{p2} = 775997375.46 + 0.04\text{ Hz}$.

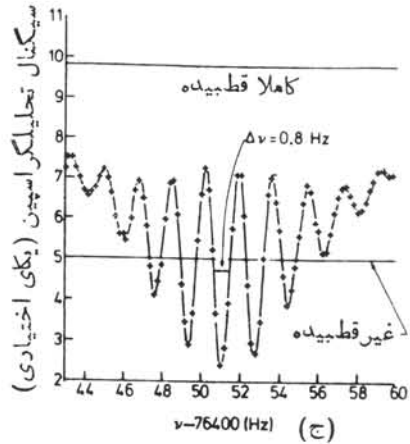
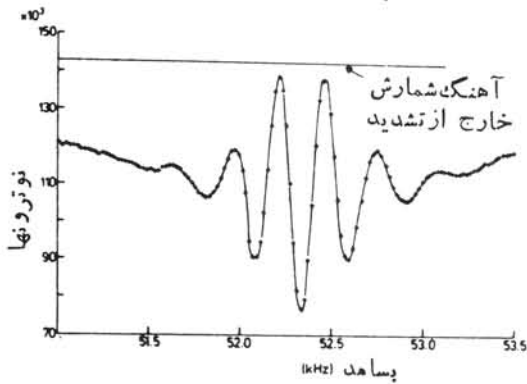
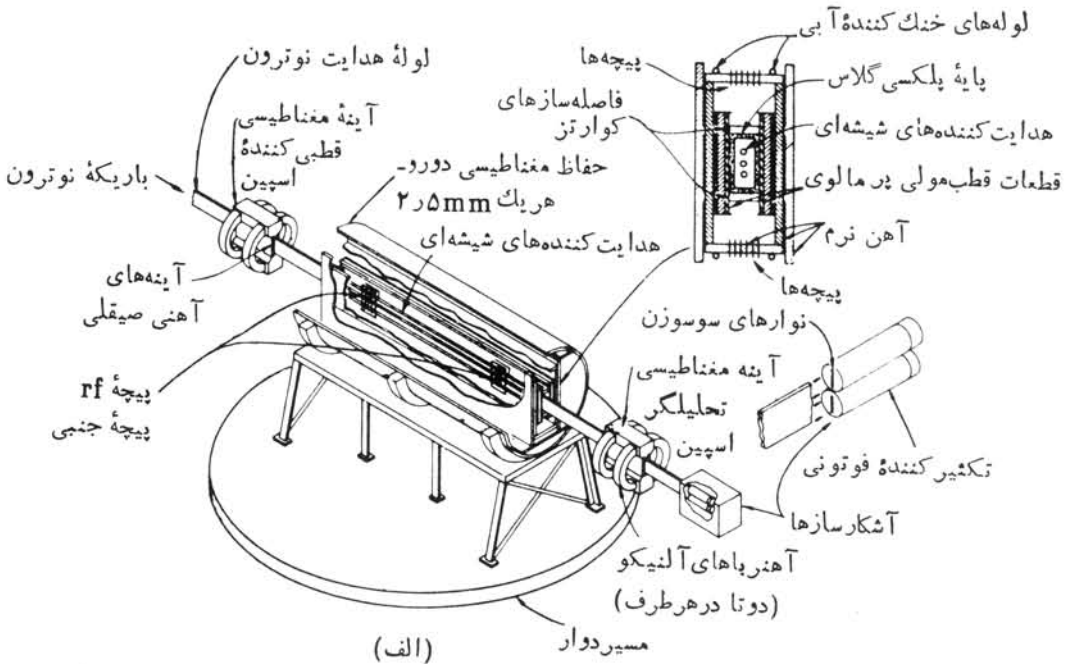
با نتیجه‌ی مشابهی که با استفاده از $\nu_{p\gamma}$ و با قراردادن $\nu_{p\gamma} = A/h - \nu_{p\alpha}$ به دست می‌آید. (شکافتگی فوق‌ریز اتم هیدروژن ۱S در میدان صفر یکی از کمیت‌های طبیعت است که با بیشترین دقت و با مقدار $A/h = 14204057517768 \pm 0.0002 \text{ Hz}$ تعیین شده است.) یکی از آخرین نتایج آزمایش به صورت $R = -g_I/g_p = 6587210706 \pm 0.0000006$ گزارش شده است. ۱. چندین تصحیح کوچک وجود دارد که باید اعمال شود، که مهمترین آنها اثرهای نسبیتی و کوانتوم الکترو دینامیکی است که ضریب g پروتون و الکترون را در هیدروژن از صورت «خام» خارج می‌کند. بعد از اینکه تمام تصحیحات انجام گرفت نتایج اصلاح شده بدین قرار است

$$\mu_p = (0.001521032181 \pm 0.0000000000015) \mu_B$$

یا بر حسب مگنتون هسته‌ای

$$\mu_p = (277928456 \pm 0.00000011) \mu_N$$

توجه کنید که نتیجه بر حسب μ_B دارای دقت يك در 10^8 است در حالی که نتیجه بر حسب μ_N دقت خیلی پایبتری دارد. اختلاف بین این دو، از خطای نسبتاً بزرگی که در نسبت m_e/m_p (که برای تبدیل μ_B به μ_N لازم است) وجود دارد، ناشی می‌شود. دقیقترین اندازه‌گیری جدید گشتاور مغناطیسی توسط گرین و همکاران گزارش شده است. در این آزمایش نسبت اندازه‌گیری شده $R = -\mu_n/\mu_p$ با استفاده از دستگاهی که قادر به چرخش اسپین تشدید پروتون و نوترون قطبیده است به دست آمده است (نه به طور همزمان چنانکه در بیشتر آزمایشهای ایده‌آل تصور می‌شود بلکه به طور متوالی و در مقایسه با همان استاندارد). ذرات قطبیده از داخل دستگاه عبور داده می‌شوند. قطبیدگی با اعمال سیگنالی با بسامد لارمور $\omega_L = \mu B / I \hbar$ چرخانده می‌شود. اگر اسپین به اندازه 180° بچرخد، (یا $3 \times 180^\circ$ ، $5 \times 180^\circ$ ، و غیره) تحلیلگر قطبش کمینه شدت را ثبت می‌کند. اگر چرخش مضربی از 360° باشد راستاهای اولیه و نهایی اسپین یکسان بوده و تعداد بیشینه‌ای از ذرات از میان تحلیلگر قطبش عبور می‌کنند. شکل ۱۱.۱۶ اثر تقدیمی لارمور تشدید را روی شدتهای پروتون و نوترون ثبت شده نشان می‌دهد. میدان ثابت در حدود 0.0018 T بود که بسامدهای لارمور را در گستره 100 kHz به دست می‌داد. نوترونها از رآکتوری هسته‌ای (با سرعت متوسط 180 m/s) و با آهنگ 10^5 /s (1.5×10^5) گرفته می‌شدند، و برای پروتونها از يك جریان آب استفاده می‌شد. يك لوله‌مرکزی می‌تواند متناوباً حامل نوترونها و حامل آب باشد، در حالی که لوله‌خارجی همواره آب را حمل می‌کند. تشدیدهای نوترون و پروتون در لوله‌مرکزی را می‌توان با تشدیدهای پروتون در آب لوله‌خارجی مقایسه کرد که بدین ترتیب از يك مرجع مشترك استفاده می‌شود. البته تصحیحاتی کوچک باید صورت گیرد. به عنوان نمونه، وجود آب در لوله‌مرکزی، اندک تغییراتی را در میدان ثابت لوله‌خارجی موجب می‌شود در نتیجه بسامد مرجع استاندارد برای پروتونها نسبت به زمانی که لوله‌مرکزی دارای نوترون است، تغییر می‌کند. تصحیحاتی دیگر باید روی نتیجه‌نهایی اعمال شود، خصوصاً اختلاف بین گشتاور مغناطیسی پروتون آزاد و پروتون موجود در آب (این اختلاف



شکل ۱۱.۱۶ دستگاه تشدید نوترونها. نوترونهای قطبیده از يك ناحیه میدان ثابت عبور می کنند و در آنجا توسط يك میدان بسامد رادیویی به حال تشدید درمی آیند. پروتونها (در آب) نیز برای مقایسه از داخل دستگاه عبور داده می شوند. نمونه‌هایی از منحنیها در پایین شکل برای نوترونها (ب) و پروتونها (ج) نشان داده شده‌اند.

که به اندازه ۲ در ۱۰^۵ قسمت است چندان زیاد نیست ولی در مقایسه با دقت مورد نظر یعنی ۱ در ۱۰^۸ قسمت، زیاد است). نتیجه نهایی گرین و همکارانش به قرار زیر است

$$\mu_n = (-0.000104187564 \pm 0.000000000026) \mu_B$$

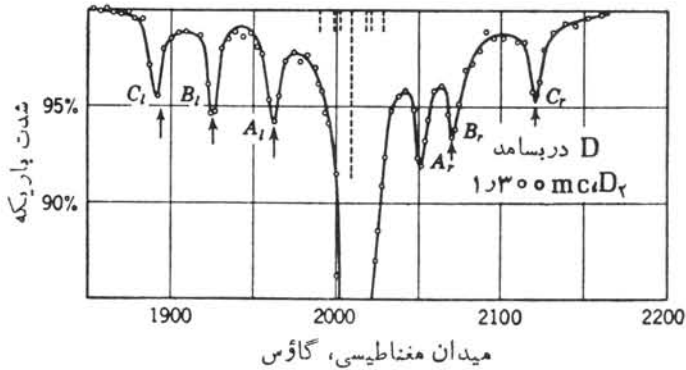
یا

$$\mu_n = (-1.91304184 \pm 0.0000000088) \mu_N$$

به عنوان آخرین موضوع در این بخش، اندازه گیریهای گشتاور دو قطبی مغناطیسی و گشتاور چار قطبی الکتریکی را در دوترون ${}^2\text{H}$ در نظر می‌گیریم. این پارامترها برای درک برهم کنش نوکلئون-نوکلئون، همان‌طور که در فصل ۴ بحث شد ضروری هستند. گشتاورهای دوترون توسط روش تشدید مغناطیسی باریکه مولکولی (که کلام مثل روش تشدید باریکه اتم است که در زیر بخش بعدی مورد بحث قرار می‌گیرد) در یک آزمایش کلاسیک اندازه گیری شده است.^۱ یک باریکه از مولکولهای D_2 به‌طور همزمان از یک ناحیه میدان مغناطیسی یکنواخت (که باعث شکافتگی زیمانی ترازاها می‌شود) و میدان بسامد رادیویی (ν) متغیر می‌گذرد و تشدیدهایی را بین حالت‌های زیمان موجب می‌شود. در این روش تشدید، بسامد ν میدان rf ثابت نگه‌داشته می‌شود و اندازه میدان یکنواخت تغییر داده می‌شود تا شکافتگی زیمان از زوج خاصی از ترازاها درست برابر $h\nu$ شود. در این لحظه جذب فوتونهای rf صورت می‌گیرد، و دستگاه طوری ساخته شده است که به‌کاهش انتقال شدت باریکه منجر می‌شود. اگر ترازهای زیمان به یک اندازه شکافته نشوند، تشدیدهای مختلفی ممکن است مشاهده شوند که هر کدام مربوط به یک شکافتگی زوج ترازهای خاص است.

چون دوهسته یکسان در D_2 دارای اسپین صحیح هستند، تابع موج کل باید از لحاظ مختصات متقارن باشد. حالت پایه مولکولی دارای تکانه زاویه‌ای دورانی $l=0$ است و حالت اسپین هسته باید متقارن باشد. بنابراین اسپین کل هسته باید $I_t=0$ یا $I_t=2$ شود. در اولین حالت دورانی برانگیخته $l=1$ ، تابع اسپین پادمتقارن و $I_t=1$ می‌شود. چشمه تولید باریکه D_2 در دمای نیتروژن مایع نگه‌داشته می‌شود، بنابراین در نتیجه توزیع بولتزمن حدود ۵۶٪ از مولکولهای باریکه را در حالت $l=0$ ($1/6$) دارای $I_t=0$ و $5/6$ دارای $I_t=2$ ، طبق وزن آماری نسبی $(2I_t+1)$ و ۳۳٪ دیگر را در حالت $l=1$ و $I_t=1$ به دست می‌دهد. ۱۱٪ باقیمانده دارای حالت‌های $l \geq 2$ هستند که در آزمایش نقشی نداشته‌اند. طیف تشدید در شکل ۱۲.۱۶ نشان داده شده است. تشدید مرکزی عمیق، ناشی از مولکولهای $l=0$ ، $I_t=2$ و متناظر است با چهار گذار با انرژی متساوی بین پنج تا از حالت‌های چند تاییه زیمان $I_t=2$: $m_l=+1 \rightarrow m_l=+2$ و غیره. با توجه به محل قرار گرفتن تشدید در $B=0.201\text{T}$ در میدان rf با بسامد $\nu=1.300\text{MHz}$ ، می‌توانیم محاسبات زیر را انجام دهیم

1. J. M. B. Kellogg et al., *Phys. Rev.*, 57, 677 (1940).



شکل ۱۲.۱۶ طیف تشدید پارامگنیکی مولکولی D_2O . دستگاه از همان نوعی است که در شکل ۱۴.۱۶ آمده است. خط چینها متناظر با مواضع گذارها بی است که در شکل ۱۳.۱۶ مورد انتظارند. در اینجا برهم کنش اسپین-مدار در نظر گرفته شده ولی از برهم کنش چارکطبی صرف نظر شده است. مکانهای واقعی تشدید به طور قابل توجهی انحراف دارند که اثر گشتاور چارکطبی هسته‌ای را نشان می‌دهد. گذارها مطابق شکل ۱۳.۱۶ علامت گذاری شده‌اند.

$$h\nu = \mu_D B$$

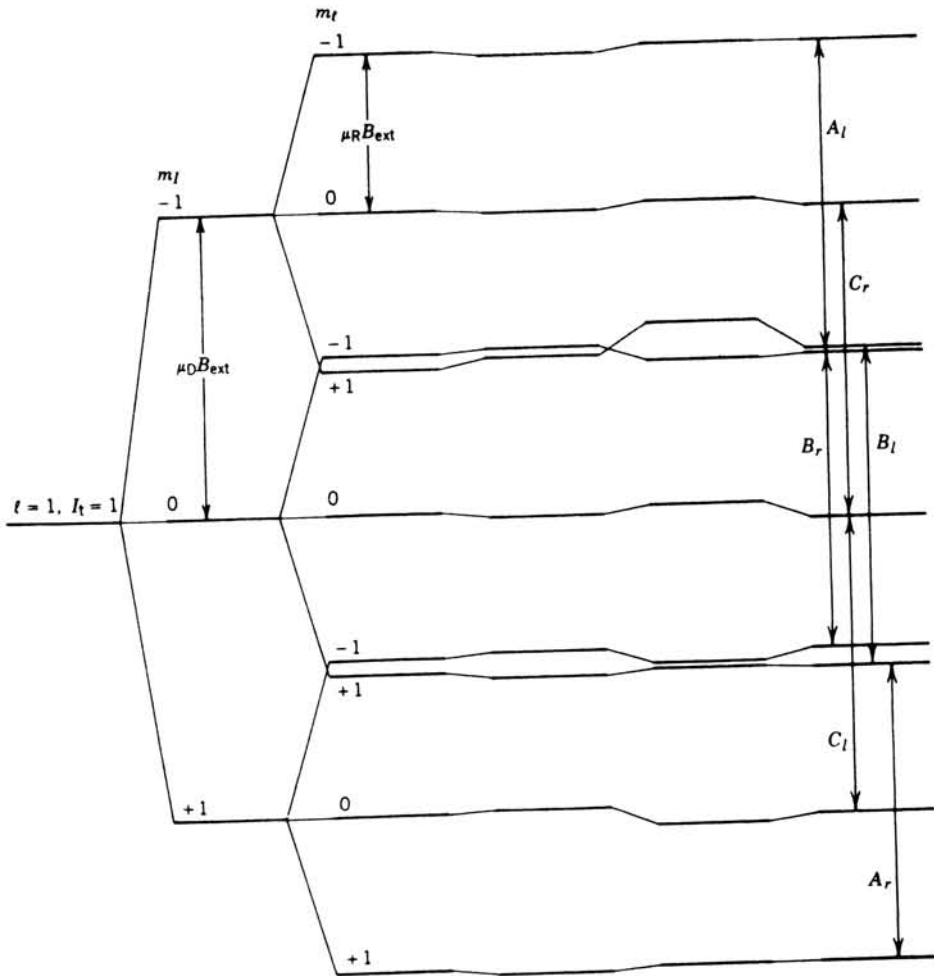
$$\mu_D = \frac{h\nu}{B} = \frac{(4.14 \times 10^{-15} \text{ eV}\cdot\text{s})(1300 \times 10^6 \text{ Hz})}{0.201 \text{ T}}$$

$$= 2.68 \times 10^{-8} \text{ eV/T}$$

$$= 0.85 \mu_N$$

(مقدار دقیقتر امروزی آن با مقایسه مستقیم بسامدهای تشدید مغناطیسی هسته‌ای برای ^2H و ^1H امکان پذیر است: $\nu(^2\text{H})/\nu(^1\text{H}) = 0.15350609 \pm 0.00000002$ معلوم قبلی μ_D نتیجه می‌شود که $\mu_D = 0.8574376 \pm 0.00000004$)
 تشدیدهای اقماری ضعیفتر در شکل ۱۲.۱۶ از حالت‌های $l=1$, $I_l=1$ حاصل می‌شوند. شکل ۱۳.۱۶ شکافتگی زیرمانی حالت‌ها را نشان می‌دهد. با در نظر گرفتن برهم کنشهای مغناطیسی μ_D و چرخش مولکول (چرخش مولکول را به صورت جریانی حلقه‌ای در نظر بگیرد که بامیدان برهم کنش می‌کند) شش نوع گذار $\Delta m_l = \pm 1$ و $\Delta m_l = 0$ امکان پذیر خواهد بود که تمام آنها انرژی یکسانی دارند (منطبق با انرژی تشدید مرکزی). اثرات کوچکی که برای مولکول H_2 شناخته شده‌اند، به پیش بینی مواضع تشدید شش گانه‌ای منجر می‌شوند که در شکل ۱۲.۱۶ با خط چینها مشخص شده‌اند. اختلاف قابل توجه بین مواضع پیش بینی شده و مواضع مشاهده شده هر شش خط به خاطر گشتاور چارکطبی دوتریون است. با استفاده

تصحیحات دیگر چار قطبی اسپین-مدار



شکل ۱۳.۱۶ ساختار فوق ریز مولکولی D_p . میدان خارجی باعث شکافتگی زیرمان ترازا بر اثر گشتاور هسته‌ای μ_D و گشتاور مغناطیسی دورانی مولکول μ_R می‌شود. گذارهای مجاز آنهایی هستند که برایشان $\Delta m_l = \pm 1$ و $\Delta m_s = 0$ است. برهم کنشهای اسپین-مدار و چار قطبی تصحیح کوچکی را در این ترازا وارد می‌کنند و تصحیحات دیگر از جمله برهم کنش دو قطبی-دو قطبی دو هسته نیز مهم است. گذارهای مجاز طوری علامت گذاری شده‌اند که باشکل ۱۲.۱۶ سازگاری داشته باشند.

از فاصله خطوط و با توجه به تصحیح اثرات کوچک دیگر، شکافتگی چار قطبی به صورت زیر به دست می‌آید

$$\frac{e^2 \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} Q}{\mu_D} = -\gamma_0 G = -\gamma_0 \gamma_0 T$$

و بنا بر این

$$e^2 \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} Q = 1.789 \times 10^{-10} \text{ eV}$$

محاسبه $\partial^2 V / \partial z^2$ با استفاده از تابع موج مولکولی کار مشکلی است اما انجام شده و گشتاور چار قطبی حاصل بدین قرار است

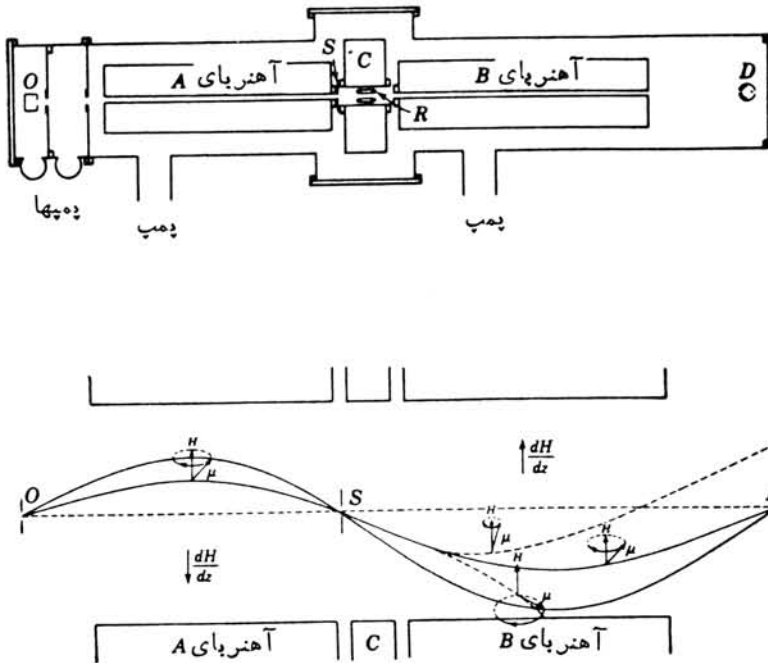
$$Q = +0.000288 \pm 0.000002 \text{ b}$$

این آزمایش بدیع کلاک و همکارانش برای حدود چهل سال، همچنان به صورت بهترین اندازه گیری گشتاور چار قطبی دوترون باقی مانده است.

حالت‌های پایه هسته‌ای پایدار

تشدید مغناطیسی باریکه اتم. بیشتر کارهای اولیه تعیین دقیق گشتاورهای دو قطبی مغناطیسی هسته توسط رابی و همکارانش که روش تشدید مغناطیسی باریکه اتم را ابداع کرده‌اند، انجام گرفته است. نمای دستگاه مورد استفاده در شکل ۱۴.۱۶ نشان داده شده است. یک باریکه از اتم (یا مولکول) در کوره‌ای آماده می‌شود، باریکه از توزیع سرعت ماسکول پیروی می‌کند. باریکه از داخل اتاقک تخلیه شده‌ای که دارای سه آهنربای A، C، و B است می‌گذرد. در انتهای اتاقک یک دستگاه آشکارساز جریان باریکه را ثبت می‌کند. آهنرباهای A و B میدانهای ناهمگن (ثابت در جهت باریکه اما متغیر در جهت عمود بر جهت باریکه) ایجاد می‌کنند. میدانها در ناحیه A و B هم جهت‌اند اما گرادیانهای میدان $\partial B / \partial z$ در جهت مخالف هستند. در ناحیه C میدان ناهمگن B وجود دارد.

مثل دستگاه اشترن-گرلاخ، میدان ناهمگن باعث انحراف باریکه می‌شود و اتمهایی که در ناحیه A با سرعت اولیه مناسب وارد شده‌اند طوری منحرف می‌شوند که از روزنه S بگذرند. آهنربای B با گرادیان میدان مخالف، باریکه را مجدداً روی آشکارساز متمرکز می‌کند. برای اینکه این عمل صورت گیرد، باید نیرو در ناحیه A و B از نظر اندازه برابر باشد زیرا نیرو به مؤلفه z تکانه زاویه‌ای اتم یا هسته بستگی دارد، در این صورت اگر J_z یا I_z در مواقع عبور از C بدون تغییر بماند، گرادیانهای میدان یکسان به تجدید تمرکز کلی منجر می‌شوند و جریان مشاهده شده را بیشینه می‌کنند. از آنجا که گشتاورهای مغناطیسی اتم حدوداً ۱۰^{-۳} بار بزرگتر از گشتاورهای مغناطیسی هسته هستند، معمولاً اثرهای اتمی در این آزمایشها غلبه دارند. اگر بخواهیم گشتاورهای هسته‌ای را بررسی کنیم، در این صورت باید آنها را به صورت مولکولهایی که تکانه زاویه‌ای الکترونی‌شان صفر است به کار ببریم که فرض می‌کنیم چنین وضعیتی در بحث زیر برقرار است.



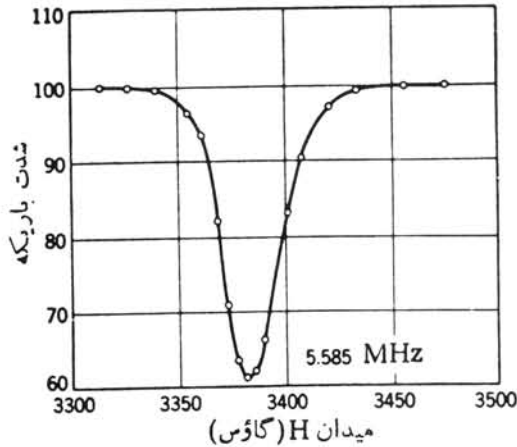
شکل ۱۴-۱۶ دستگاه تشدید باریکه مولکول. باریکه‌ای که در کوره O تولید می‌شود در صورتی به آشکارساز D می‌رسد که از روزنه S بگذرد. یک میدان بسامد رادیویی تشدید می‌تواند حالت m و در نتیجه جهت قرار گرفتن گشتاور مغناطیسی را تغییر دهد که در این صورت، مولکولها به آشکارساز نخواهند رسید.

در ناحیه C گشتاورهای مغناطیسی با مقدار ثابت $I_z = m_I h$ حول B_0 می‌چرخند. حالا اگر یک میدان نوسانی را عمود بر B_0 طوری اعمال کنیم که بسامد ν با چنان دقتی انتخاب شود که $h\nu$ برابر اختلاف انرژی بین زیرحالت‌های m_I و $m_I \pm 1$ باشد، در این صورت هسته‌ها می‌توانند یکی از این فوتونها را جذب کنند و مقدار I_z را تغییر دهند. هسته‌هایی که در این جذب و تغییر I_z شرکت می‌کنند در ناحیه B مجدداً متمرکز نمی‌شوند و در نتیجه به آشکارساز نمی‌رسند.

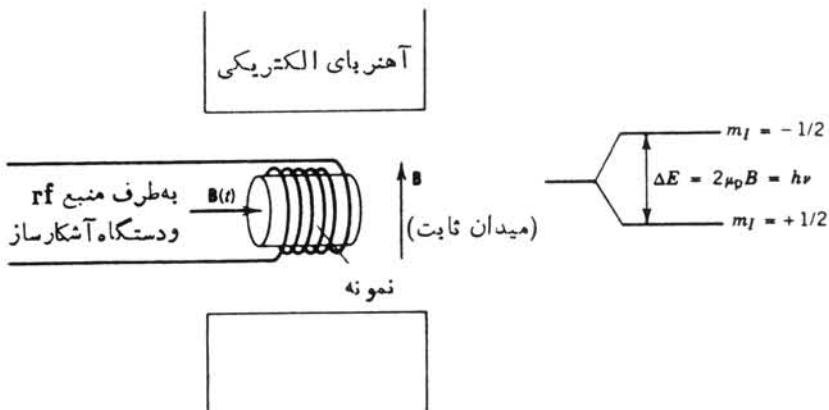
انرژی گشتاور مغناطیسی هسته $\mu = g_I I \mu_N$ در میدان B_0 بدین قرار است

$$E = g_I B_0 \mu_N m_I \quad (۶۳-۱۶)$$

وفاصله جدایی بین حالت‌های m_I و $m_I \pm 1$ به‌قرارداد است



شکل ۱۵۰۱۶ اندازه‌گیری تشدید ${}^7\text{Li}$ با استفاده از دستگاه شکل ۱۴۰۱۶.



شکل ۱۶۰۱۶ نمودار ساده‌ای از دستگاه تشدید مغناطیسی. برای پروتونها (یا هسته‌های دیگر با اسپین $1/2$) شکافتگی انرژی بین دو حالت زیمن در سمت راست نشان داده شده است. پسامد سیگنال rf تغییر داده می‌شود تا اینکه در گذارهای بین حالتها انرژی جذب شود.

$$\Delta E = g_I B_0 \mu_N \quad (۶۴۰۱۶)$$

در این صورت شرط تشدید چنین می‌شود

$$g_I B_0 \mu_N = h\nu \quad (۶۵۰۱۶)$$

که در اینجا هم ν و هم B_0 می‌توانند تغییر داده شوند تا همان‌طور که کاهش جریان باریکه

وارد شده به آشکار ساز نشان می‌دهد، حالت تشدید حاصل آید .

شکل ۱۵.۱۶ نتایج اولیه گروه‌رایی را از باریکه ^7Li نشان می‌دهد. تشدید در $B_0 = 0.3385\text{T}$ و در بسامد $\nu = 5585\text{MHz}$ صورت می‌گیرد، از معادله (65.16) مقدار $g_I = 2.167$ را محاسبه می‌کنیم و در نتیجه داریم $\mu = 3.250\mu_N$ (می‌دانیم $I = 3/2$ است).

تشدید مغناطیسی هسته. فرایند تشدید مغناطیسی هسته (NMR) با فرایند تشدید مغناطیسی باریکه اتم وجه اشتراک‌هایی دارد. اختلاف‌های عمده بدین قرار است که (۱) هسته‌ها به صورت جامد و مایع در مواد وجود دارند، و (۲) تشدید با مشاهده جذب توان بسامد رادیویی قابل آشکار سازی است. یکی از دستگاه‌ها در شکل ۱۶.۱۶ رسم شده است. در اینجا هم از یک میدان ثابت و یک میدان بسامد رادیویی متغیر سینوسی در راستای عمود بر اولی استفاده می‌شود.

برای سادگی در اینجا ماده‌ای مثل یک هیدروکربن را در نظر می‌گیریم که غنی از پروتون است، میدان ثابت B محور z دستگاه مختصات را تشکیل می‌دهد که نسبت به آن اسپین پروتون می‌تواند موازی یا پاد موازی باشد، یعنی $m_I = \pm 1/2$. انرژی حالت موازی $-\mu_p B$ و انرژی حالت پاد موازی $+\mu_p B$ است. اختلاف انرژی عبارت است از

$$\Delta E = 2\mu_p B \quad (66.16)$$

که اگر سیگنال متغیر سینوسی را با بسامد $\nu = \Delta E/h$ اعمال کنیم (یعنی اگر نمونه را تحت تأثیر سیلی از فوتون‌های با این بسامد قرار دهیم) پروتون‌ها با جذب انرژی از یک وضعیت اسپینی به وضعیت دیگری روند. بنابراین در بسامد

$$\nu = \frac{2\mu_p B}{h} \quad (67.16)$$

مشاهده می‌کنیم که پروتون‌ها با جذب انرژی سمتگیری اسپینی‌شان را به عقب و جلو می‌برند. برای یک میدان آزمایشگاهی نسبتاً کم $B = 1\text{T}$ بسامد تشدید برابر است با

$$\nu = \frac{2(2.167)(5.05 \times 10^{-27}\text{J/T})(1\text{T})}{6.63 \times 10^{-34}\text{J}\cdot\text{s}}$$

$$= 42.5\text{MHz}$$

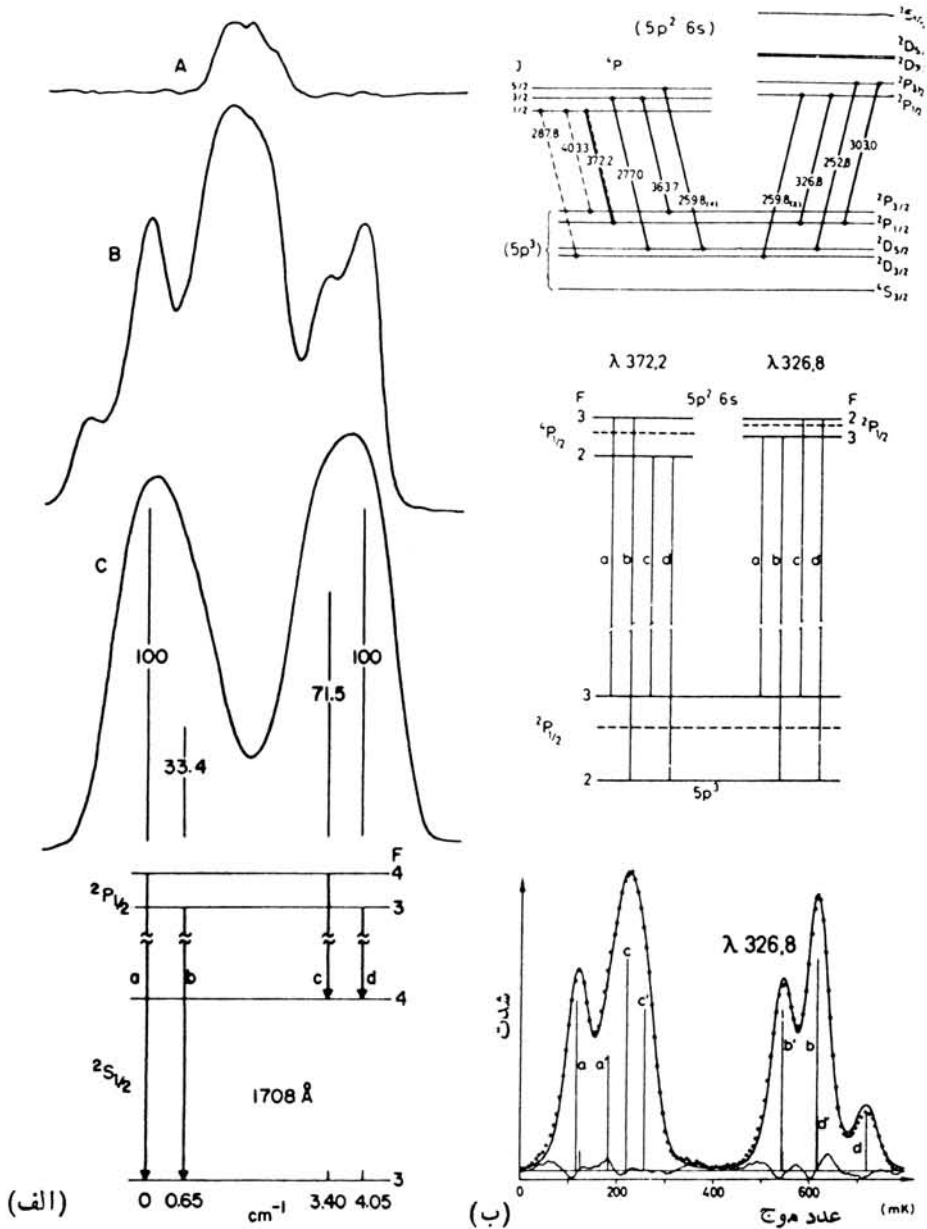
که در گستره بسامد رادیویی طیف قرار دارد.

در آزمایش واقعی، تعداد پروتون‌ها در هر یک از وضعیت‌های اسپینی توسط ضرب بولتزمن $e^{-\Delta E/kT}$ تعیین می‌شود. دردمای اتاق داریم $kT \approx 0.025\text{eV}$ ، در حالی که در $B = 1\text{T}$ اختلاف انرژی $\Delta E = 1.8 \times 10^{-7}\text{eV}$ است. در این صورت، عدم توازن نسبتاً کوچکی

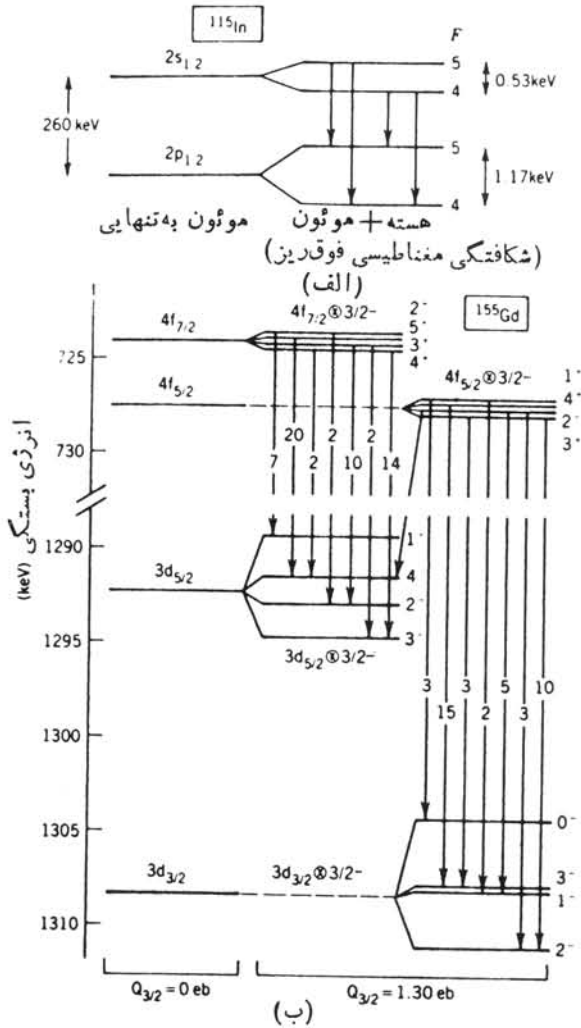
از پروتونها در حالت انرژی پایینتر (موازی)، از مرتبه $6 \times 10^{-6} = \gamma \Delta E/kT$ و وجود دارد. با اینکه می‌توان انتظار داشت که پروتونها در حالت بالاتر می‌توانند از طریق گسیل تحریک شده و رها سازی فوتون تمام فوتونهای جذب شده در حالت پایینتر را تأمین کنند، ولی چنین موردی پیش نمی‌آید. پروتونهای حالت بالاتر می‌توانند انرژی خود را از دست بدهند و با انتقال مستقیم انرژی به مواد اطراف از طریق فرایندی که واهلش اسپین-شبه نامیده می‌شود به حالت انرژی پایین «برگردند». زمان واهلش اسپین-شبه حدوداً از مرتبه ثانیه تا میلی ثانیه است که به ماده میزبان و دما بستگی دارد.

تشدید مغناطیسی هسته را می‌توان به هر هسته‌ای (غیر از هسته با اسپین صفر) در هر محیطی اعمال کرد. بسامد تشدید مطابق اختلاف انرژی بین زیرحالت‌های مغناطیسی مجاور از رابطه (66.16) به دست می‌آید. چون می‌توانیم بسامدهای تشدید را با دقت زیادی اندازه بگیریم، گشتاورهای مغناطیسی را به دقت می‌توان تعیین کرد. همچنین از هسته‌هایی که گشتاورهایشان مشخص است می‌توان برای بررسی محیط الکترونی اطراف استفاده کرد که می‌تواند از طریق اندازه‌گیری مقدار موضعی B و یا زمان واهلش اسپین-شبه صورت گیرد. ترکیبات آلی اغلب با ایزوتوپهایی مثل ^{13}C یا ^{17}O غنی می‌شوند (زیرا ^{12}C و ^{16}O دارای اسپین صفر هستند) و علامت NMR را می‌توان برای بررسی پیوند شیمیایی آنها به کار برد. در فرم مغناطیسیها میدان اعمال شده با ضریب قابل توجهی در محل هسته‌ها زیاد می‌شود. در آهن که با میدان اعمال شده از مرتبه 10^4 اشباع می‌شود، میدان روی یک هسته Fe در حدود 33T است. ساختار اتمی می‌تواند اثر قابل توجهی روی این میدان داشته باشد. اگر آلیاژی از اتمهای طلا و Fe ایجاد کنیم، میدان در محل هسته‌های Au می‌تواند به 115T بالغ شود. در دیگر مواد فرم مغناطیسی مثل فلزات کمیاب خاکی، میدانهای موضعی در حدود چند صد تسلا قابل تشخیص اند. این میدانها که در اصطلاح میدانهای فوق‌دیز ناخالصی نامیده می‌شوند، از طریق تشدید مغناطیسی هسته (NMR) با دقت زیادی قابل اندازه‌گیری هستند و با تغییر سیستماتیک ناخالصی‌هایشان می‌توانیم اطلاعات مورد نظر فیزیک اتمی و حالت جامد را به دست آوریم.

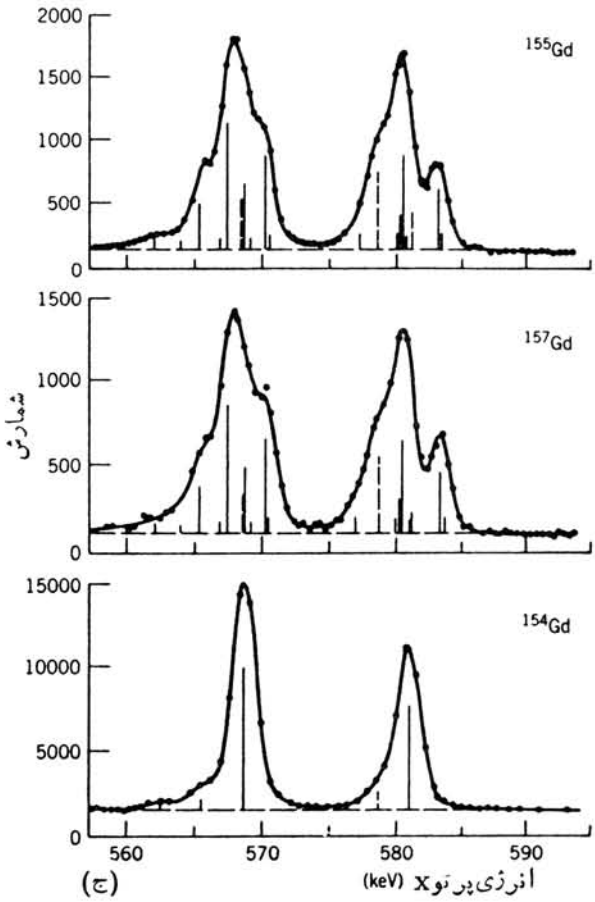
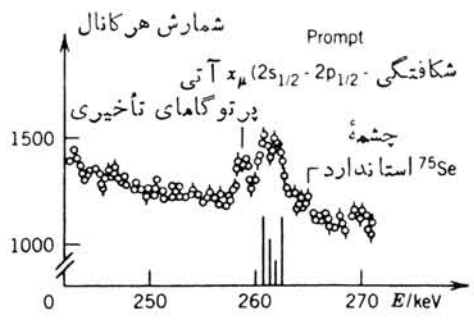
ساختار فوق ریز نوری. اگر می‌توانستیم به تفکیک بسیار بالا در گذارهای نوری بین حالت‌های F ، مثل آنهایی که برای ^{23}Na در شکل ۶.۱۶ آمده است برسیم، قادر می‌شدیم به طور مستقیم ثابت ساختار فوق ریز A را به دست آوریم. در عمل، این کار اغلب می‌تواند خیلی مشکل باشد، چون پهنای خطوط تجربی ممکن است هم اندازه (یا بزرگتر از) فاصله فوق ریز باشد. روش «کلاسیکی» طیف‌سنجی نوری که در آن اتم‌ها را به صورت حرارتی و یا به صورت تخلیه الکتریکی برانگیخته می‌کنیم و نور گسیل شده را توسط یک طیف‌سنج با توان تفکیک بالا مورد مشاهده قرار می‌دهیم، در اینجا چندین فایده‌ای ندارد. در سالهای اخیر، روش لیزرهای قابل تنظیم که در آن باریکه اتم را از داخل باریکه لیزر عبور می‌دهند و فلوئورسانی تشدید را مورد بررسی قرار می‌دهند، موفقیت بیشتری داشته است. در این روش، اتم نور را جذب و دوباره گسیل می‌کند، و این در شرایطی صورت می‌گیرد که لیزر روی بسامد اپتیکی مناسب مطابق با اختلاف بین حالت‌های F پایه نوری و چند تا به برانگیخته تنظیم شده باشد. (داده‌های



شکل ۱۶.۱۷ اندازه گیریهایی ساختار فوق ریز در گذارهای نوری. (الف) شکافتگی فوق ریز مغناطیسی در $^{181}\text{Ta} (I=7/2)$. طیفهای علامت گذاری شده با A, B, C, نتایج و لتهای یونیده مختلف را که تولید حالت های یونیده مختلف در Ta می کنند نمایش می دهد. ناهای شکافتگی فوق ریز به ترتیب برابر $A = 25850 \pm 15 \text{ GHz}$ و $486 \pm 15 \text{ GHz}$ برای حالت های پایه و پرنگیخته اتم است، که با استفاده از آن گشتاور هسته ای $2.36 \pm 0.2 \mu\text{N}$ به دست می آید. (ب) شکافتگی چار قطبی الکتریکی در Sb. در بالای شکل چند تابه حالت های اتمی ناشکافته، و در وسط شکافتگی فوق ریز برای دو گذار اتمی $I=3/2$ نشان داده شده است. در پایین شکافتگی مشاهده شده نشان داده شده است. نمادهای پریم دارم بوط به ^{123}Sb و نمادهای بدون پریم مربوط به ^{121}Sb است. گشتاورهای چار قطبی بر آورده شده عبارت اند از $Q(121) = -0.36 \pm 0.04$ و $Q(123) = -0.49 \pm 0.05$ b.



شکل ۱۸-۱۶ طیف پرتو X موئون و شکافتگی فوق ریز. (الف) درست چپ حالتی الکترون گونه) موئون $2s_{1/2}$ و $2p_{1/2}$ در $^{115}\text{In} (I=9/2)$ نشان داده شده است. جفت شدگی بین $1/2 = J$ و طیف مشاهده شده برای چهار مؤلفه که تا اندازه ای قابل تشخیص اند دیده می شود که با خطوط عمودی علامت گذاری شده است. پرتو گامای تأخیری، حاصل از واکنش هسته ای است که از طریق گیراندازی موئون هسته ای راه اندازی شده است. (ب) جفت شدگی فوق ریز چار قطبی الکتریکی در Gd موئون، درست چپ چندتا یه های فوق ریز پرتوهای ایکس $M(4f)$ تا $3d$ حاصل از جفت شدگی دو تا یه های اسپین مدار موئون با اسپین هسته ای $3/2$ نشان داده می شوند. طیف مشاهده شده در (ج) نشان داده شده است در حالی که ^{155}Gd و ^{157}Gd مشابه ^{154}Gd با اسپین صفر مقایسه می شود. پیکانهای عمودی درست چپ هر یک از گذارها را نمایش می دهند. اعداد روی پیکانها شدت نسبی را مشخص می کنند. با توجه به شکافتگی مشاهده شده گشتاور چار قطبی هسته ای مساوی $Q = 1.30 \pm 0.20 \text{ eb}$ به دست می آید.



شکل ۱۸-۱۶ (ادامه)

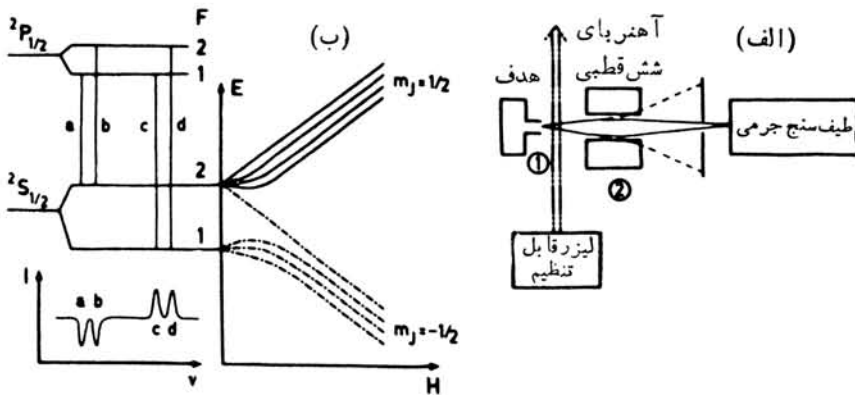
Na در شکل ۶.۱۶ با استفاده از این روش به دست آمده است. شکل ۱۷.۱۶ قسمتی از طیف ساختار فوق ریز نوری و گشتاورهای هسته‌ای به دست آمده را نشان می‌دهد. یکی از اشکالات مهم این روش شناخت تابع موجهای الکترونی است که به کمک آنها بایستی از پارامترهای فوق ریز A و B به گشتاورهای هسته‌ای μ و Q برسیم. برای عناصر قلیایی و بعضی از عناصر مشخص دیگر تابع موجهای الکترونی به اندازه کافی شناخته شده هستند که بتوان μ و Q را به دست آورد، اما برای خیلی دیگر از عناصر، تابع موجهای بس-الکترونی بسیار کم شناخته شده است. یک راه حل این است که از اتمهای موثونی که در آنها یک موثون منفی در مجموعه‌ای از ترازهای هیدروژن گونه گیر اندازی می‌شود استفاده شود. از آنجا که موثون حدود ۲۵۰ بار سنگینتر از الکترون است، شعاع مدارهایش $1/250$ شعاع مربوط به مدارهای الکترونی می‌شود. زمانی که موثون (که ممکن است در ابتدا در یک حالت با عدد کوانتومی اصلی خیلی بزرگی گیر اندازی شود) به حالت $n=14$ می‌رسد از مدار $1s$ الکترونی می‌گذرد، در این صورت مدارهای داخلی موثون بخوبی در داخل مدارهای الکترونی قرار می‌گیرند و نسبتاً از تأثیر استتار الکترونی یا عدم قطعیت‌های دیگری که با وجود الکترونها حاصل می‌شود به دور می‌مانند. بدین جهت در محاسبات می‌توانیم با موثون مثل یک الکترون (نسبتی) بادقت زیاد رفتار کنیم. فوتونهای گذار موثونی $1s \rightarrow 2p$ پرتوهای x موثونی K_{α} نامیده می‌شوند که دارای انرژی‌هایی در فاصله یک تا چند MeV برای هسته‌های متوسط تا سنگین هستند. ترازهای موثونی از طریق برهم کنش فوق ریز درست مثل ترازهای الکترونی با هم جفت می‌شوند. بنابراین تراز موثونی $s_{1/2}$ به دو تراز با $F = I \pm 1/2$ که در آن I همان عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای هسته است شکافته می‌شود. این شکافتگی از طریق ثابت فوق ریز دوقطبی مغناطیسی A که دارای همان معنی ثابت فوق ریز الکترونی ولی با مقدار متفاوت است که به علت اختلاف گشتاورهای مغناطیسی و تابع موجهای موثون و الکترون به وجود می‌آید، به گشتاور مغناطیسی هسته مربوط می‌شود. به طور نمونه، A برای شکافتگی فوق ریز موثونی از مرتبه $10^3 eV$ است در حالی که در مورد الکترونی از مرتبه $10^{-6} eV$ است. با اینکه شکافتگی فوق ریز خیلی بزرگ است نمی‌توانیم آن را به همان دقت اندازه‌گیری کنیم، زیرا بهترین آشکارساز فوتونی دارای توان تفکیک چند keV در گستره انرژی MeV است و مؤلفه‌های فوق ریز موثونی هم قابل جدا شدن نیستند - در نتیجه چیزی که مشاهده می‌کنیم خطوط پهن شده است. شکل ۱۸.۱۶ نمونه‌ای از طیف پرتوهای x با شکافتگی ساختار فوق ریز را نشان می‌دهد. این روش برای اندازه‌گیری گشتاورهای دوقطبی مغناطیسی خیلی مفید نیست.

از طرف دیگر گشتاورهای چارقطبی الکترونیکی را می‌توان بادقت بالایی تعیین کرد، زیرا پارامتر فوق ریز چارقطبی موثونی B برابر $10 keV$ یا بیشتر است که امکان تفکیک واضح ساختار را فراهم می‌کند. تابع موجها نیز بادقت بالایی به دست می‌آیند و مقادیر Q را می‌توان مستقیماً از B تعیین کرد. شکل ۱۸.۱۶ نمونه‌ای از شکافتگی طیف موثونی از طریق برهم کنش چارقطبی الکترونیکی را نشان می‌دهد.

حالت‌های پایه رادیواکتیو

ساختار فوق‌ریز نوری با باریکه اتمی. یکی از پیشرفتهای تازه و جالب در مطالعه حالت‌های پایه هسته، امکان بررسی زنجیره‌ای از ایزوتوپ‌های طیف ۱۰ تا ۲۰ عدد اتمی یا فاصله بیشتر است. از آنجا که معمولاً فقط چند تایی از اینها پایدار یا دارای طول عمر نسبتاً زیاد هستند، لازم است روشی در اختیار داشته باشیم که قادر باشد گشتاور حالاتی را که دارای عمر کوتاه (نیمه عمر چند ثانیه) هستند تعیین کند. بعلاوه، برای اینکه بتوانیم مقایسه‌ای بین گشتاورهای همسایه به عمل آوریم، باید بتوانیم اندازه‌گیری را با دقت زیاد انجام دهیم. سرانجام، با توجه به اینکه نمونه‌ها با عمر کوتاه درواکش هسته‌ای تولید می‌شوند، باید تکنیکی در اختیار داشته باشیم که مقادیر اندازه‌گیری شده را از مشاهده تعداد نسبتاً کم آنها به دست دهد.

یک روش ابتدایی برای این اندازه‌گیریها استفاده از تکنیک اصلاح شده تشدید مغناطیسی باریکه اتم است، که ما آنرا به عنوان مثال برای اندازه‌گیری زنجیره ایزوتوپهای Na در نظر می‌گیریم. همان‌طور که در شکل ۱۹.۱۶ می‌بینیم، یک باریکه شامل مخلوطی از ایزوتوپهای سرشار از نوترون Na را، با بمباران هدف اورانیم توسط پروتون‌ها، به دست می‌آوریم. (البته محصولات دیگر واکنش نیز درست می‌شوند، اما چون روی آزمایش اثری ندارند از آنها صرف نظر می‌کنیم). اتم‌ها که اصولاً در حالت پایه $^2S_{1/2}$ هستند، به وسیله لیزر رزینه‌ای قابل تنظیم به حالت $^2P_{1/2}$ برانگیخته می‌شوند (خط سدیم D_1). هر دو حالت به صورت دوتایه فوق‌ریز با $F = I \pm (1/2)$ شکافته می‌شوند (اما با مقادیر مخالف A). برانگیختگی



شکل ۱۹.۱۶ آزمایش تشدید باریکه اتم برای هسته‌های رادیواکتیو با عمر کوتاه. باریکه اتمی در (الف) در هدف شتاب‌دهنده و با استفاده از واکنش هسته‌ای تولید می‌شود. لیزر اتم‌ها را از حالت پایه $^2S_{1/2}$ به حالت برانگیخته $^2P_{1/2}$ تحریک می‌کند. همان‌طور که در (ب) نشان داده شده است، بین حالت‌های بادوساختار فوق‌ریز دوتایی، چهار تشدید ممکن است به وجود بیاید. فقط اتم‌های $m_j = +1/2$ متمرکز و در طیف‌سنج جرمی شمرده می‌شوند. همین که بسامد لیزر تغییر داده می‌شود، گذارهای روبه بالا a و b آهنگ شمارش اتم‌های $m_j = +1/2$ را کاهش و گذارهای روبه پایین c و d آهنگ شمارش را افزایش می‌دهند.

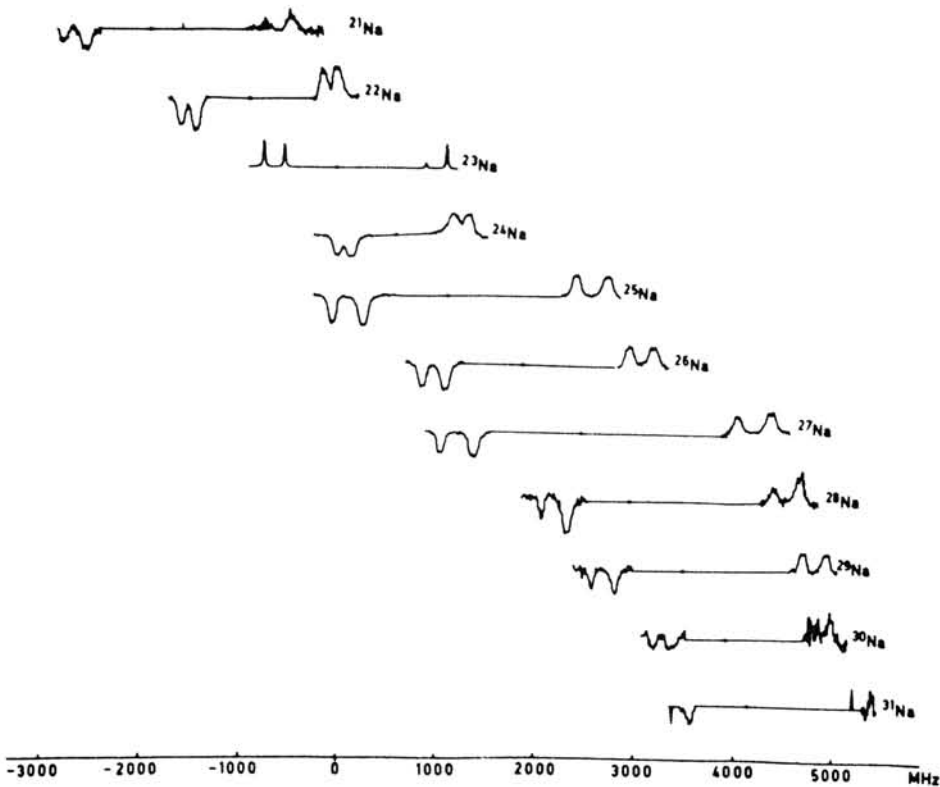
لیزر در میدان مغناطیسی ضعیف صورت می‌گیرد که در آن m_F به عنوان علامت زیر حالتها به کار می‌رود، اما باریکه سپس به ناحیه میدان قوی وارد می‌شود که در آنجا I و J از هم جدا می‌شوند و در این صورت علامتهای مناسب m_J و m_I خواهند بود. یک آهنربای کانونی کننده اتمهای با $m_J = +1/2$ را متمرکز و آنهایی که دارای $m_J = -1/2$ هستند تمرکز زدایی می‌کند. اتمهای متمرکز شده به صورت یون درمی‌آیند و با استفاده از طیف‌سنج جرمی تشخیص داده می‌شوند.

حال چهار گذاری را که با a, b, c, d در شکل ۱۹.۱۶ مشخص شده‌اند در نظر می‌گیریم. حالت‌های با $m_J = +1/2$ فقط از تراز $F = I + 1/2$ حاصل می‌شوند (زیرا عبور باریکه از ناحیه میدان ضعیف به میدان قوی به طوری دررو انجام می‌شود و در نتیجه جهت اسپین حفظ می‌شود). گذارهای a و b زیر حالت‌های $m_J = +1/2$ را با برانگیختن آنها به ترازهای $^2P_{1/2}$ ، تخلیه می‌کنند. البته این ترازها، قبل از اینکه اتمها توسط طیف‌سنج جرمی جمع شوند، سرعاً به تراز پایتتر $^2S_{1/2}$ واپاشیده می‌شوند. بعضی از واپاشیدگیاها زیر تراز $m_J = +1/2$ و بعضی دیگر $m_J = -1/2$ را در حالت پایه $^2S_{1/2}$ پرمی‌کنند. اما در نهایت، تعدادی از اتمها از زیر حالت‌های $m_J = +1/2$ ناپدید خواهند شد، زیرا تمام اتمهای برانگیخته شده توسط گذارهای a و b با $m_J = +1/2$ شروع می‌کنند ولی تمامشان به این حالت بر نمی‌گردند. به همین ترتیب، گذارهای c و d باعث ازدیاد اتمهای $m_J = +1/2$ می‌شوند، زیرا هیچ کدام از آنهایی که با c یا d برانگیخته شده‌اند با $m_J = +1/2$ شروع نمی‌کنند، اما بعضی از آنها ممکن است از طریق واپاشی از تراز $^2P_{1/2}$ به این حالت برسند. با تنظیم بسامد لیزر روی این چهار بسامد، در جریان خروجی طیف‌سنج جرمی در انرژیهای a و b کاهش شدت، و در انرژیهای c و d افزایش شدت مشاهده خواهد شد.

شکل ۲۵.۱۶ نتایج آزمایش ایزوتوپیهای $^{21}\text{Na} - ^{23}\text{Na}$ را نشان می‌دهد. در اینجا باریک انتقال ایزوتوپ روبه‌رو هستیم که در آن نقش تولید شده با افزایش عدد جرمی و در نتیجه با ازدیاد شعاع هسته کم به سمت راست حرکت می‌کند. برای هر ایزوتوپ می‌توانیم شکافتگی فوق‌ریز حالت $^2P_{1/2}$ یا $(E_b - E_a)$ یا $(E_d - E_c)$ و حالت $^2S_{1/2}$ یا $(E_c - E_a)$ یا $(E_d - E_b)$ را پیدا کنیم. تفاوت ثابت فوق‌ریز A از یک ایزوتوپ به ایزوتوپ دیگر بساید به علت تغییرات ضریب هسته‌ای g باشد.

$$\frac{A_x}{A_{23}} = \frac{g_x}{g_{23}} \quad (۶۸.۱۶)$$

که در آن شاخص ۲۳ مربوط به ایزوتوپ پایدار ^{23}Na است که برای مقایسه به کار برده می‌شود. با مقایسه شکافتگی فوق‌ریز می‌توان گشتاورهای مغناطیسی را تعیین کرد. جدول ۱۰.۱۶ خلاصه‌ای از مقادیر اندازه‌گیری شده را نشان می‌دهد. دقت بسیار بالا (۱۱ درصد) و نیمه عمر کوتاه تا مرتبه میلی ثانیه در این اندازه‌گیریها شایان توجه است. اختلافهای کوچک در



شکل ۲۰.۱۶ اطلاعات به دست آمده با دستکاه شکل ۱۹.۱۶ برای اینزوتوپهای مختلف سدیم. تغییرات در فاصله‌های نسبی دو تاییه‌ها از اختلاف‌های بین گشتاورهای مغناطیسی اینزوتوپها ناشی می‌شود. جا به جایی تدریجی به سمت راست، همان انتقال اینزوتوپ است که از ازدیاد شعاع هسته همراه با ازدیاد عدد جرمی صورت می‌گیرد.

گشتاورهای بین حالت‌هایی که از هر نظر غیر از گشتاور مشا به یکدیگر بند (مثل چهار حالت $I = 3/2$) می‌تواند به عنوان کلیدی برای فهم تغییرات کوچک ساختار هسته بر اثر افزایش دونوترون مورد استفاده قرار گیرد.

اندازه گیریه‌های دیگر با استفاده از روشهای مختلف بر پایه برانگیختگی نوری بالیزر قابل تنظیم، برای مشاهده زنجیره‌های Rb ($A = 76$ تا $A = 97$)، Cs ($A = 118$) تا Ba ($A = 123$ تا $A = 145$)، و غیره به کار برده شده است. تعیین سمتگیری هسته‌ها در دمای پایین. در بخش ۵.۱۰ سمتگیری حالت‌های هسته‌ای در دمای بسیار پایین ($T \ll K$) به طور خلاصه مورد بحث واقع شد. اکنون فرض می‌کنیم که هسته‌ای با اسپین I گشتاور مغناطیسی μ داریم که در میدان مغناطیسی B قرار دارد. نتیجه شکافتگی زیمانی $2I + 1$ تراز، مطابق با سمتگیریهای مختلف بین بردار I (یا μ) و B است. (معمولا فرض می‌کنیم B در همان امتداد محور Z قرار دارد). در یک میدان آزمایشگاهی بزرگ

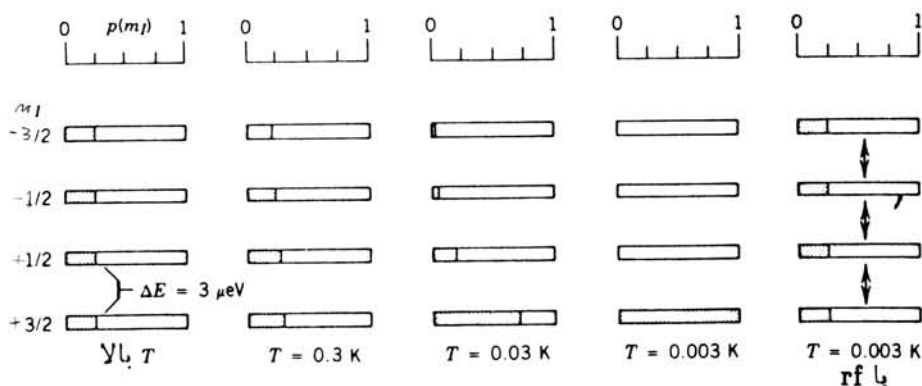
در حدود $1T$ ، شکافتگی ΔE عبارت است از

$$\Delta E = \frac{\mu_I}{I} B = g_I B \mu_N = 3 \times 10^{-8} eV$$

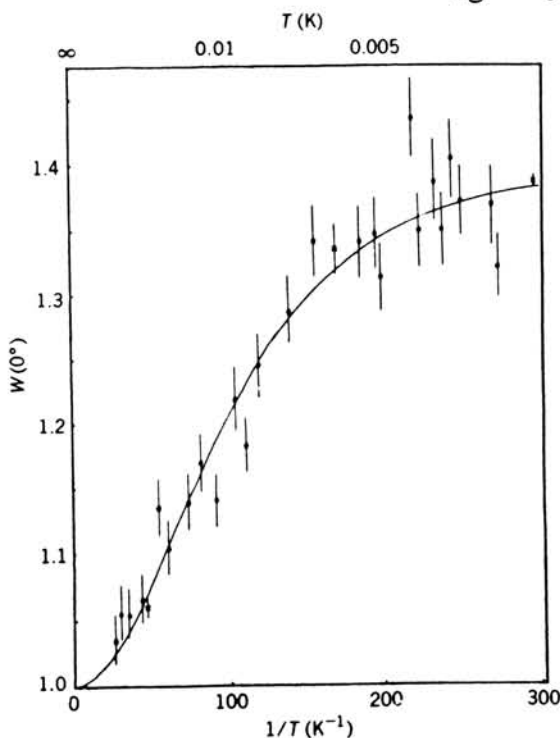
در اینجا گشتاورهسته ای بزرگ و متناظر با $g_I = 1$ در نظر گرفته شده است. اگر واپاشی حالت هسته را مورد توجه قرار دهیم (مثل مشاهده گسیل تابش γ یا β)، قادر نخواهیم بود که شکافتگی انرژی فوق العاده کوچک را آشکار سازیم و اگر تمام حالت های m_I دارای تراکم یکسان $p(m_I)$ باشند، در این صورت تابش دارای توزیع زاویه ای یکنواخت (یا همسانگرد) می شود. این را می توانیم با در نظر گرفتن توزیع زاویه ای گذارهای ممکن $m_i \rightarrow m_f$ و با استفاده از ضرایب $p(m_I)$ به عنوان عوامل وزن (همان طور که در بخش ۵.۱۰ دیدیم) نشان دهیم. در دردمای اتاق، انرژی حرارتی در حدود $0.025 eV$ و عوامل بولتزمن $e^{-E(m_I)/kT}$ که $p(m_I)$ را تعیین می کنند عملاً یکسان هستند. اگر هسته را تادمای خیلی پایینی سرد کنیم، می توانیم kT را با ضریب $10^4 - 10^5$ تقلیل دهیم و اگر در همان دما هسته ها را در محیط فرو مغناطیس قرار دهیم که میدان موضعی (که میدان مغناطیسی فوق ریز B_{hf} گفته می شود) در آن ممکن است 100 برابر بزرگتر از میدان آزمایشگاهی باشد، عوامل بولتزمن می توانند به اندازه کافی بایکدیگر متفاوت باشند و در نتیجه یک توزیع زاویه ای غیر یکنواخت (یا ناهمسانگرد) به دست می آید. شکل ۲۱.۱۶ شکافتگی انرژی و تراکم بولتزمن را برای حالت

جدول ۱۰.۱۶ پارامترهای فوق ریز، گشتاورهای مغناطیسی و انتقالهای ایزوتوپ برای ایزوتوپهای سدیم.

$^A Na$	$T_{1/2}$	I	$A(^2S_{1/2})$ (MHz)	μ_I (μ_N)	$A(^2P_{1/2})$ (MHz)	$IS^{23,4}$ (MHz)
^{21}Na	22.5 s	$\frac{3}{2}$	953.233(11)	2.38612(10)	102.6(1.8)	-1596.7(2.3)
^{22}Na	2.60 y	3	348.75(1)	1.746(3)	37.0(1)	-758.5(7)
^{23}Na	stable	$\frac{3}{2}$	885.8130644(5)	2.2175203(22)	94.25(15)	
^{24}Na	15.02 h	4	253.185018(23)	1.6902(5)	28.2(2.7)	706.4(6.2)
^{25}Na	60.0 s	$\frac{5}{2}$	882.8(1.0)	3.683(4)	94.5(5)	1347.2(1.3)
^{26}Na	1.07 s	3	569.4(3)	2.851(2)	61.0(3)	1937.5(9)
^{27}Na	290 ms	$\frac{5}{2}$	933.6(1.1)	3.895(5)	100.2(1.1)	2481.3(2.0)
^{28}Na	30.5 ms	1	1453.4(2.9)	2.426(3)	156.0(2.7)	2985.8(2.7)
^{29}Na	43 ms	$\frac{3}{2}$	978.3(3.0)	2.449(8)	104.4(3.0)	3446.2(3.8)
^{30}Na	53 ms	2	624.0(3.0)	2.083(10)	66.2(2.8)	3883.5(6.0)
^{31}Na	17 ms	$\frac{3}{2}$	912(15)	2.283(38)		4286(16)



شکل ۲۱.۱۶ شکفتگی زیرممانی ترازهای هسته‌ای $I=3/2$ در میدان مغناطیسی ثابت. قسمتهای سایه‌دار نشان‌دهنده میزان تراکم بر اساس عوامل بولتزمن هستند؛ دردمای بالا، میزان تراکم در همه موارد برابر ۲۵٪ است. در پایینترین دما، فقط پایینترین حالت پر می‌شود. یک علامت پسماند رادیویی با پسماند تشدید $\Delta E/h$ میزان تراکم را، حتی در پایینترین دما، به حالت یکنواخت می‌راند.



شکل ۲۲.۱۶ آنکگ شمارش پر تو γ که با آرایش هندسی شکل ۳.۱۰ برای واپاشی ^{191}Pt به دست آمده است. توجه کنید که مقیاس دما در محور زیرین معکوس شده است، یعنی دمای سمت راست محور کمتر است. دردمای بالا داریم $W(0^\circ) = 1$ ، و با کاهش دما همین‌طور که هسته‌های بیشتری پایینترین حالت را مثل شکل ۲۱.۱۶ پر می‌کنند $W(0^\circ)$ هم زیاد می‌شود. خط پربرازشی از داده‌هاست که از روی آن $\mu = 0.0249 \pm 0.0004$ حاصل می‌شود.

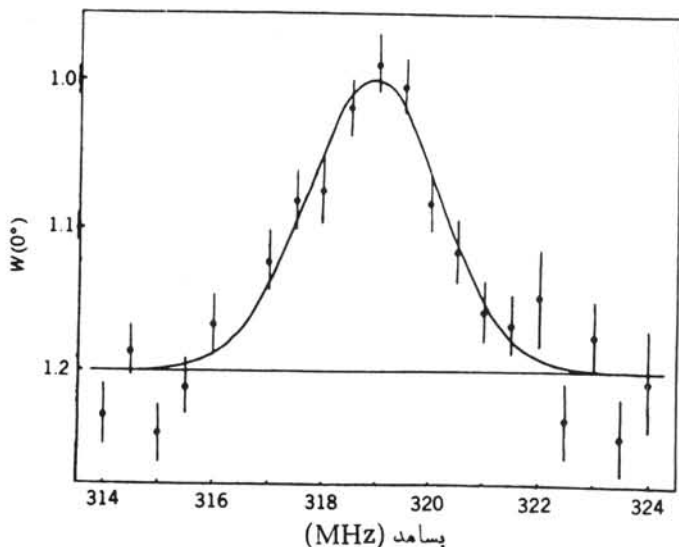
$I = 3/2$ نشان می‌دهد.

شکل ۲۲.۱۶ توزیع زاویه‌ای $W(0^\circ)$ را به صورت تابعی از دما برای واپاشی ^{191}Pt که در آهن فرورمغناطیس آماده شده است نشان می‌دهد. هسته‌ها در این مورد تادمای 0.053K سرد می‌شوند. از روی تغییرات $W(0^\circ)$ بر حسب T می‌توان گشتاور مغناطیسی را به دست آورد که مقدار آن برابر $0.02 \pm 0.04 \mu$ است. این روش نسبت به علامت μ حساسیت ندارد، یعنی هر کدام از حالت‌های $m_I = +3/2$ و $m_I = -3/2$ پایینترین حالت باشد مقدار یکسانی برای $W(0^\circ)$ به دست می‌آوریم.

با ترکیب این روش و روش NMR می‌توان نتایج اندازه‌گیری گشتاورها را بهبود بخشید. اگر هسته‌ها را تحت تأثیر میدان بسامد رادیویی قرار دهیم، به طوری که بسامد دقیقاً مطابق اختلاف انرژی ΔE (یعنی $\nu = \Delta E/h$) انتخاب شود، در این صورت حتی در دماهای پایین هم، جذب این سیگنال، تراکم حالت m_I را یکسان می‌کند و $W(0^\circ)$ به طرف مقدارش در دمای بالا ($W \approx 1$) نزدیک می‌شود. با تغییر بسامد همان طور که در شکل ۲۳.۱۶ نشان داده شده می‌توان به حالت تشدید رسیده مرکز تشدید را می‌توان به دقت تعیین کرد

$$\nu = 319.48 \pm 0.06 \text{ MHz}$$

در حقیقت، به این ترتیب می‌توانیم μ را با دقتی در حدود 0.01 درصد تعیین کنیم، اما در



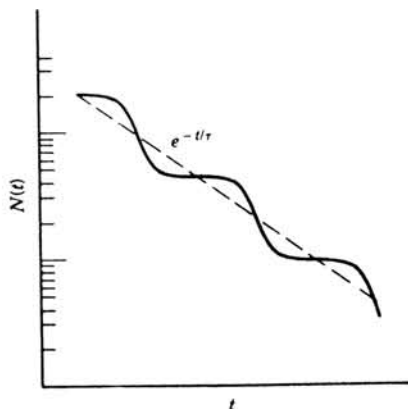
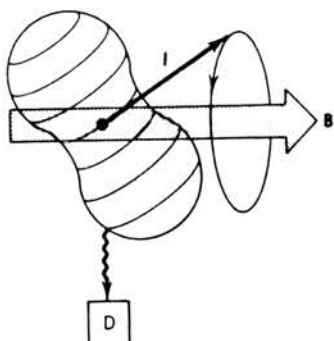
شکل ۲۳.۱۶ طیف تشدید آهنک شماره ۱ $W(0^\circ)$ در واپاشی ^{191}Pt در دمای پایین $[T = 0.053\text{K}]$ مطابق حدود 1.2 در شکل ۲۲.۱۶. وقتی که به تشدید می‌رسیم، تراکم حالت‌های m هسته ناگهان به طرف تعادل می‌رود، مثل ستون سمت راست شکل ۲۱.۱۶، و آهنک شماره ۱ به 1.0 نزدیک می‌شود.

عمل با دقت B_{hf} (که در حدود ۱۰ تا ۱ درصد است) و اثر بی‌هنجاری فوق ریز (۱۰^{-۵} تا ۱۰^{-۱} درصد) محدود می‌شویم.

روش ترکیب تکنیکهای سمت‌یابی هسته‌ای و NMR در سالهای اخیر برای تعیین گشتاورهای دوقطبی مغناطیسی هسته بسیار متداول شده است. حتی برای هسته‌های رادیواکتیو با عمر بسیار کوتاه نیز از طریق جفت کردن دستگاه سمت‌یابی دمای پایین با یک شتابدهنده، همان‌طور که در آزمایش لیزر ردربالا شرح داده شد، مورد استفاده قرار گرفته است. نمونه‌های با عمر کوتاه از طریق واکنشها تولید می‌شوند و سپس به محل کاشته شدن در شبکه فرومغناطیس دمای پایین منتقل می‌شوند. هسته‌هایی با نیمه‌عمری به کوتاهی ۱ min نیز با این روش مورد بررسی قرار گرفته‌اند.

حالت‌های برانگیخته

توزیع زاویه‌ای احتمالی و همبستگیها. حالت هسته‌ای I_z را که دارای عمر میانگین τ است در نظر بگیرید، تصور کنید که واباشی آنرا به صورت تابعی از زمان اندازه‌گیری می‌کنیم. طیف حاصل را به کمک مبدل زمان به دامنه (TAC) مطابق شکل ۳۲.۷ و ۳۳.۷ نشان می‌دهیم. فرض کنید هسته‌ها را در میدان مغناطیسی (معمولاً در دمای اتاق) قرار داده‌ایم و گسیل تابش توسط I_z را در صفحه‌ای عمود بر میدان آشکارسازی می‌کنیم. در طول عمر τ هسته‌ها حول جهت میدان می‌چرخند (شکل ۲۴.۱۶). تابش نسبت به اسپین هسته در جهتی ترجیحی گسیل می‌شود و به علت اینکه جهت اسپین تغییر می‌کند، آهنگ شمارش طبق جهت خاصی که اسپین در لحظه گسیل پیدا می‌کند به بالا و پایین افت و خیز خواهد داشت. بسامدی که بسامد لارمور



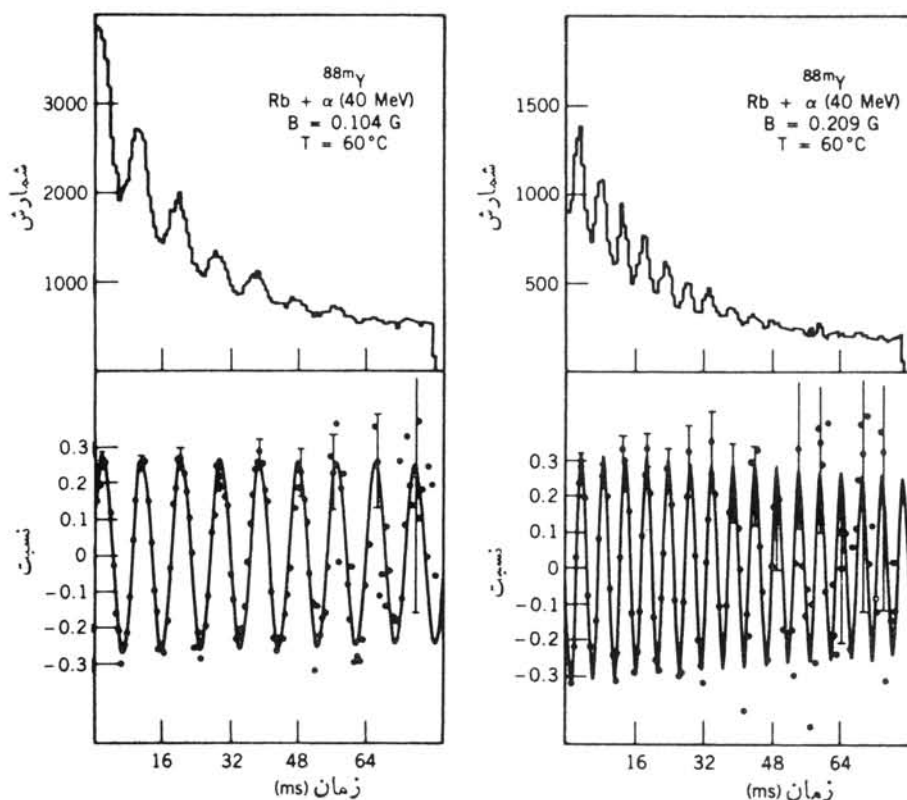
شکل ۲۴.۱۶ با حرکت تقدیمی اسپین هسته I حول B در طول عمر متوسط τ آهنگ شمارش پرتو گاما $N(t)$ که در آشکارساز D مشاهده می‌شود، افت و خیز می‌کند. زیرا طرح گسیل تابش که با چرخش اسپین جا به جا می‌شود، سمت‌گیری اش نسبت به آشکارساز تغییر می‌کند.

نامیده می‌شود، عبارت است از

$$\omega_L = \frac{\mu_I B}{I_i \hbar} \quad (۶۹.۱۶)$$

افت و خیز بسامد لارمور روی واپاشی نمایی سوار می‌شود و نتیجه چیزی مشابه شکل ۲۴.۱۶ خواهد بود.

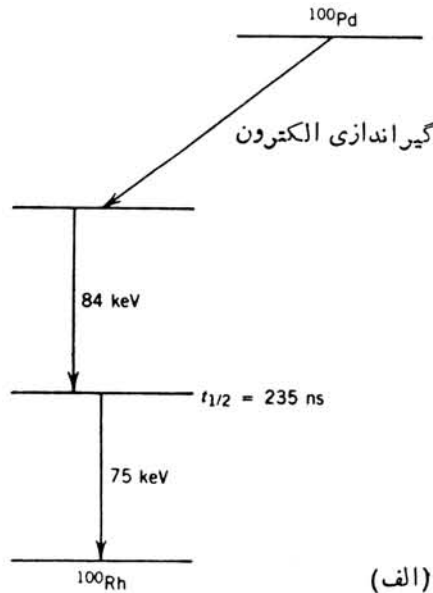
اگر حالت I_i به دنبال یک واکنش هسته‌ای تشکیل شود، سیگنال «شروع» مبدل زمان دامنه TAC، تپش باریکه حاصل از شنا بدهنده خواهد بود و اگر تابشها (که معمولاً از نوع گاما هستند) به صورت مد منفرد آشکارسازی شوند، آزمایش را توزیع زاویه‌ای می‌نامند. اگر



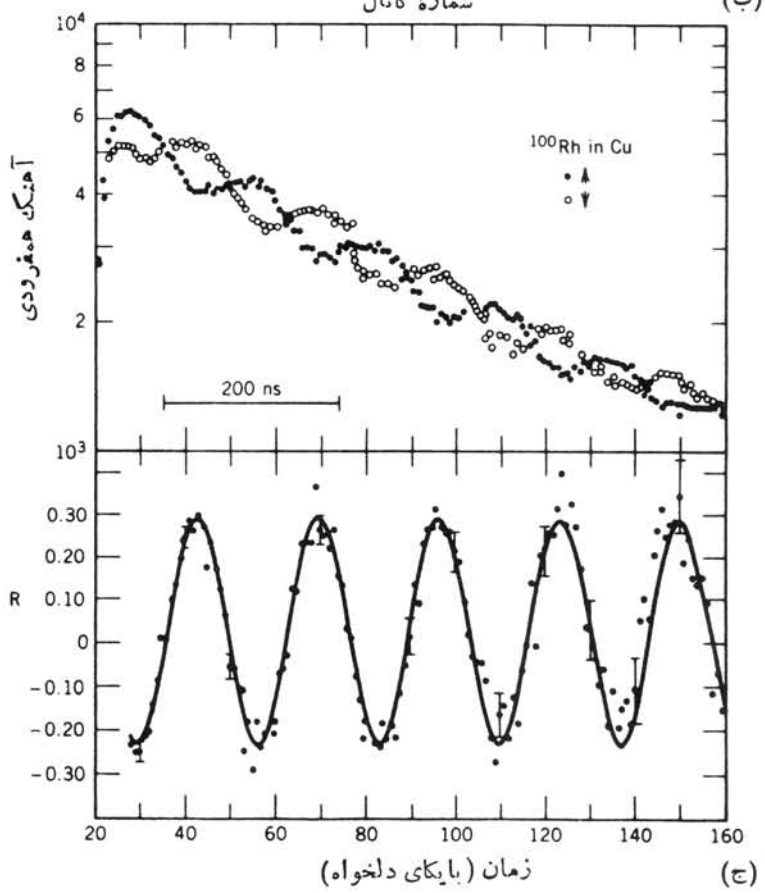
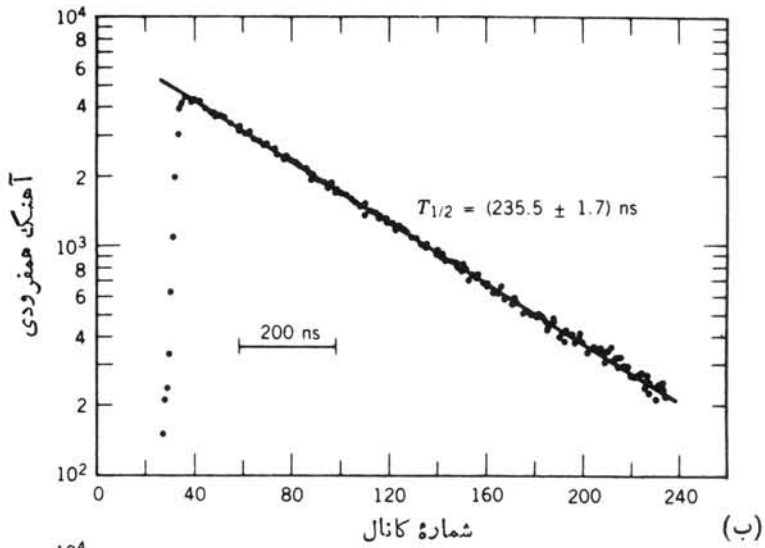
شکل ۲۵.۱۶ DPAD حاصل از حالت $13r9\text{ ms}$ در ^{88}Y که به دنبال بمباران Rb توسط ذرات α تولید شده است. قسمت بالا طیف خام زمانی را مثل شکل ۲۴.۱۶ نشان می‌دهد. در نیمه پایین همان داده‌ها را با حذف عامل واپاشی نهایی نشان داده‌ایم. برآزش سینوسی داده‌ها، بسامد لارمور و بنا بر این ضریب ω هسته‌ای را به دست می‌دهد، در شکل (ب) با دو پراپر کردن میدان بسامد هم دو پراپر شده است.

سیگنال شروع يك تابش قبلی باشد (همچنین از نوع گاما) که حالت I_1 را بعد از يك واپاشی رادیواکتیو با عمر نسبتاً طولانی پر کرده است، تابشها به صورت همفرودی آشکارسازی می‌شوند و آزمایش را همبستگی زاویه‌ای می‌نامند. در هر دو مورد، برهم کنش گشتاور هسته‌ای حالت I_1 توزیع زاویه‌ای یا همبستگی زاویه‌ای قابل مشاهده در غیاب میدان را تغییر خواهد داد یا مختل خواهد کرد. این آزمایشها به عنوان توزیع زاویه‌ای اختلالی (PAD) و همبستگی زاویه‌ای اختلالی (PAC) معروف هستند. اگر حالت هسته به اندازه کافی عمر طولانی داشته باشد که بتوانیم واپاشی نمایی را به صورت تابعی از زمان مشاهده کنیم، این آزمایش را آزمایش دیفرانسیل زمانی می‌گویند و در این صورت آن را به صورت DPAD یا DPAC نمایش می‌دهند.

شکل ۲۵.۱۶ يك نمونه از نتایج آزمایش DPAD را نشان می‌دهد. حالت λ^+ در ^{88}Y دارای عمر متوسط 139ms است که بعد از بمباران Rb توسط ذرات α تولید می‌شود. تپش باریکه α در این آزمایش در هر 100ms تولید می‌شود. طیف TAC به جای مقیاس نیمه لگاریتمی با مقیاس خطی رسم شده است، اما به وضوح می‌توان مدولاسیون بسامد لارمور را مشاهده کرد. با حذف عامل واپاشی نمایی، بسامد حرکت تقدیمی مستقیماً قابل مشاهده است و به نظر می‌رسد که دوبرابر کردن میدان، بسامد را نیز دوبرابر می‌کند. ضریب g به دست



شکل ۲۶.۱۶ آزمایش DPAC در واپاشی ^{100}Pd . در شکل (ب) طیف زمانی بدون اختلال که در آن سیگنال شروع از گامای 84keV حاصل شده است نشان داده می‌شود. در يك میدان مغناطیسی خارجی 22kG ، طیف زمانی [شکل (ج) بالا] در دو میدان پاجهتهای مخالف، مشخصه حرکت تقدیمی لارمور را نشان می‌دهد. برآزش سینوسی مجموعه داده‌های تصحیح شده در شکل (ج) پایین، ضریب g هسته را در حالت برانگیخته 75keV به دست می‌دهد.



شکل ۲۶.۱۶ (ادامه)

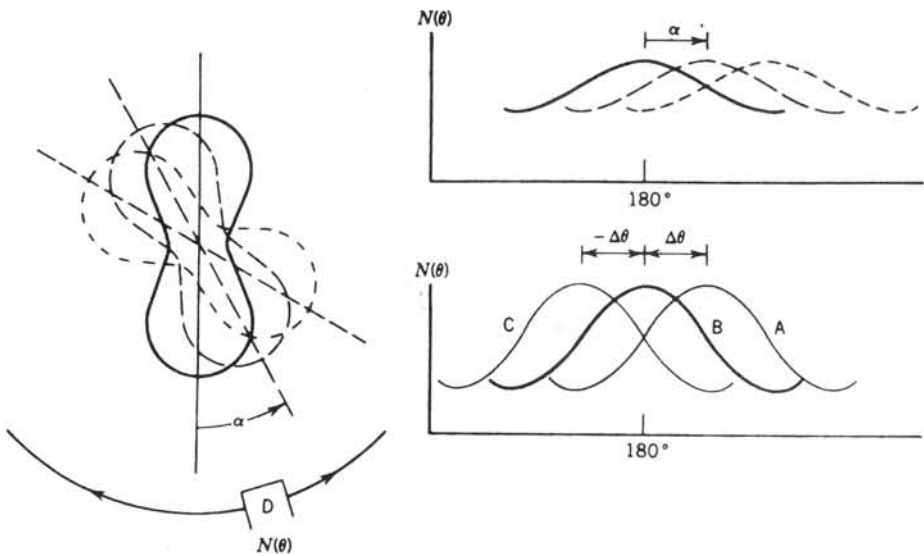
آمده $g_I = 0.598 \pm 0.012$ نمایانگر این است که این روش دقت زیادی دارد. ضریب g محاسبه شده دارای توافق خوبی با مقدار حاصل از مدل پوسته‌ای است که در آن یک پروتون $g_{p/2}$ بایک نوترون $g_{n/2}$ جفت شده است.

شکل ۲۶.۱۶ نتایج حاصل از آزمایش DPAC را روی حالت برانگیخته 10^0Rh نشان می‌دهد. می‌توانید طیف زمانی بدون اختلال را برای دومیدان باجهتهای مخالف (که موجب حرکت تقدیمی لارمور در جهات مخالف می‌شود) و تغییرات خاص را با حذف عامل واپاشی نمایی ببینید. در این مورد برای ضریب g مقدار $g = 0.53 \pm 0.0213$ به دست می‌آید. در اینجا هم به کمک ضریب g می‌توانیم ساختار هسته‌ای این حالت را درک کنیم. عامل محاسبه شده برای پیکر بندی پروتون $g_{p/2}$ که با نوترون $d_{p/2}$ جفت شده باشد در حدود $g_I = 2$ است، اما در این مورد با ۵ پروتون در پوسته $g_{p/2}$ و ۵ نوترون بالاتر از عدد جادویی $N = 50$ ، مدل ذره خیلی مستقل شاید اعتبار نداشته باشد و تابع موجهای پیچیده‌تری باید به کار گرفته شوند.

روش دیفرانسیل زمان برای حالت‌هایی که به اندازه کافی عمر طولانی دارند که بتوانند واپاشی خود را به صورت تابعی از زمان نمایش دهند مفید است. برای حالت‌هایی که متوسط عمرشان کوتاهتر از 1 ns باشد، این روش امکان پذیر نیست. بعلاوه، حتی با به کار بردن میدانهای مغناطیسی داخلی قوی ناشی از فرورمغناطیسها هم بزرگترین بسامد لارمور از مرتبه 10^9 Hz می‌شود و لذا حتی اگر بتوانیم نقش دیفرانسیل زمانی را هم نمایش دهیم، فقط ممکن است یک چرخه از تغییرات دوره‌ای را شامل شود که در این صورت دقت به دست آمده از برآزشهای چند چرخه‌ای شکل‌های 25.06 و 26.06 را از دست می‌دهیم. از آنجا که نمی‌توانیم تغییرات زمانی را مشاهده کنیم، روی زمان انتگرال (یا متوسط) می‌گیریم و این روش را روش انتگرال زمان می‌نامیم و با IPAD یا IPAC (که I حرف اول انتگرال است) علامت گذاری می‌کنیم.

اثر اختلال با توجه به شکل 27.16 قابل پیش بینی است. هر اسپین هسته‌ای به اندازه زاویه کوچک $\alpha = \omega_I t$ دوران می‌کند، تعداد هسته‌هایی که زاویه دوران مشخصی دارند به طور نمایی بر حسب اندازه زاویه کاهش می‌یابد (زیرا تعداد هسته‌هایی که در زمان t باقی می‌مانند به طور نمایی کاهش می‌یابد). متوسط این دورانهای کوچک يك زاویه دوران خالص $\Delta\theta$ است که در شکل 27.16 آمده است. بیشینه (یا کمینه) نقش توزیع زاویه‌ای به اندازه $\Delta\theta$ از 180° دور می‌شود که معمولاً در حدود چند درجه است. اگر جهت میدان مغناطیسی را معکوس کنیم، $\Delta\theta$ نیز معکوس می‌شود. برای دورانهای کوچک، داریم $\Delta\theta \approx \omega_I t$. شکل 28.16 بعضی از نمونه نتایج حاصل از اندازه گیری IPAC و IPAD را نشان می‌دهد.

تاکنون فقط اندازه گیریهای گشتاور دو قطبی مغناطیسی را مورد بررسی قرار داده‌ایم. گشتاورهای چارقطبی الکتريکی حالت‌های برانگیخته را نیز می‌توان با روشهای PAD و PAC اندازه گیری کرد، اما رفتار هسته در میدان چارقطبی الکتريکی خیلی پیچیده تر از حرکت تقدیمی لارمور است. افت و خیزهای سوار شده روی واپاشی نمایی، حتی در مورد ساده ترین

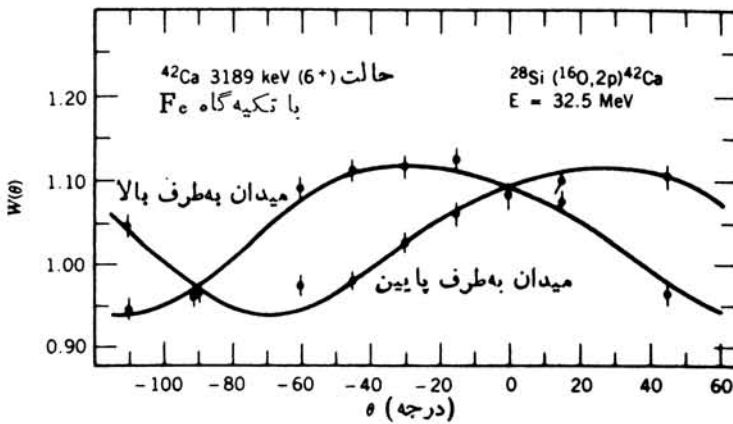
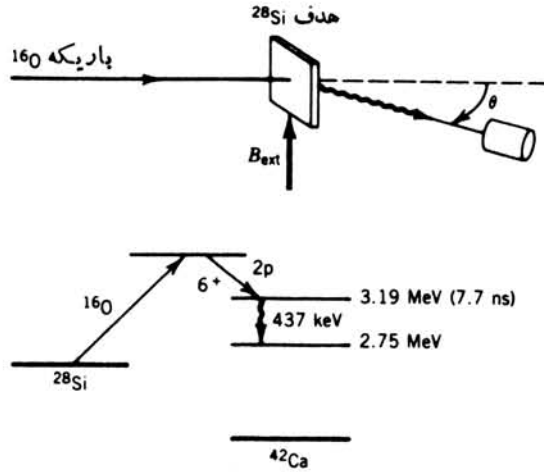


شکل ۲۷.۱۶ نمایشی از آزمایش IPAC یا IPAD. حرکت تقدیمی نقش تابشی به میزان $\alpha = \omega t$ که متناسب با زمانی که هسته در حالت پراکنجسته می‌ماند، تغییر می‌کند. درست‌راست شکل در بالا، سهم‌های منفرد $N(\theta)$ برای بعضی از این زمانها نشان داده شده است. هر يك از این توزیعها جداگانه قابل مشاهده نیست، بلکه به‌جای آن با متوسط توزیعها درواپاشی نمایی رو به‌رومی شویم که به‌صورت منحنی A در شکل پایینی دیده می‌شود. منحنی A نسبت به توزیع بدون اختلال (B) به اندازه $\Delta\theta$ جابه‌جا شده است. اگر جهت میدان مغناطیسی معکوس شود، جابه‌جایی خالص $\Delta\theta$ نیز معکوس می‌شود (منحنی C).

چار قطبی الکتریکی اعمال شده حداقل دارای دو مؤلفه فوریه است، و اگر میدان فاقد تقارن محوری باشد نقشهای پیچیده‌تری را می‌توان مشاهده کرد. با وجود این، می‌توان این نقشها را برای به‌دست آوردن گشتاورهای چار قطبی، مطابق شکل ۲۹.۱۶، مورد تجزیه و تحلیل قرارداد.

اثر موسباورر. طیف موسباورر که در شکل ۳۰.۱۰ (جلد اول، ترجمه فارسی) نشان داده شده است را در نظر بگیرید و توجه کنید که فاصله بین خطوط یکسان نیست، بدین معنی که ظاهراً زوج قرار گرفته در مرکز در مقایسه با سایر زوجها به یکدیگر نزدیکترند. در اینجا می‌خواهیم بررسی کنیم که چطور می‌توانیم این اثر را بفهمیم. از انتقال ایزومری که صرفاً مرکز نقش را جابه‌جا می‌کند و اثری روی فاصله نسبی زوجها ندارد، صرف‌نظر می‌کنیم. فرض کنید $E_{\gamma/2}$ معرف انرژی حالت بالایی در غیاب شکافتگی مغناطیسی است، و همین‌طور $E_{1/2}$ را معرف پایه آن در نظر می‌گیریم. در حضور میدان B، این ترازاها به‌صورت زیر درمی‌آیند

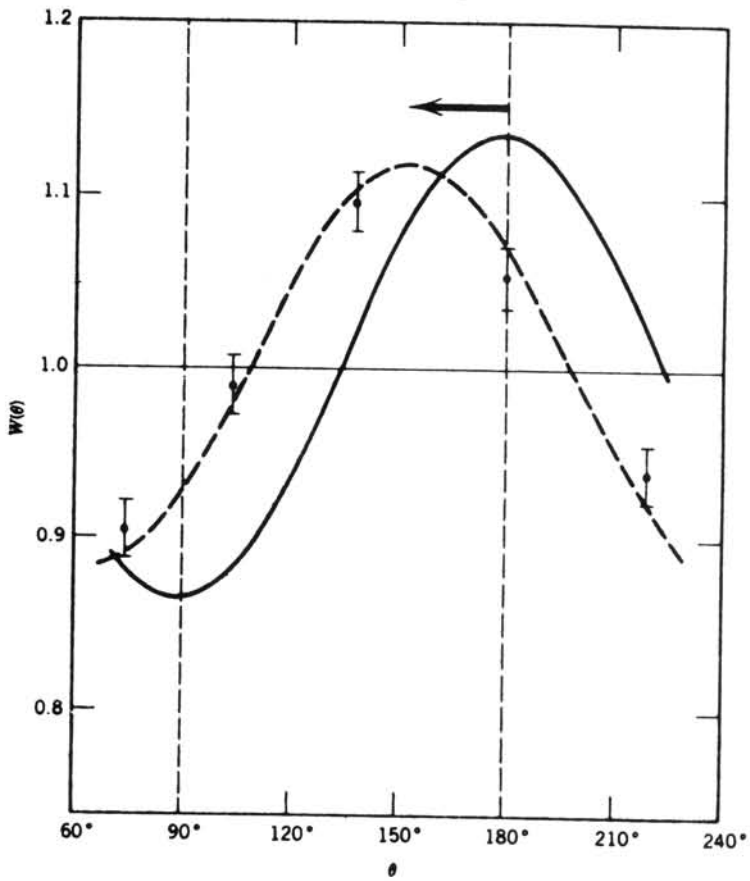
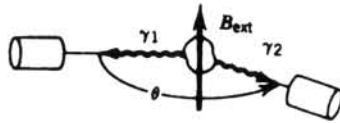
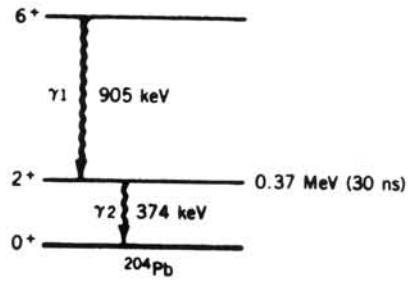
$$E'_{\gamma/2}(m_{\gamma/2}) = E_{\gamma/2} - g_{\gamma/2} B m_{\gamma/2} \quad (70.16)$$



شکل ۲۸-۱۶ الف) اندازه‌گیری انتگرال زمان PAD. حالت 7.7ns بعد از واکنش هسته‌ای شکل می‌گیرد. توزیع زاویه‌ای نسبت به جهت باریکه اندازه‌گیری می‌شود. درغیاب میدان خارجی پیشینه $W(\theta)$ در 0° خواهد بود، ولی همین که هسته در تراز 3189MeV قرار می‌گیرد، متناسب با جهت میدان، مقدار پیشینه به‌چپ و راست جابه‌جا می‌شود. (ب) انتگرال زمان PAC. در اینجا θ زاویه همبستگی بین دو پرتو کاماست. منحنی پیوسته، تابع انتظاری $W(\theta)$ را بدون میدان خارجی نشان می‌دهد. منحنی خط چین بر اثر جابه‌جایی در میدان خارجی 43kG حاصل می‌شود و برای تراز 3189MeV مقدار 0.057 ± 0.003 را به دست می‌دهد.

$$E'_{1/2}(m_{1/2}) = E_{1/2} - g_{1/2} B m_{1/2} \quad (71-16)$$

که در آنها g_I معرف ضریب g (توجه کنید که در شکل، مثل مورد ^{57}Fe ، $g_{3/2} < 0$ ، و



شکل ۲۸.۱۶ (ب)

$g_{1/2} > 0$ است)، عدد کوانتومی مغناطیسی حالت $I = 3/2$ ، $(-1/2, -3/2)$ ، $m_{3/2}$ عدد کوانتومی مغناطیسی حالت پایه $(+1/2, -1/2)$ و $m_{1/2}$ عدد کوانتومی مغناطیسی حالت پایه $(+3/2, +1/2)$ است. فرض کنید خطوط از چپ به راست با E_1 تا E_6 علامت گذاری شوند. در این صورت داریم

$$\begin{aligned} E_2 &= E'_{3/2} \left(m_{3/2} = -\frac{1}{2} \right) - E'_{1/2} \left(m_{1/2} = -\frac{1}{2} \right) \\ &= (E_{3/2} - E_{1/2}) + \left[g_{1/2} \left(-\frac{1}{2} \right) - g_{3/2} \left(-\frac{1}{2} \right) \right] B \quad (72.16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_1 &= E'_{3/2} \left(m_{3/2} = -\frac{3}{2} \right) - E'_{1/2} \left(m_{1/2} = -\frac{1}{2} \right) \\ &= (E_{3/2} - E_{1/2}) + \left[g_{1/2} \left(-\frac{1}{2} \right) - g_{3/2} \left(-\frac{3}{2} \right) \right] B \quad (73.16) \end{aligned}$$

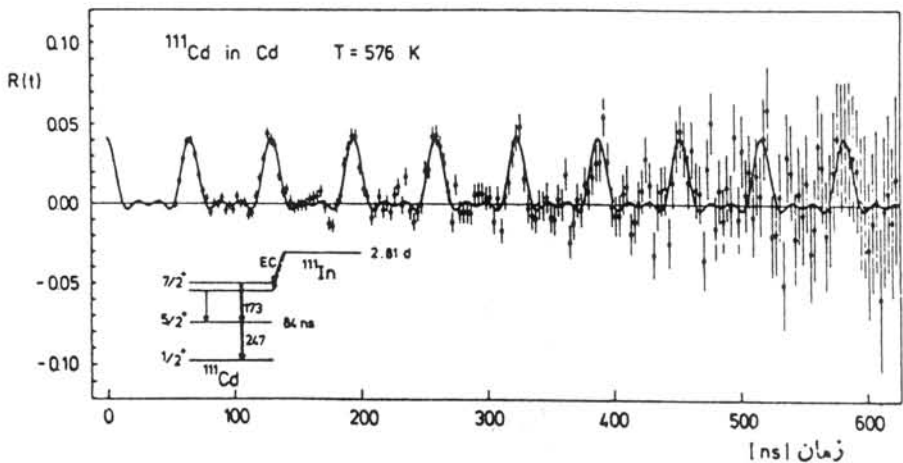
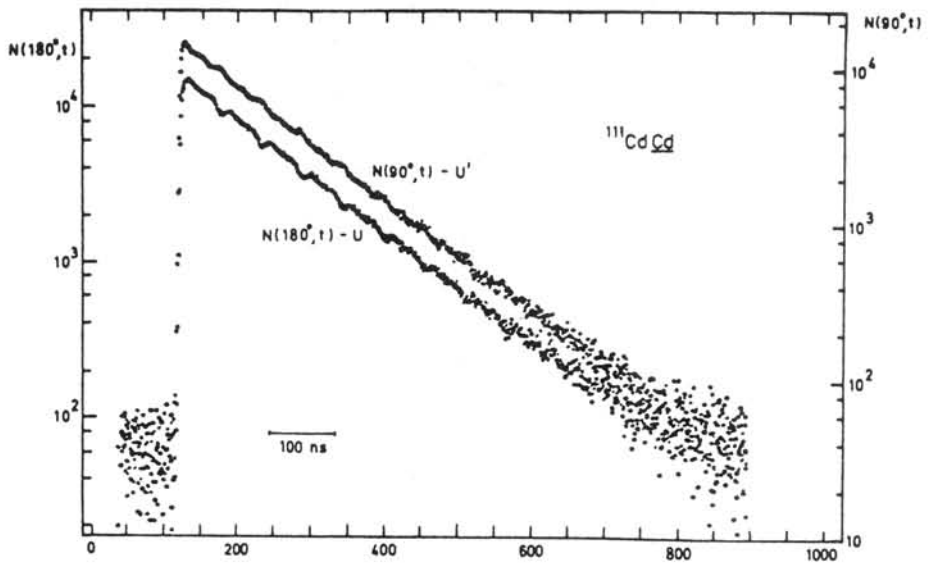
وفاصله بین خطوط زوج پایینترین انرژی عبارت است از

$$E_2 - E_1 = -g_{3/2} B \quad (74.16)$$

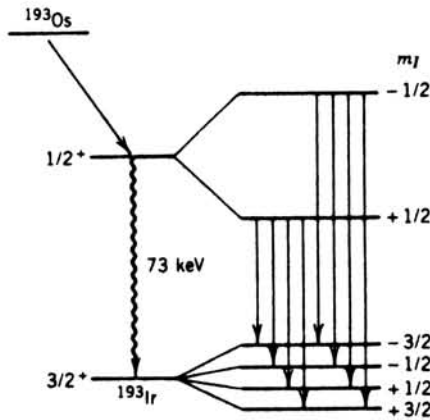
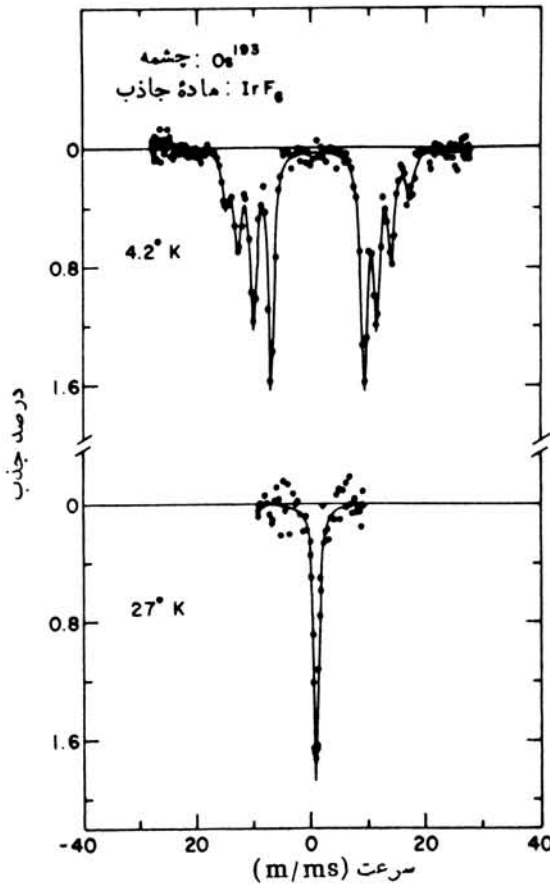
محاسبات مشابه نشان می‌دهد که $E_3 - E_2$ ، $E_4 - E_3$ ، $E_5 - E_4$ و $E_6 - E_5$ نتایج یکسانی دارند. (این مطلب با توجه به محل پیکانها در قسمت بالای شکل قابل رؤیت است.) اما داریم

$$\begin{aligned} E_3 &= E'_{3/2} \left(m_{3/2} = +\frac{1}{2} \right) - E'_{1/2} \left(m_{1/2} = -\frac{1}{2} \right) \\ &= (E_{3/2} - E_{1/2}) + \left[g_{1/2} \left(-\frac{1}{2} \right) - g_{3/2} \left(\frac{1}{2} \right) \right] B \quad (75.16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_4 &= E'_{3/2} \left(m_{3/2} = -\frac{1}{2} \right) - E'_{1/2} \left(m_{1/2} = +\frac{1}{2} \right) \\ &= (E_{3/2} - E_{1/2}) + \left[g_{1/2} \left(+\frac{1}{2} \right) - g_{3/2} \left(-\frac{1}{2} \right) \right] B \quad (76.16) \end{aligned}$$



شکل ۲۹.۱۶ دیفرانسیل زمان PAC برای اختلالات چارقه‌ای الکتربیکی. در بسا طیف زمانی برای زوایای 90° و 180° بین دو آشکارساز نمایش داده می‌شود. توجه کنید که «افت و خیزها» مثل مورد اختلالات دوقطبی مغناطیسی، تغییرات سینوسی ندارند، در پایین طیف زمانی تصحیح شده برای واپاشی نمایی نشان داده شده است. این شکل، سه مؤلفه با بسامدهای f ، $2f$ ، و $3f$ را نشان می‌دهد.



شکل ۳۵.۱۶ اثر موسباور در ^{193}Ir . ماده جذب کننده ترکیبی از IrF_6 است که در دمای کمتر از ۸K یا در فرامغناطیس می‌شود. طیف سرعت موسباور در بالا، گذار 73KeV از اولین حالت برانگیخته به حالت پایه را نشان می‌دهد که در پایینتر از ۸K به مؤلفه‌های Δm شکافته می‌شود و در بالاتر از این دما شکافته نمی‌شود. هشت گذار در میان حالت‌های زیرمانی مجزا در پایین شکل نشان داده شده است. از نسبت فواصل خطوط داخل و خارج می‌توان نسبت ضریبهای g را برای حالت برانگیخته و حالت پایه به دست آورد.

$$E_4 - E_3 = (g_{1/2} + g_{3/2})B \quad (77.16)$$

در موقعی که B را دقیقاً نمی‌دانیم، می‌توانیم از نسبت بین فاصله مرکز $E_4 - E_3$ و فاصله‌های خارجی هر زوج استفاده کنیم

$$R = \frac{E_4 - E_3}{E_2 - E_1} = - \left(1 + \frac{g_{1/2}}{g_{3/2}} \right) \quad (78.16)$$

اگر ضریب g حالت پایه مشخص باشد، می‌توانیم ضریب g حالت برانگیخته را به دست آوریم. در یک آزمایش^۱ نسبت $\mu_{3/2} / \mu_{1/2}$ برابر 0.0004 ± 0.0001 تعیین شده است. اندازه‌گیری‌های NMR گشتاور حالت پایه را مساوی $0.0001 \mu_N \pm 0.0005$ تعیین کرده است که بنا بر این گشتاور حالت برانگیخته برابر $0.0004 \mu_N \pm 0.0005$ تعیین کرده است می‌آید. بدون استفاده از روش نسبت، دقت اندازه‌گیری با توجه به معلوم بودن B به حدود ۱٪ محدود می‌شود.

شکل ۳۰.۱۶ مثال دیگری را در مورد ^{193}Ir نشان می‌دهد. در این مورد حالت‌های $3/2$ و $1/2$ معکوس می‌شوند و فوتونها مخلوطی از M_1 و E_2 است. در این صورت، با گذارهای ± 2 $\Delta m = \pm 2$ رو به روی شویم و طیف موسباور (به جای ϵ خط) شامل هشت خط است. با استفاده از فاصله‌های مشاهده شده داریم $g_{1/2} / g_{3/2} = 0.039 \pm 0.045$ و با دست داشتن نتیجه NMR، $\mu_{3/2} = 0.0006 \mu_N \pm 0.0001$ ، مقدار گشتاور حالت برانگیخته، بعد از اعمال چندین تصحیح از جمله بی‌هنجاری فوق‌ریز نسبتاً زیاد، چنین به دست می‌آید $\mu_{1/2} = 0.0003 \mu_N \pm 0.0004$.

مراجعات تکمیلی

مقادیر تجربی گشتاورهای مغناطیسی را در مراجع زیر می‌توان یافت

C. M. Lederer, V. S. Shirley, *Table of Isotopes* (New York: Wiley, (1978),

G. H. Fuller, *J. Phys Chem. Ref. Data*, 5, 835 (1976),

در این هر دو مجموعه، روشهای تعیین گشتاور شرح داده شده است.

کتابهای مروری درباره ساختار اتمی که زمینه مناسبی برای مطالب این فصل به دست می‌دهند، عبارت‌اند از

J. C. Willmott, *Atomic Physics* (Chichester, England: Wiley, 1975),

G. K. Woodgate, *Elementary Atomic Structure*, 2nd edition (Oxford: Clarendon 1980),

1. R. S. Preston, S. S. Hanna and J. Heberle, *Phys. Rev.*, 128, 2207 (1962).

این کتابها هر دو مقدماتی هستند. برای مطالب پیشرفته‌تر ساختار اتمی به کتابهای زیر رجوع کنید

E. U. Condon and G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra* (Cambridge: Cambridge University Press 1967),

H. Kuhn, *Atomic Spectra*, 2nd edition (London, Longman 1970),

کتاب زیر، مرجع کلاسیک نظری و عملی پیرامون اندازه‌گیری گشتاورهای هسته‌ای است

H. Kopfermann, *Nuclear Moments* (New York: Academic 1958),

فشرده‌ای از تکنیکهای پیشرفته‌تر اندازه‌گیری گشتاورهای هسته‌ای را می‌توان در کتاب زیر یافت

Hyperfine Interactions, edited by A. J. Freeman and R. B. Frankel (New York: Academic 1967),

کتاب زیر، همین مطالب را بارهیافتی متفاوت (واندکی مقدماتی‌تر) شرح داده است

P. J. Wheatley, *The Chemical Consequences of Nuclear Spin* (Amsterdam: North-Holland 1970).

در مطالعه ساختار فوق ریز، به‌علت کاربرد لیزر، تغییرات زیادی حاصل شده است.

دو کتاب مروری در این زمینه عبارت‌اند از

D. E. Murnick and M. S. Feld, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **29**, 411 (1979),

P. Jacquinet and R. Klapisch, *Rep. Prog. Phys.* **42**, 77 (1979).

گزارشهای یک کنفرانس تخصصی در این زمینه را می‌توان در مرجع زیر یافت

Lasers in Nuclear Physics, edited by C. E. Bemis and H. K. Carter (New York: Harwood Academic, 1982).

شرح خلاصه‌ای از تحقیقات جاری را می‌توان در مقالات H. Schuessler و O. Redi در مجله *Physics Today* (فوریه ۱۹۸۱) خواند.

مسائل

۱. قاعدهٔ تجربی تعیین اسپین حالت پایه در هسته‌های Z فرد و N فرد بدان معنی است که اسپینهای ذاتی پروتون فرد و نوترون فرد در پیکربندی موازی باهم جفت می‌شوند. این قاعدهٔ تجربی را بر پایه خواص معلوم برهم کنش نوکلئون-نوکلئون توجیه کنید.

۲. مقادیر اسپین-پاریتهٔ حالت پایه را در هسته‌های زیر تعیین کنید. ^{24}Na (پروتون $d_{3/2} +$ نوترون $d_{5/2}$)، ^{26}Na (پروتون $d_{5/2} +$ نوترون $s_{1/2}$)، ^{64}Cu (پروتون $p_{3/2} +$ نوترون $p_{1/2}$)، ^{198}Au (پروتون $d_{3/2} +$ نوترون $p_{1/2}$).

۳. با به‌کارگیری روابط برداری شکل ۵.۱۶، معادلهٔ (۳۵.۱۶) را به‌دست آورید. [راهنمای: دنبال کردن محاسباتی که منجر به معادلهٔ (۸.۵) می‌شود، مفید خواهد بود.]

۴. (الف) ضریب g لاندیه را برای یک اتم با $S = 3/2$ ، $L = 2$ ، $J = 1/2$ محاسبه کنید. (ب) توجیه فیزیکی این مقدار را با استفاده از رسم دقیق یک نمودار برداری شبیه به شکل

۵.۱۶، به دست دهید. (ج) ترکیب دیگری از S ، L ، و J به دست آورید که به همین مقدار رج منجر شود.

۵. برای مورد $J = 5/2$ و $I = 1$ ، شکافتگی ساختار فوق ریز مغناطیسی را در میدان صفر، میدان ضعیف و میدان قوی نشان دهید (مشابه شکل‌های ۷.۱۶ و ۸.۱۶، اما توجه کنید که در حالت خاص $J = 3/2$ در شکل ۷.۱۶، g_F برای تمام حالت‌های چندتاییه فوق ریز یکسان است در حالی که به طور کلی چنین نیست).

۶. ببینیم دارای دو ایزوتوپ پایدار است: ^{85}Rb ($I = 5/2$) و ^{87}Rb ($I = 3/2$). حالت الکترونی آن مثل اتم‌های قلیایی است (یک الکترون در حالت S). نمودار ساده‌ای از ساختار فوق ریز مغناطیسی این دو ایزوتوپ رسم کنید و شکافتگی آنها را در میدان‌های مغناطیسی ضعیف و قوی نشان دهید.

۷. (الف) برای موارد اتمی $J = 1$ و هسته‌ای $I = 3/2$ ، چندتاییه فوق ریز مغناطیسی میدان صفر را رسم کنید و شکافتگی را بر حسب A نشان دهید. (ب) اگر برهم کنش چارقفبی الکترونیکی کوچکی نیز موجود باشد، انرژی‌های چندتاییگی را بر حسب A و B محاسبه کنید.

۸. ساختار اتمی Cs مشابه Na است، اما تنها در ایزوتوپ پایدار ^{133}Cs اسپین هسته‌ای برابر $7/2$ است. ساختار فوق ریز میدان صفر را برای حالت‌های $S_{1/2}$ ، $P_{1/2}$ و $P_{3/2}$ در ^{133}Cs رسم کنید و ساختار گذارهای دوقطبی الکترونیکی را نشان دهید.

۹. در یک هسته Z فرد و N فرد، حالت پایه را می‌توان به صورت جفت‌شدگی پروتون فرد و نوترون فرد $\mathbf{I} = \mathbf{j}_p + \mathbf{j}_n$ در نظر گرفت. اگر حالت‌های پروتون و نوترون دارای ضریب g به صورت g_p و g_n باشند، نشان دهید که ضریب g در ترکیب آنها عبارت است از

$$g = \frac{1}{4}(g_p + g_n) + \frac{(g_p - g_n)[j_p(j_p + 1) - j_n(j_n + 1)]}{2I(I + 1)}$$

(۱) هنجاری: گشتاور مغناطیسی مجموعه را باید، طبق رابطه (۳۴.۱۶)، به صورت مؤلفه $g_p \mathbf{j}_p + g_n \mathbf{j}_n$ در امتداد \mathbf{I} تعریف کرد.

۱۰. از نتیجه مسئله قبلی برای محاسبه گشتاورهای مغناطیسی هسته‌های زیر استفاده کنید، و آنها را با نتایج تجربی مقایسه کنید. (الف) ^{14}N ، $I^\pi = 1^+$ ، $\mu_N = +0.40 \mu_N$ ؛ (ب) ^{60}Co ، $I^\pi = 5^+$ ، $\mu_N = +3.8 \mu_N$ ؛ (ج) ^{84}Rb ، $I^\pi = 2^-$ ، $\mu_N = -1.3 \mu_N$. در هر مورد از مدل پوسته‌ای برای پیدا کردن حالت‌های تک‌ذره پروتون و نوترون استفاده کنید و ضریب g را برابر g_p و g_n برای تک‌ذره پروتون و نوترون آزاد در نظر بگیرید.

۱۱. (الف) تراکم بولتزمن هسته‌ای با $I = 2$ و با گشتاور مغناطیسی $3.0 \mu_N$ را در میدان خارجی 25 T محاسبه کنید. دماها را معادل 300 K (دمای اتاق)، 4 K (هلیوم مایع) و 0.1 K فرض کنید. (ب) میدان مغناطیسی چقدر باید باشد تا شکافتگی زیرمانی هسته

ΔE در حدود kT دمای اتاق بشود.

۱۴. در آزمایش توزیع زاویه‌ای اختلالی، با سه زمان بنیادی سروکار داریم: عمر میانگین τ در حالت گسیل، دورهٔ برهم‌کنش T (یعنی عکس بسامد برهم‌کنش) و تفکیک زمانی t آشکارساز و وسایل الکترونیکی. رابطهٔ بین این زمانها را که برای انجام شدن آزمایش لازم است، مورد بررسی قرار دهید. این حدود را ناشی از اثر $t \gg T$ و $\tau \ll T$ در نظر بگیرید.

فیزیک مزونها

در مورد نقش مزون π به عنوان حامل برهم کنش قوی نوکلئون-نوکلئون در فصل ۴ بحث کردیم. تبادل مزونها π از یک نوکلئون به نوکلئون دیگر عامل عمده پیوندهسته ای است. به عنوان جزئی از این مدل، نوکلئون را به صورتی فرض می‌کنیم که با «ابری» از مزونها مجازی π احاطه شده است که به طور پیوسته گسیل و جذب می‌شوند. بیشینه مسافتی که این مزونها قبل از جذب شان می‌پیمایند (تا جایی که پایداری انرژی را برای مدتی طولانیتر از آنچه روابط عدم قطعیت مجازی شمارند نقض نکنند)، برد نیروی هسته‌ای و «اندازه» یک نوکلئون را مشخص می‌کند. مزونها دیگر، شامل ρ و ω در برهم کنشهای هسته‌ای با برد کوتاه بخصوص در جملات تانسوری، اسپین-مداری و مغز دافعه دخالت می‌کنند.

مزونها π (پیونها) سبکترین اعضای خانواده مزونها و یکی از سه گروه اصلی هستند (لپتونها شامل الکترونها و نوترینوها، و بادیونها که شامل نوکلئونها هستند دو گروه دیگر از ذرات را تشکیل می‌دهند). مزونها ذراتی هستند که اعداد اسپینی صحیح دارند (لپتونها و باریونها دارای اسپینهای نیمه صحیح هستند) و با نوکلئونها از طریق نیروی قوی برهم کنش می‌کنند (البته علاوه بر نیروهای ضعیف و الکترومغناطیسی). مزونها آزاد می‌توانند در برخورد های نوکلئون-نوکلئون به وجود آیند و به سرعت در اثر برهم کنشهای قوی، الکترومغناطیسی، یا ضعیف به مزونها سبکتر، فوتونها یا لپتونها و پاشیده شوند. به عنوان نمونه، طول عمرهای واپاشی در برهم کنشهای قوی از مرتبه 10^{-23} s — 10^{-24} s، برای واپاشیهای الکترومغناطیسی از مرتبه 10^{-16} s — 10^{-18} s و برای واپاشیهای ضعیف از مرتبه 10^{-8} s — 10^{-10} s است.

مزونها را در بنیادی ترین سطحشان متشکل از یک کوارک و یک پادکوارک می‌دانند. این مشخصه ساختاری مزون و رابطه آن با ساختار خانواده‌های لپتون و باریون در فصل ۱۸ مورد بحث قرار می‌گیرد. در فصل حاضر در مورد خواصی از مزونها به‌عنوان ذرات هسته‌ای از جمله تولید مزونها در واکنشهای هسته‌ای، استفاده از آنها به‌عنوان کاشکگرهای هسته‌ای در واکنشهای پراکندگی، و خواص حالت‌های شبه‌مقید یک مزون و یک نوکلئون که در زمره حالات برانگیخته باریونها هستند، بحث می‌شود.

۱۰.۱۷ فرضیه یوکاوا

در سال ۱۹۳۵ هیدکی یوکاوا، فیزیک‌دان ژاپنی یک پتانسیل ریاضی را به‌منظور نمایش برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون پیشنهاد کرد. در آن زمان، وجود یک نیروی تبادل را به‌عنوان پایه برهم‌کنش هسته‌ای لازم تشخیص داده بودند. یوکاوا تلاش کرد تا پتانسیلی بیابد که تبادل ذراتی را که منجر به نیروی هسته‌ای می‌شوند توصیف کند. ترتیب کار به‌همان صورتی بود که پتانسیل‌ها و میدان‌های الکترومغناطیسی تبادل فوتونها را که منجر به نیروی الکترومغناطیسی می‌شوند توصیف می‌کنند. تفاوت اصلی بین برهم‌کنش الکترومغناطیسی و برهم‌کنش هسته‌ای قوی، برد نامحدود نیروی الکترومغناطیسی در مقایسه با برد کوتاه حدود ۱ فرمی نیروی هسته‌ای است. اگر m جرم در حال سکون ذره مبادله شده باشد آنگاه تا زمانی که t بزرگتر از آنچه رابطه عدم قطعیت مجاز می‌شمارد، نباشد، یک ذره مجازی می‌تواند خلق شود و برای مدت زمان t دوام داشته باشد

$$t = \frac{\hbar}{mc^2} \quad (10.17)$$

در این صورت بزرگترین مسافتی که ذره می‌تواند حرکت کند چنین است

$$x = ct = \frac{\hbar c}{mc^2} = \frac{200 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{mc^2} \quad (20.17)$$

و بنا بر این برای برد ۱ fm جرم ذره مبادله شده از مرتبه $200 \text{ MeV}/c^2$ است. از سوی دیگر فوتونها دارای جرم در حال سکون صفر و برد نامحدود هستند. معادلات اساسی میدان‌های الکترومغناطیسی معادلات ماکسول هستند که به صورت معادلات موجی درمی‌آیند و از حل آنها میدان‌هایی حاصل می‌شوند که چگونگی انتشار فوتونهای مجازی و حقیقی را مشخص می‌کنند. واضح است که معادلات میدان الکترومغناطیسی نمی‌توانند برای میدان هسته‌ای به‌کار روند، زیرا در این مورد ذرات میدان بدون جرم هستند. معادله شرودینگر نیز مناسب نیست، زیرا غیر نسبی است و رابطه صحیح نسبیتی جرم-انرژی را که باید برای پیوندها برقرار باشد، در بر نمی‌گیرد. در عوض، معادله‌ای مورد نیاز است که با رابطه اساسی نسبیتی ذیل که انرژی کل و جرم در حال سکون را پیوند می‌دهد، سازگار باشد.

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (3.17)$$

در نظریه کوانتومی به انرژی، عملگر $i\hbar\partial/\partial t$ و به تکانه عملگر $i\hbar\nabla$ - نسبت داده می شود. با استفاده از این جایگذاریها در رابطه فوق، یک معادله دیفرانسیل نسبتی شبیه به معادله موج حاصل می شود که معادله کلاين-گوددن نامیده می شود

$$\left(\nabla^2 - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2}\right)\phi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (4.17)$$

که در آن ϕ دامنه میدان را نشان می دهد. (در حالت حدی $m=0$ ، این معادله به صورت معادله موج آشنای میدان الکترومغناطیسی درمی آید.) برای شروع به دنبال پتانسیلی استاتیک خواهیم بود که جواب مستقل از زمان معادله زیر باشد

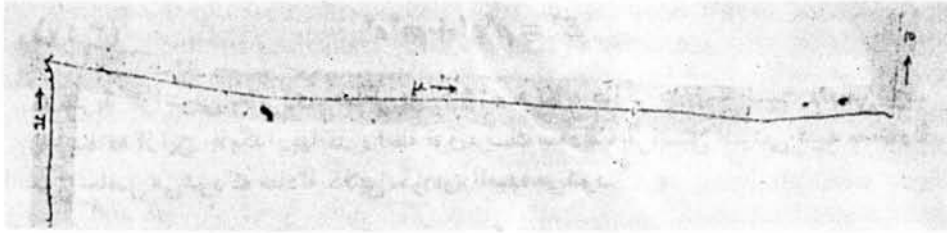
$$\nabla^2 \phi - k^2 \phi = 0 \quad (5.17)$$

که در آن $k = mc/\hbar$ است. در مختصات شعاعی، جواب مقارن کروی به صورت زیر است

$$\phi = g \frac{e^{-kr}}{r} \quad (6.17)$$

همان طور که e نمایانگر قدرت میدان الکترومغناطیسی است، در اینجا ثابت g نمایانگر قدرت میدان پیونی است. میدان الکترومغناطیسی يك بار منفرد را می توان به صورت $e/\sqrt{4\pi\epsilon_0}r$ نشان داد که بنا بر این قدرت برهم کنش يك باربنیادی دیگر با این میدان برابر $e^2/\sqrt{4\pi\epsilon_0}r$ خواهد بود. به همین ترتیب برهم کنش قوی میان دو ذره هسته ای «بنیادی» می تواند به صورت e^{-kr}/r - باشد که به همان شکل معادله (۵۴.۴) است.

بنابر محاسبات یوکاوا، نیروی هسته ای باید بردی از مرتبه $k^{-1} = \hbar/mc$ داشته باشد که همان معادله (۲.۱۷) است که بر مبنای رابطه عدم قطعیت به دست آمده است. ذرات پیشنهادی یوکاوا مزون نامیده شدند (در اصل مزوترون که در آن پیشوند «مزو» به معنی «میان» است) زیرا جرم فرضی آنها حد وسط بین جرم ذرات شناخته شده سبک (الکترونها) و نوکلئونهای سنگین بود. در زمان ارائه فرضیه یوکاوا، شتابدهنده ها برای تولید مزونها قدرت کافی نداشتند، به همین دلیل جستجوهای اولیه برای مزونها در میان ذراتی که توسط پرتو کیهانی ایجاد می شدند انجام می شد. به این طریق که امولسیونهای عکسبرداری را به مناطق مرتفع می بردند تا عبور ذرات ثانویه ای را که به هنگام برخورد پرتوهای کیهانی به جو خلق می شدند ثبت کنند. نتایج حاصل از مطالعات پرتو کیهانی شواهدی دال بر وجود ذره ای به جرم حدود $100 \text{ MeV}/c^2$ نزدیک به تخمین یوکاوا، به دست داد، اما کار بیشتر نشان داد که این ذرات برد زیادی در ماده جامد دارند. این برد طولانی با فرضیه ذره ای که قویاً با هسته ها برهم کنش می کردند ناسازگار بود و به این دلیل در اینکه این ذرات همان مزون یوکاوا باشند تا حدی مشکوک بودند. کار بعدی که توسط پاول و همکارانش انجام



شکل ۱۰۱۷ یک مزون π (چپ) به یک موئون (وسط) واپاشیده می‌شود که آن هم به نوبه خود به یک الکترون (راست) واپاشیده می‌شود.

شد، شواهد حاصل از اثرات امولسیون (شکل ۱۰۱۷) را حاکی از وجود دو نوع مزون نشان داد: یک نوع مزون سنگینتر ($\sim 150 \text{ MeV}$) که به مزون نوع سبکتر ($\sim 100 \text{ MeV}$) واپاشیده می‌شد. مزون سنگینتر همان ذره یوکاواست که اکنون به عنوان مزون π شناخته می‌شود. ذره سبکتر یک موئون است. اگرچه در ابتدا مزون μ نامیده شد، اما در واقع اصلاً از نوع مزون نیست (زیرا به صورت قوی برهم کنش نمی‌کند و اسپین آن $1/2$ است) بلکه یک ذره بنیادی واقعی از خانواده لبتون است.

خیلی زود پس از آنکه پرتو کیهانی شواهدی برای مزون π به دست داد، سنکروسیکلو-ترونها به انرژیهای بالاتر از حد آستانه لازم برای تولید مزونهای π رسیدند و مطالعه خواص آنها را در آزمایشگاه ممکن ساختند. امروزه درشتا بدهنده‌هایی که به نام «کارخانه‌های مزونی» شناخته می‌شوند (LAMPF در لوس آلاموس، نیومکزیکو، TRIUMF در وانکور، بریتیش کلمبیا، SIN در زوریخ، سوئیس) با استفاده از باریکه‌های پرتونی پر شدت به قدری مزونهای π تولید می‌شوند که باریکه‌های ثانویه‌ای از پیونها قابل استخراج هستند و مطالعه دقیق و اکنشهای ناشی از پیونها امکان پذیر شده است.

۲.۱۷ خواص مزونهای π

بار الکتریکی

پیونها می‌توانند حامل بار الکتریکی e^+ ، e^- ، یا 0 باشند و به این ترتیب به صورت π^+ ، π^0 ، یا π^- نشان داده می‌شوند. π^0 پادذره خودش است و π^+ و π^- متقابلاً پادذره‌های یکدیگرند. در مورد π^+ و π^- چندان معنایی ندارد که یکی را به عنوان ذره و دیگری را به عنوان پادذره در نظر بگیریم. ذراتی چون الکترونها یا نوکلئونها را که اجزای سازنده ماده هستند، به عنوان ذره مشخص می‌کنیم و به این ترتیب پوزیترونها و پادنوکلئونها را به عنوان پادذره می‌شناسیم. اما ماده معمولی از پیونها تشکیل نمی‌شود و بنا بر این چنین تشخیصی ممکن نیست. عامل نهایی در تشخیص هویت ذره‌ای یا پادذره‌ای مزونها وزن آماری نسبی سطح-مقطعهای و اکنشهای گوناگون آنهاست که از آنجا چنین نتیجه می‌شود که پیونها را باید به

صورت يك مجموعه سه ذره ای π^+ ، π^0 ، و π^- در نظر گرفت که پادذره آنها به ترتیب π^- ، π^0 و π^+ هستند.

ایزوسپین

درک واکنشهای میان ذرات بنیادی به کمک گروه بندی ایزوسپین ذرات صورت می گیرد. در فصل ۱۱ علامت ایزوسپین برای نمایش نوکلئونها به صورت يك دو تایی ایزوسپین $T = 1/2$ معرفی شد به طوری که تصویر $T_3 = +1/2$ نمایشگر يك پروتون، و تصویر $T_3 = -1/2$ نمایشگر يك نوترون است. مزونهای π نیز می توانند با علامت ایزوسپینی مشابه نمایش داده شوند. چون سه نوع پیون موجود است، چند تاییگی $1 + 2T$ ایجاب می کند که $T = 1$ باشد. در اینجا هم عضوی را که دارای بیشینه بار الکتریکی است با بزرگترین تصویر در نظر می گیریم و برای π^+ داریم $T_3 = +1$ ، و برای π^0 و π^- به ترتیب $T_3 = 0$ و $T_3 = -1$ را منظور می کنیم. بعدها در این فصل در مورد مفید بودن این طرح برای درک واکنشها و واپاشیهای مربوط به مزونها صحبت خواهیم کرد. در غیاب برهم کنشهای الکترومغناطیسی، سه تایی ایزوسپین پیونها می توانند مانند نوکلئونها جرمهای یکسانی داشته باشند؛ اختلاف جرم کوچک میان سه تایی پیونی را می توان به برهم کنش الکترومغناطیسی با ایزوسپین ناپایسته نسبت داد.

جرم

جرم π^- بادقتی زیاد با استفاده از انرژیهای پرتوایکس پیونی که هنگام گیراندازی مزون π^- در مدارهای اتمی که با گسیلهای متوالی به سوی هسته حرکت می کند، معین می شود. درست مثل گذارهای اپتیکی الکترونها یا گذارهای پرتو X در اتمها یا پرتو X موثونی که در تعیین شعاع بار هسته به کار می رود (بخش ۱۰.۳، جلد اول، ترجمه فارسی)، در این فرایند نیز فوتونهایی گسیل می شوند. دقیقترین اندازه گیری منفردی که تاکنون گزارش شده است توسط لوهمکارانش با استفاده از پرتو X پیونی در فسفروتیتانیم انجام شده است. با برخورد باریکه ای از پروتونهای پرانرژی از يك سنکروترون به يك هدف ضخیم، پیونها به صورت ذرات ثانویه تولید می شدند. این پیونها پس از کند شدن سرانجام در ماده مورد نظر (P یا Ti)، که در آن پیونهای منفی در مدارهای اتم گونه گیراندازی می شوند، متوقف می شدند. مانند مورد الکترونها اتمی، ترازهای برانگیخته بالاتر از طریق گسیل فوتون به ترازهای پایین واپاشی می کنند، اختلاف اساسی در این است که با نزدیکی پیونها به هسته احتمال زیادی وجود دارد که پیون در يك فرایند هسته ای مثل $n + p \rightarrow \pi^- + p$ ناپدید شود. در این صورت لازم است که پرتو X حاصل از حالتی با عدد کوانتومی اصلی $n = 3 - 5$ مورد مطالعه قرار گیرد زیرا پیون نخواهد توانست به ترازهای $n = 1$ و $n = 2$ برسد. چون

انرژی ترازهای هیدروژنی متناسب با n^{-2} است، در این صورت آزمایش باید با اختلاف انرژیهای کمی صورت گیرد.

انرژیهای تقریبی گذار از $n=4$ به $n=3$ را در $P(Z=15)$ و گذار از $n=5$ به $n=4$ را در $Ti(Z=22)$ می توان از فرمول هیدروژنی که در بخش ۴.۲ ارائه شده با قراردادن انرژی جرمی حدود 140MeV برای پیون، به صورت $\Delta E_p = 4088\text{keV}$ و $\Delta E_{Ti} = 4066\text{keV}$ محاسبه کرد. این انرژیها به انرژی پرتوگاما در واپاشی رادیواکتیو ^{99}Mo ($405835 \pm 000002\text{keV}$) و به پرتوهای ایکس الکترونی معمولی K در Sm ($401181 \pm 000003\text{keV}$) و Eu ($409101 \pm 000003\text{keV}$) که می توانند برای درجه بندی به کار روند، بسیار نزدیک اند. شکل ۲.۱۷ مقایسه ای از گذار $4f-3d$ را که در P اندازه گیری شده با گذار درجه بندی ^{99}Mo نشان می دهد. انرژیهای اندازه گیری شده که برای اثرات کوچک نسبیتی و غیر کولنی (در حدود 1keV که با دقت زیاد قابل محاسبه اند) تصحیح شده اند، عبارت اند از

$$\Delta E_p = 404892 \pm 000003\text{keV}$$

$$\Delta E_{Ti} = 403861 \pm 000004\text{keV}$$

و جرم پیون چنین می شود

$$m_{\pi^-}c^2 = 1395675 \pm 000009\text{keV}$$

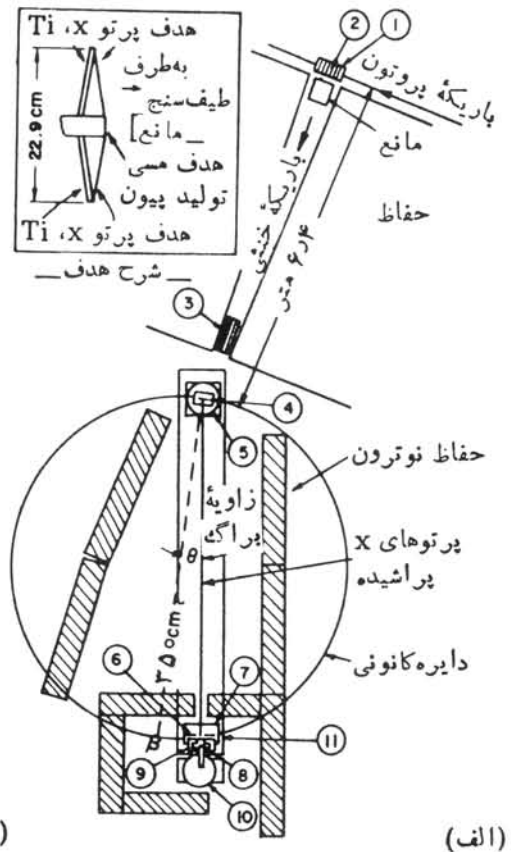
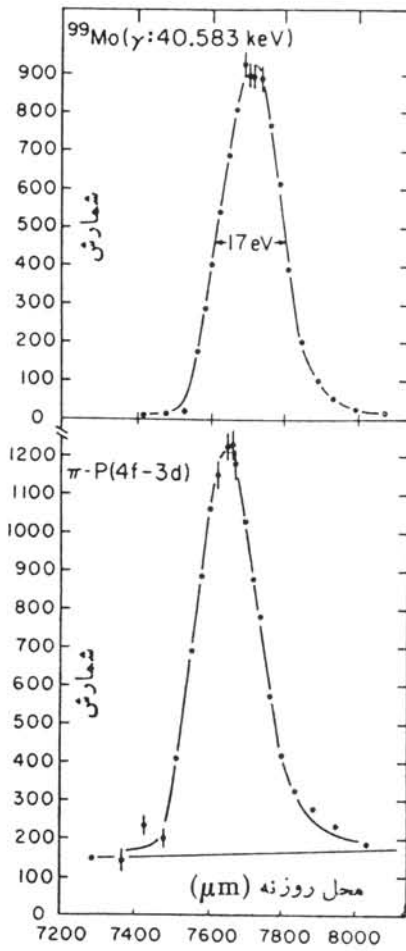
این روش پرتوایکس را نمی توان برای ذرات باردار مثبت به کار برد و بنا بر این برای π^+ باید روش دیگری یافت. در این مورد می توانیم انرژیها و جرمهای محصولات نهایی را در واپاشی

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$$

اندازه گیری کنیم و جرم π^+ را به دست آوریم. در چارچوب سکون π^+ ، موازنه انرژی چنین است

$$\begin{aligned} m_{\pi^+}c^2 &= E_{\mu^+} + E_{\nu} \\ &= m_{\mu^+}c^2 + T_{\mu^+} + cp_{\mu^+} \end{aligned} \quad (7.17)$$

که در آن نتیجه اخیر از تساوی $E_{\nu} = cp_{\nu} = cp_{\mu^+}$ حاصل می شود که ناشی از بدون جرم بودن نوترینوها و پایستگی تکانه در چارچوب سکون پیون است. با اندازه گیری تکانه P_{μ^+} می توانیم T_{μ^+} را محاسبه کنیم و مقدار $m_{\pi^+}c^2 - m_{\mu^+}c^2$ را به دست آوریم. از نتایج مستقل برای جرم μ^+ (که با دقت بیشتری اندازه گیری شده است) می توان $m_{\pi^+}c^2$ را به دست آورد.



شکل ۲۰۱۷ (الف) دستگاه به کاررفته برای مشاهده پرتو X پیونی. باریکه پروتونی به هدف تولیدکننده پيون (۲) که به منظور توقف پیونها بالا به ای از P یا Ti پوشیده شده است برخورد می کند. یک مانع ضخیم از وارد شدن تابش حاصل از تولید پيون در هدف به دستگاه آشکارساز جلوگیری می کند. یک کلیما تور (۳) پرتوهای X را به باریکه ای تبدیل می کند که به پلور (۴) در دستگاه پراکندگی براگ وارد می شود. طیف سنج پلوری کاملاً می تواند انرژیهای فوتون را اندازه گیری کند. با حرکت یک شکاف (۶) زاویه پراکندگی برای دریافت تابش توسط آشکارساز (۸) معلوم می شود. در شکل (ب) طیف حاصل از چشمه رادیواکتیو ^{99}Mo (در بالا) و هدف پرتو ایکس P (در پایین) نشان داده شده است.

در آزمایشی که توسط دائوم و همکارانش گزارش شده، کارخانه مزون SIN برای

1. Daum et al, *Phys. Rev. D* 20, 2692 (1979).

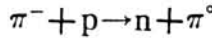
تولید پرتو π^+ که در نهایت متوقف می‌شوند مورد استفاده قرار گرفت. در این آزمایش با استفاده از یک طیف‌سنج مغناطیسی، تکانه μ^+ گسیل شده در واپاشی π^+ ، با دقتی زیاد اندازه‌گیری شده است. شکل ۳.۱۷ جزئیات طیف‌سنج آنها و چند نتیجه نمونه را نشان می‌دهد. تکانه به دست آمده برای موئون چنین بوده است

$$p_{\mu^+} = 297877 \pm 00014 \text{ MeV}/c$$

و از آنجا (با فرض صفر بودن یا قابل‌صرفنظر بودن m_ν) معادله (۷.۱۷) چنین نتیجه می‌دهد

$$m_{\pi^+} c^2 = 1395658 \pm 00018 \text{ MeV}$$

جرم بیون خنثی با مطالعه واکنش



به دست می‌آید. π^- اولیه ابتدا کند می‌شود و به توقف درمی‌آید و سپس توسط هدف پرتون در یک مداراتم گونه گیر اندازه‌گیری می‌شود. بنا بر این مقدار Q چنین است

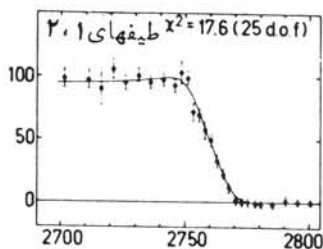
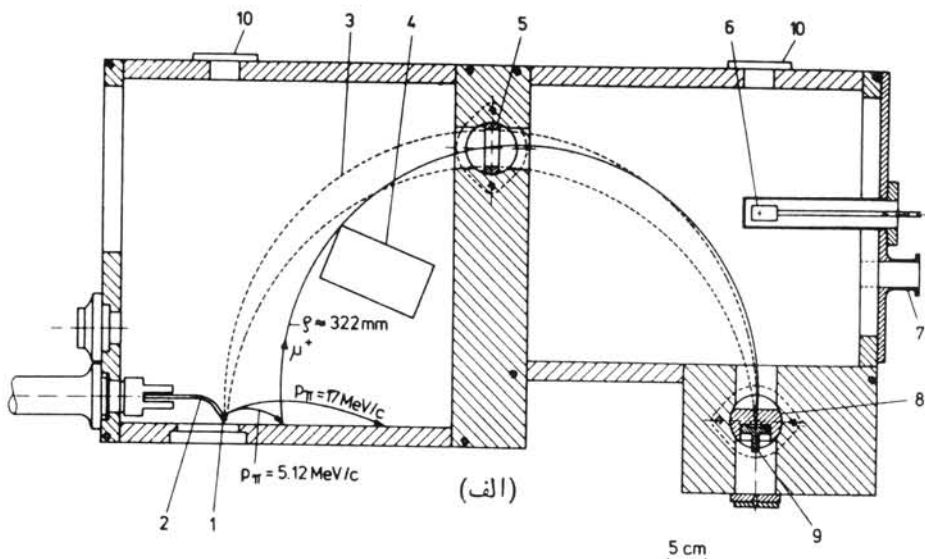
$$\begin{aligned} Q &= (m_i - m_f) c^2 \\ &= (m_{\pi^-} + m_p - m_n - m_{\pi^0}) c^2 \quad (8.17) \\ &= T_f - T_i \\ &\cong T_f \quad (9.17) \end{aligned}$$

مرحله آخر در این رابطه بدان دلیل نوشته شد که انرژی جنبشی اولیه به مقداری قابل‌صرفنظر کوچک است. انرژی جنبشی نهایی به صورت زیر بین نوترون و π^0 تقسیم می‌شود

$$(m_{\pi^-} - m_{\pi^0}) c^2 = T_n + T_{\pi^0} + (m_n - m_p) c^2 \quad (10.17)$$

در اینجا T_n و T_{π^0} به واسطه پایستگی تکانه، $P_n = P_{\pi^0}$ ، به هم مرتبط می‌شوند. در این رابطه فرض شده است که گیراندازی اولیه در حال سکون صورت گرفته است. انرژی جنبشی نهایی π^0 را می‌توان از انرژی پرتوگاما در واپاشی $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ به دست آورد. روشی معادل با این روش، اندازه‌گیری زاویه بین دو پرتوگاما در دستگاه سکون π^0 است. گاماها در جهات مخالف گسیل می‌شوند، اما تکانه آزمایشگاهی p_{π^0} در گستره‌ای از زوایای ممکن مطابق شکل ۴.۱۷ توزیع می‌شود. اگر گاماها در جهت p_{π^0} (آزمایشگاهی) گسیل شوند، زاویه بازشدگی همان 180° باقی می‌ماند؛ کمترین زاویه بازشدگی زمانی پدید می‌آید که گاماها در دستگاه ساکن به طور عمود بر p_{π^0} گسیل می‌شوند. در این حالت (شکل ۴.۱۷) داریم

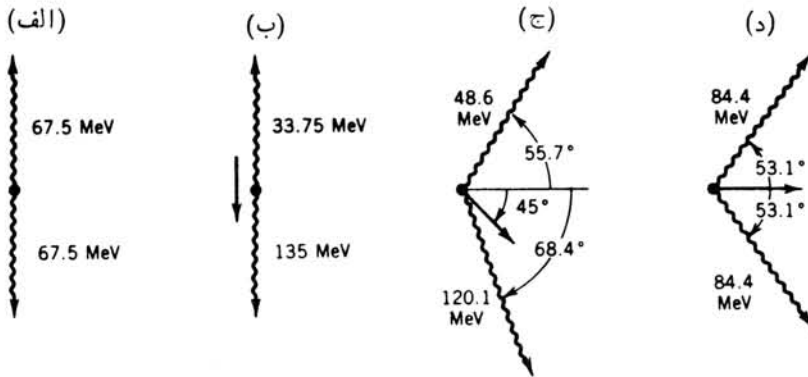
$$c p_{\pi^0} = m_{\pi^0} c^2 \cot \frac{\theta}{2} \quad (11.17)$$



(ب)

شکل ۳.۱۷ (الف) طیف‌سنج برای اندازه‌گیری تکانه موئونها در واپاشی π^+ . پيونها ازینجوره گوشه پایینی چپ وارد می‌شوند و به سطح سوسوزن (۱) برخورد می‌کنند و در آنجا متوقف می‌شوند و به صورت موئون واپاشیده می‌شوند. سیگنال سوسوزنی پيونها از طریق لوله نوری (۲) به تکثیر کننده فوتونی در طرف چپ می‌رسد. موئونها مسیر خط‌چین (۳) را از میان یک باریکه ساز (۵) طی می‌کنند و نهایتاً به یک آشکارساز سیلیسیمی حالت جامد (۹) می‌رسند. یک میدان مغناطیسی (که منبع آن نمایش داده نشده است) مسیر موئون را به صورت یک قوس دایره در می‌آورد. واپاشی دو جرمی پيون، یک موئون تک انرژی می‌دهد. اما آن پيونهایی که در داخل سوسوزن واپاشی می‌کنند می‌توانند موئونهایی تولید کنند که قسمتی از انرژی خود را در سوسوزن از دست می‌دهند. همچنانکه میدان مغناطیسی افزایش می‌یابد، زمانی می‌رسد که مسیر پر انرژیترین موئونها آنقدر کوچک می‌شود که به آشکارساز نمی‌رسند و میزان شمارش به صفر می‌رسد. در شکل (ب)، نمونه‌ای از نتایج که در آن آهنگ شمارش در میدانهای بالاتر از 2750G به صفر می‌رسد، نشان داده شده است.

شکل ۵.۱۷ نتایج آزمایش برای زاویه بین گاماها را به ازای $\theta = 156.6^\circ$ و $T_{\pi^0} = 289\text{MeV}$ نشان می‌دهد؛ بنابراین



شکل ۴.۱۷ (الف) واپاشی در حال سکون π^0 به تولید دو فوتون 56.7 MeV که در جهات مخالف حرکت می‌کنند منجر می‌شود. (ب) پیونها با سرعت $v/c = 0.6$ در همان جهت حرکتهاشان واپاشیده می‌شوند و دو فوتون با زاویه نسبی 180° تولید می‌کنند. (ج) اگر زاویه بین جهت حرکت آزمایشگاهی π^0 و جهت فوتون در چارچوب سکون 45° باشد، زاویه بازشدگی 124.1° است. (د) کمینه زاویه بازشدگی 106.2° هنگامی رخ می‌دهد که پیونها در دستگاه ساکن با زاویه 90° نسبت به تکانه آزمایشگاهی خود واپاشیده شوند.

$$(m_{\pi^-} - m_{\pi^0})c^2 = 4603 \pm 0005 \text{ MeV}$$

است. انرژی نوترون را می‌توان به روشی دیگر مستقیماً با به کارگیری تکنیکهای زمان پرواز اندازه‌گیری کرد. شکل ۶.۱۷ نمونه‌ای از نتایج را نشان می‌دهد که در آن نوترون مسافت 56 m را در مدت زمان 600 ns طی کرده است. سرعت به دست آمده نوترون $89 \times 10^6 \text{ m/s}$ است که مطابق با انرژی 42 MeV است. از این نتیجه اختلاف جرمی برابر با $(m_{\pi^-} - m_{\pi^0})c^2 = 45930 \pm 00013 \text{ MeV}$ به دست می‌آید که با مقدار حاصل از واپاشی $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ سازگار است (و خطای آن هم کمتر است)، نتیجه خالص برای جرم m_{π^0} با به کارگیری بهترین مقدار m_{π^-} چنین می‌شود

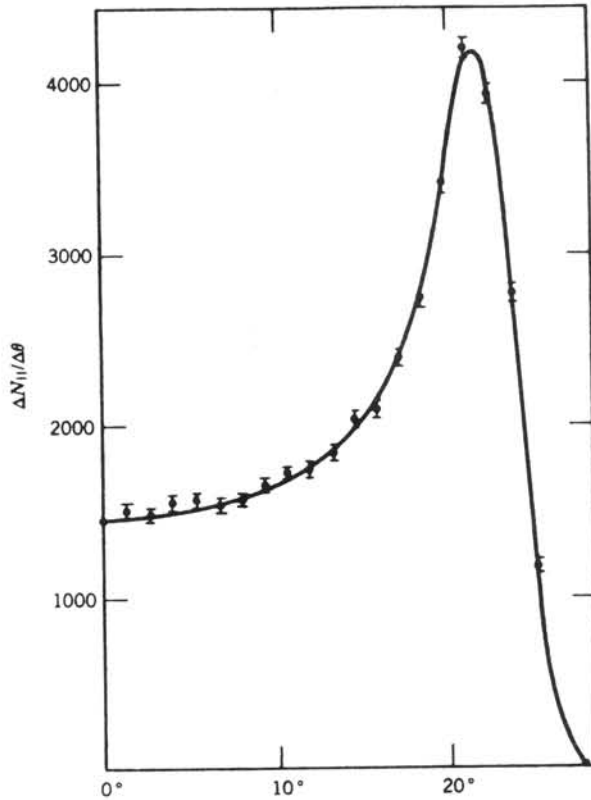
$$m_{\pi^0}c^2 = 1349745 \pm 00016 \text{ MeV}$$

چون π^+ و π^- پادذره یکدیگرند، انتظار می‌رود جرمشان یکسان باشد. این نتیجه از قضیه CPT به دست می‌آید که در آن C ، P ، و T به ترتیب سه عملگر همیسوگ بار (عملاً، تبدیل ذره به پادذره)، پارته $(\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r})$ و برگشت زمان $(t \rightarrow -t)$ هستند. مقدار تجربی اختلاف جرمهای π^+ و π^- چنین است

$$m_{\pi^+} - m_{\pi^-} = -00017 \pm 00020 \text{ MeV}$$

که با قضیه CPT سازگار است.

اختلاف جرمهای پیونهای باردار و خنثی باید مربوط به برهم کنش الکترومغناطیسی

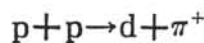


شکل ۵۰۱۷ زاویه باز شدگی دوفوتون ناشی از واپاشی π^0 (بر حسب $\theta - 180^\circ$). قله منحنی متناظر به زاویه بیشینه در شکل ۴۰۱۷ د است.

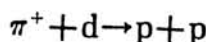
و به صورت نوعی خود انرژی الکترومغناطیسی، مشابه مورد توزیع بارهای محدود، باشد. این اختلاف جرم می تواند منشأ اندک اختلافات احتمالی بین پارامترهای پراکندگی nn، np و pp محسوب شود.

اسپین و پاریته

واپاشی π^0 به دو گاما و تولید یک پيون منفرد از برخوردهای نوکلئون - نوکلئون نظیر $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$ فوراً نشان می دهد که پيونها باید مانند تمام مزونها دارای اسپین صحیح باشند. صریح ترین نشانه وجود اسپین پيون از مطالعه واکنش



وعکس آن



نتیجه می‌شود. اگر طبیعت نسبت به برگشت زمان متقارن باشد، سطح مقطعهای مستقیم و معکوس باید بجز برای عوامل آماری و سینماتیکی یکسان باشند. این مطلب را معمولاً اصل توازن تفصیلی می‌نامند. یعنی

$$\sigma \propto \frac{1}{k^2} g \quad (12.17)$$

که در آن g عامل آماری مستقل از اسپین است و از معادله (۶۷.۱۱) به دست می‌آید و $\hbar k$ تکانه ذره فرودی در دستگاه مرکز جرم است. بنا بر این

$$\frac{\sigma(pp \rightarrow \pi d)}{\sigma(\pi d \rightarrow pp)} = \frac{g(pp \rightarrow \pi d)}{g(\pi d \rightarrow pp)} \frac{k_\pi^2}{k_p^2} \quad (13.17)$$

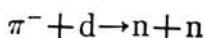
$$= \frac{(2s_\pi + 1)(2s_d + 1)}{\frac{1}{4}(2s_p + 1)^2} \frac{k_\pi^2}{k_p^2} \quad (14.17)$$

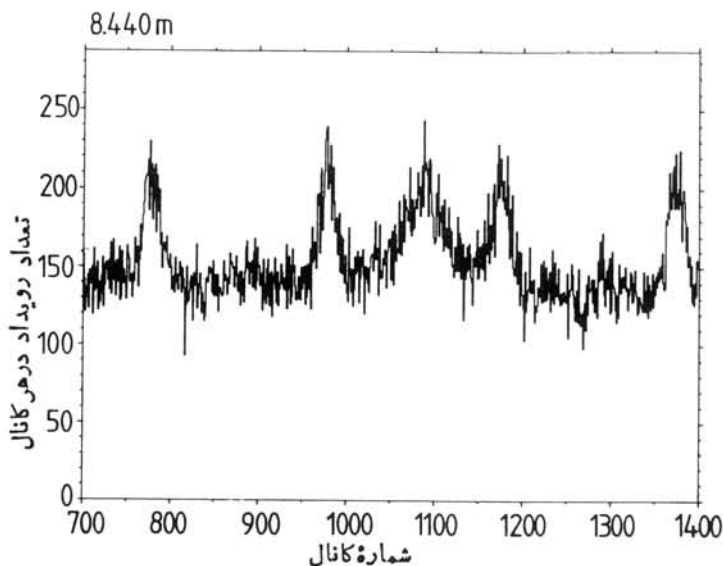
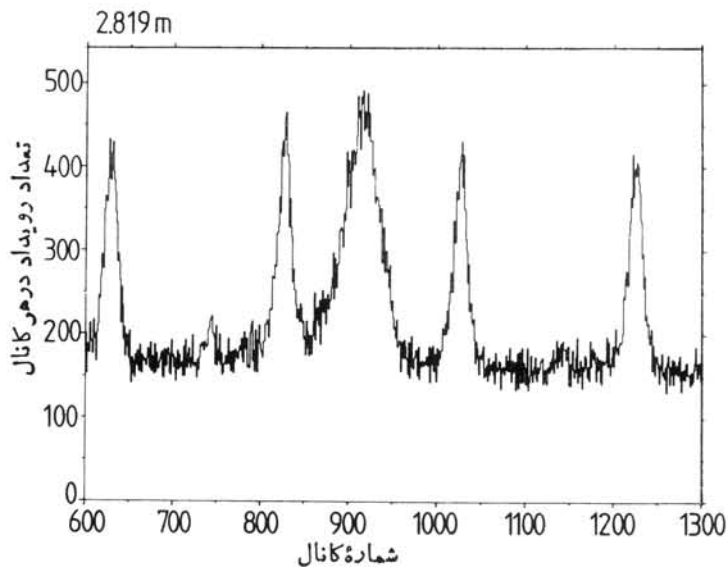
$$= \frac{3(2s_\pi + 1)}{2} \frac{k_\pi^2}{k_p^2} \quad (15.17)$$

عامل آماری اضافی $1/2$ در مخرج معادله (۱۴.۱۷) به این دلیل آمده است که اصل پاؤلی تعداد حالات اولیه ممکن pp را به نصف کاهش می‌دهد. شکل ۷.۱۷ سطح مقطعهای دو واکنش را به فرض $s_\pi = 0$ و پس از تصحیح عامل سینماتیکی k_π^2/k_p^2 نشان می‌دهد. توافق عالی است و نشان می‌دهد که انتخاب s_π صحیح بوده است؛ اگر $s_\pi = 1, 2, 3, \dots$ انتخاب شده بود سطح مقطعها در تناقض با توازن تفصیلی و ناوردایی برگشت زمان در برهم کنش قوی هسته‌ای، باضرایب $2s_\pi + 1 = 3, 5, 7, \dots$ تغییر می‌کردند.

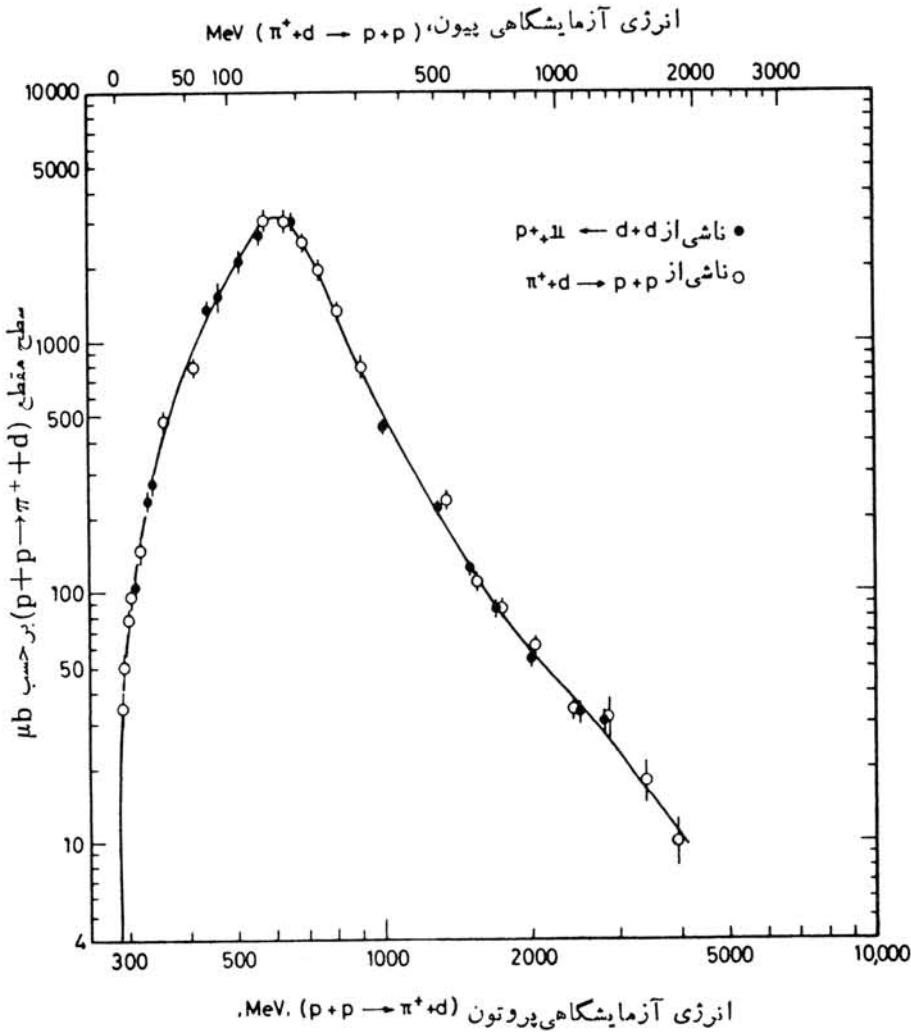
قرائن اسپین π^0 را از مشاهده واپاشی آن به 2γ به دست می‌آوریم. در دستگاه ساکن π^0 ، گاماها در جهات مخالف خارج می‌شوند. فوتونها اسپین ۱ دارند و باید در جهت حرکتشان $m_s = \pm 1$ باشد، $m_s = 0$ ممنوع است. (این نتیجه از عرضی بودن امواج الکترومغناطیسی یعنی عمود بودن \mathbf{E} و \mathbf{B} نسبت به جهت انتشار حاصل می‌شود.) در این صورت m_s کل برای دوفوتون می‌تواند برابر ۰ یا ± 2 باشد. تقارن لازم برای حالت نهایی دوفوتون ایجاب می‌کند که عدد صحیح اسپین π^0 زوج باشد و درتشابه با پیون باردار، انتخاب اسپین صفر بدیهی است.

پاربتی ذاتی پیون را می‌توان از مطالعه واکنش





شکل ۶.۱۷ طیف زمان پرواز نوترونهايي که از گيراندازی پيونهای منفی در پروتونها به دست آمده است. طیف بالایی برای مسیر پرواز ۲۸۲ m و پایینی برای ۸۴۴ m گرفته شده است؛ جا به جایی قله‌ها به زمانهای طولانیتر، حاصل از مسیر پرواز اضافی است. قلهٔ پهن در نزدیکی مرکز از نوترونها، و قله‌های باریک از فوتونهای واپاشی π^0 و واکنش $\pi^- + p \rightarrow \gamma + n$ حاصل شده‌اند. چون فوتونها با سرعت c حرکت می‌کنند، پسادگی می‌توانند برای درجه‌بندی مسیر پرواز به کار روند؛ به‌جای جایی قلهٔ نوترون نسبت به قلهٔ فوتون در هر طرف توجه کنید.



شکل ۷.۱۷ مقایسه سطح مقطعهای واکنش $p + p \rightarrow \pi + d$ و عکس آن. توافق بسیار خوب میان دو سطح مقطع، صفر بودن اسپین پیون را تأیید می کند.

و با به کارگیری پیونهای فرودی با انرژی کم، درحدی که تنها گیراندازی موج s رخ دهد، به دست آورد. پاریته ابتدایی چنین است

$$\pi_i = \pi_\pi \pi_d (-1)^i = \pi_\pi \quad (۱۶.۱۷)$$

در اینجا $\pi_d = +1$ و $i = 0$ است. (همان گونه که در فصل ۴ بحث شد، دوترون دارای پاریته ذاتی زوج است.) پایستگی پاریته دربرهم کنشهای قوی بدین معنی است که پاریته های

ابتدایی ونهایی باید یکسان باشند. پاریتۀ نهایی چنین است

$$\pi_f = \pi_n \pi_n (-1)^{l_f} = (-1)^{l_f} \quad (17.17)$$

بنابراین $\pi_n = +1$ ایجاب می‌کند که l_f زوج باشد، درحالی که $\pi_n = -1$ ایجاب می‌کند که l_f فرد باشد. تکانۀ زاویه‌ای کل حالت ابتدایی چنین است

$$J_i = s_n + s_d + l_i \quad (18.17)$$

و دانستن اینکه $s_n = 0$ ، $l_i = 0$ و $s_d = 1$ است ایجاب می‌کند که $J_i = 1$ باشد. تکانۀ زاویه‌ای نهایی چنین است

$$J_f = s_{n_1} + s_{n_2} + l_f \quad (19.17)$$

چون نوترونها ذرات با اسپین $1/2$ هستند، تابع موج کلی آنها باید نسبت به تعویض نوترونها پادمتقارن باشد. اگر بخش اسپینی تابع موج ترکیبی متقارن باشد ($s_{n_1} + s_{n_2} = 1$) آنگاه بخش فضایی آن باید پادمتقارن باشد (فرد $l_f = 1$)؛ به عکس، اگر بخش اسپینی پادمتقارن باشد ($s_{n_1} + s_{n_2} = 0$)، آنگاه بخش فضایی متقارن است (زوج $l_f = 0$). چون باید $J_f = 1$ باشد، مورد اخیر حذف می‌شود، زیرا اگر $s_{n_1} + s_{n_2} = 0$ باشد، هیچ راهی برای جفت شدن يك l_f زوج جهت به دست آوردن $J_f = 1$ نیست. بنا بر این نتیجه می‌گیریم که $s_{n_1} + s_{n_2} = 1$ هم فرد است، و تنها مقدار فرد l_f که می‌تواند جفت شدگی معادله (19.17) را به $J_f = 1$ منتهی سازد، $l_f = 1$ است. از معادله (17.17) نتیجه می‌گیریم که $\pi_f = -1$ و نتیجتاً $\pi_i = -1$ و پاریتۀ پیون فرد است.

بحثی مشابه را می‌توان برای π^+ در واکنش $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ ارائه داد. پاریتۀ π^0 را می‌توان مستقیماً از مشاهده قطبیدگی الکترونها در واپاشی $\pi^0 \rightarrow 2e^+ + 2e^-$ و یا به صورت غیرمستقیم از واکنش $\pi^0 + d \rightarrow 2n + \pi^0$ به دست آورد (مسئله ۳).

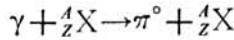
مدهای واپاشی

پیون سبکترین مزون و بنا بر این سبکترین ذره‌ای است که به طور قوی برهم کنش می‌کند. این ذره نمی‌تواند مانند مزونهای سنگینتر از طریق برهم کنشهای قوی (با طول عمر مشخصه از مرتبۀ 10^{-22} s)، به ذراتی که به طور قوی برهم کنش می‌کنند واپاشیده شود و باید از طریق برهم کنش کندتر الکترومغناطیسی یا ضعیف و نتیجتاً با طول عمر طولانیتری واپاشی کند. از لحاظ الکترومغناطیسی، π^0 در مدت زمانی از مرتبۀ 10^{-16} s به صورت زیر واپاشیده می‌شود

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

این زمان برای آشکارسازی مستقیم بسیار کوتاه است و بسیار طولانیتر از آن است که با اندازه‌گیری پهنای توزیع انرژی در تولید π^0 مانند آنچه در مورد مزونهای دیگر در بخش

۴.۱۷ خواهیم دید، بتوان آن را به دست آورد. پهنای متناظر با طول عمر π^0 تنها 8eV است و بسیار کوچکتر از حد تفکیکهای انرژی تجربی است. چون هیچیک از این روشهای معمولی قابل استفاده نیستند لازم است روشی غیر معمول به کار گیریم. به این صورت که از واکنش عکس استفاده می کنیم که در آن تابشهای γ در میدان کولنی یک هسته سنگین طی فرایندی که آن را تولید فوتونی می نامند، مزون π^0 تولید می کنند



چون این فرایند نیز یک فرایند الکترومغناطیسی است، سطح مقطع واکنش (γ, π^0) مستقیماً به فرایند عکس یعنی واپاشی $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ مرتبط می شود. در آزمایشی که توسط برومن انجام شد^۱، باریکه فوتونهای پر انرژی (۶-۴ GeV) مستقیماً به سوی اهدافی از جنس مواد سنگین گوناگون هدایت شدند و با مشاهده دوگامای واپاشی به آشکارسازی π^0 دست یافتند. طول عمر متوسط حاصل چنین بود

$$\tau_{\pi^0} = (0.82 \pm 0.04) \times 10^{-16} \text{ s}$$

فرایند $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ در واپاشی π^0 با شدت انشعاب ۹۸٫۸ درصد رخ می دهد. تنها فرایند رقیب عمده هدو واپاشی دالیتز به صورت $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$ با شدت انشعاب ۱٫۲ درصد است.

دقیقترین اندازه گیری طول عمر پیونهای باردار در آزمایشی توسط آیرس و همکاران گزارش شده است^۲. باریکه های π^+ یا π^- به صورت باریکه های ثانویه از سنکروسیکلوترون پرتونی ۱۸۴ اینچی بر کلی استخراج می شدند. یک شمارگر در طول باریکه پیون حرکت می کرد و تعداد پیونها را در فواصل گوناگون اندازه می گرفت. اگر طول عمر در چارچوب آزمایشگاه τ' باشد قانون واپاشی رادیواکتیو $N = N_0 e^{-t/\tau'}$ تعداد نسبی پیونهای را که در مدت t باقی می مانند به دست می دهد. باریکه با سرعت v حرکت می کند و قانون واپاشی بر حسب فاصله $x = vt$ به صورت زیر نوشته می شود

$$N = N_0 e^{-x/v\tau'} \quad (20.17)$$

در چارچوب آزمایشگاه طول عمر τ' با طول عمر ویژه τ که در چارچوب سکون پیون اندازه گیری می شود برابر نیست. رابطه آنها چنین است

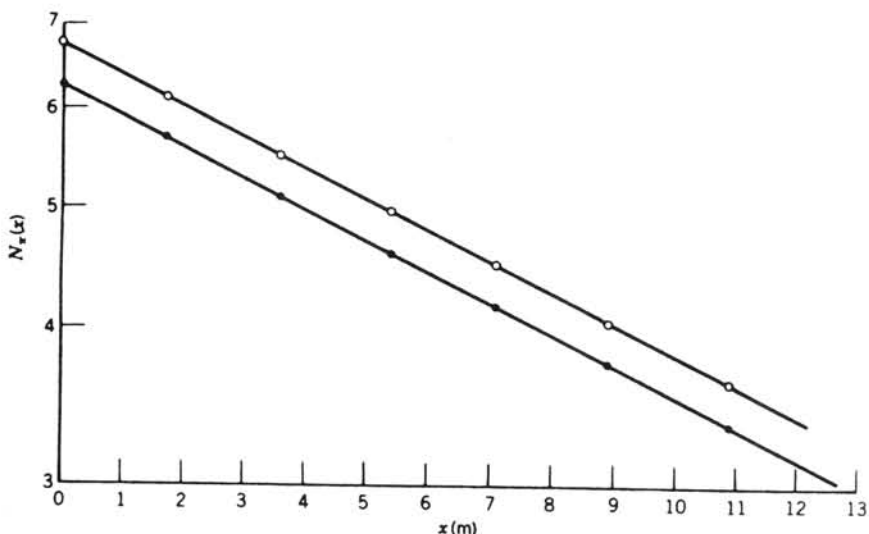
$$\tau' = \tau / \sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (21.17)$$

و بنا بر این

$$N = N_0 e^{-Bx} \quad (22.17)$$

1. Browman et al., *Phys. Rev. Lett.* 33, 1400, (1974).

2. Ayres et al., *Phys. Rev.* D3, 1051 (1971).



شکل ۸.۱۷ آهنکگ واپاشی بر حسب مسافت برای π^+ (●) و π^- (○) که در چین پرواز واپاشیده می‌شوند.

که در آن

$$B = \frac{1}{v\tau'} = \frac{\sqrt{1-v^2/c^2}}{v\tau} \quad (23.17)$$

در آزمایش آیرس و همکارانش آشکار ساز پیون در طول مسیری بیش از ۱۰m حرکت داده می‌شد، و به دلیل واپاشی تغییرات آهنکگ شمارش ثبت می‌شد. شکل ۸.۱۷ واپاشی π^- و π^+ نمایشی در یک نیمه لگاریتمی داده‌ها نشان داده شده است. شیب واپاشیهای π^+ و π^- هر یک برابر 0.575 m^{-1} است. با استفاده از روشهای زمان پرواز، تکانه باریکه برابر $p = 311.89 \text{ MeV}/c$ اندازه‌گیری شد که به موجب آن داریم

$$\frac{1}{\tau} = B \frac{v}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{B}{m} \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{Bp}{m} \quad (24.17)$$

$$\tau = \frac{1}{c} \frac{mc^2}{(B)(pc)} = 26.02 \pm 0.04 \text{ ns}$$

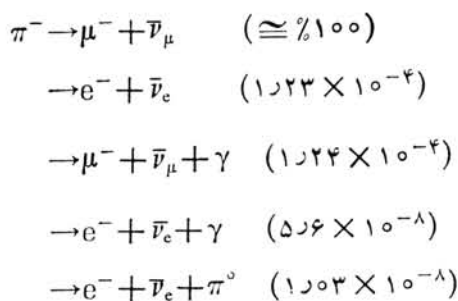
این نتایج که توسط آیرس و همکارانش برای طول عمر π^\pm به دست آمد، دو آزمون مستقیم از فیزیک بنیادی را به دست داد. قضیه CPT که در ارتباط با جرم π^\pm درباره آن بحث شد، ایجاب می‌کند که طول عمرهای π^+ و π^- یکسان باشند. یکسان بودن شیبها در

شکل ۸.۱۷ نمایانگر آن است که طول عمرها مساوی اند و از اندازه گیرهای جداگانه شبیه می توان نسبت آنها را چنین به دست آورد.

$$\frac{\tau(\pi^+)}{\tau(\pi^-)} = 1.00055 \pm 0.00071$$

که با CPT سازگار است. همچنین طول عمر اندازه گیری شده مستقیماً معتبر بودن معادله نسبیتی خاص (۲۱.۱۷) را برای اتساع زمان نشان می دهد. آیرس و همکارانش واپاشی پیونهای را که با سرعت $v/c = 0.913$ حرکت می کردند مشاهده کردند؛ آزمایشهای دیگر در مورد واپاشی پیونهای در حال سکون دقیقاً همان طول عمر 26.02 ± 0.04 ns را نتیجه می دهند. بدین ترتیب، این آزمایش یکی از دقیقترین آزمونهای مستقیم نظریه نسبیت خاص اینشتین را فراهم می آورد.

پیونهای باردار از طریق برهم کنش ضعیف (همچنانکه طول عمر 10^{-8} s ایجاب می کند) به لپتونها (الکترونها یا موئونها و نوترینوهایشان) واپاشیده می شوند.



یک سری مشابه برای π^+ نیز وجود دارد که در آن تمام ذرات به پادذرات تبدیل می شوند. در هر واپاشی، عدد لپتونی که برای لپتونهای موئونی (μ^+ , μ^- , ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$) و لپتونهای الکترونی (e^+ , e^- , ν_e , $\bar{\nu}_e$) به طور جداگانه در نظر گرفته می شود، پایستگی دارد. چون در حالت اولیه هیچ لپتونی وجود ندارد، حالت نهایی باید عدد لپتونی صفر داشته باشد و بنابراین باید حاوی یک لپتون و یک پادلپتون از همان نوع باشد. واپاشیهای نظیر $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_\mu$ ممنوع هستند زیرا پایستگی اعداد لپتونی الکترونی، و موئونی را نقض می کنند.

انشعاب نسبی واپاشیهای π^\pm به μ^\pm یا e^\pm را می توان با در نظر گرفتن آمار فرایند واپاشی درک کرد. بنا به معادله (۷۹.۲) احتمال واپاشی متناسب با حاصلضرب مربع جزء ماتریس در چگالی تابع حالات است. فرض می کنیم که الکترونها و موئونها شدت برهم کنش ضعیف یکسانی داشته باشند و بنابراین اختلافات در انشعاب واپاشی آنها باید ناشی از چگالی حالات نهایی باشد. مقدار این چگالی برای واپاشی به دو ذره چنین است (معادله ۱۵.۹)

$$\rho(E_f) \equiv \frac{1}{V} \frac{dn}{dE_f} = \frac{4\pi p^2}{h^3} \frac{dp}{dE_f} \quad (25.17)$$

در اینجا E_f انرژی نهایی کل واپاشی و p تکانه هریک از لپتونهای باردار (e^\pm یا μ^\pm) یا نوترینو را نشان می‌دهد، زیرا برای واپاشی در حال سکون π^\pm پایستگی تکانه ایجاب می‌کند که تکانه‌ها مساوی و مختلف‌الجهت باشند. بنابراین چون E_f در چارچوب سکون π^\pm دقیقاً برابر انرژی جرمی آن است

$$E_f = m_\pi c^2 = E_\nu + E_\pm \quad (26.17)$$

که در آن E_ν انرژی نوترینو و E_\pm انرژی لپتون باردار است، داریم

$$E_f = m_\pi c^2 = cp + \sqrt{c^2 p^2 + m^2 c^4} \quad (27.17)$$

$$dE_f = \left[c + \frac{1}{\gamma} (c^2 p^2 + m^2 c^4)^{-1/2} 2c^2 p \right] dp \quad (28.17)$$

در اینجا m جرم لپتون باردار (e یا μ) را نشان می‌دهد. برای حذف p با استفاده از معادله (۲۷.۱۷) داریم

$$p^2 \frac{dp}{dE_f} = \frac{(m_\pi^2 + m^2)(m_\pi^2 - m^2)^2}{4cm_\pi^4} \quad (29.17)$$

یک عامل دیگر نیز در چگالی حالتها ظاهر می‌شود. شکل ۹.۱۷ نمایش ساده‌ای از فرایند واپاشی را نشان می‌دهد. e^- و $\bar{\nu}_e$ در جهات مخالف گسیل می‌شوند. چون اسپین پیون صفر است مجموع اسپینهای $\bar{\nu}_e$ و e^- باید صفر شود. تمام پادنوترینوها دارای \mathbf{s} و \mathbf{p} موازی هستند (بحث مربوط به واپاشی بتازا در بخش ۶.۹ جلد اول، ترجمه فارسی را ببینید)، بنابراین اسپین الکترون باید موازی تکانه‌اش باشد. اما الکترونهای واپاشی بتازا دارای هلیسینته $h = \mathbf{s} \cdot \mathbf{p} / |\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}|$ برابر با $-v/c$ هستند و بنا بر آنچه از نظریه برهم‌کنشهای ضعیف انتظار می‌رود الکترونهای فوق‌العاده نسبتی مانند آنچه در واکنشهای π^- گسیل می‌شوند دارای $h = -v/c \approx -1$ هستند. از سوی دیگر، هندسه شکل ۹.۱۷ ایجاب می‌کند که هلیسینته برابر با $+1$ باشد. بنابراین کسری از الکترونهای گسیل شده در واپاشی که هلیسینته مثبت



شکل ۹.۱۷ از واپاشی در حال سکون π^- ذرات $\bar{\nu}$ و e^- با تکانه‌های مخالف حاصل می‌شوند. چون \mathbf{s} و \mathbf{p} باید برای $\bar{\nu}$ موازی باشند جهت $s_{\bar{\nu}}$ باید به صورت فوق باشد و چون پیون اسپین ذاتی ندارد، مجموع $s_{\bar{\nu}}$ و s_e صفر می‌شود و بنا بر این s_e باید مخالف $s_{\bar{\nu}}$ باشد.

دارند برابر $(1 - v/c)$ است و احتمال واپاشی با همین ضریب کاسته می‌شود. (چون الکترونها دارای $v/c \approx 1$ هستند، عمدتاً همین عامل باعث می‌شود که نسبت انشعاب مد الکترون نسبت به مدموئون بسیار کم شود.) مجدداً با استفاده از معادله (۲۷.۱۷) داریم

$$1 - \frac{v}{c} = \frac{2m^2}{m_\pi^2 + m^2} \quad (30.17)$$

با ترکیب این عوامل، احتمال واپاشی پیون، λ ، طبق رابطه زیر به عوامل سینماتیکی بستگی دارد

$$\lambda \propto \frac{m^2(m_\pi^2 - m^2)^2}{m_\pi^4} \quad (31.17)$$

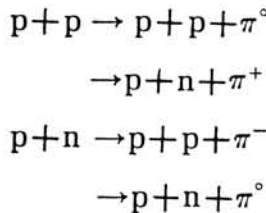
و بنابراین

$$\begin{aligned} \frac{\lambda(\pi \rightarrow e\nu)}{\lambda(\pi \rightarrow \mu\nu)} &= \frac{m_e^2(m_\pi^2 - m_e^2)^2}{m_\mu^2(m_\pi^2 - m_\mu^2)^2} \\ &= 1.28 \times 10^{-4} \end{aligned} \quad (32.17)$$

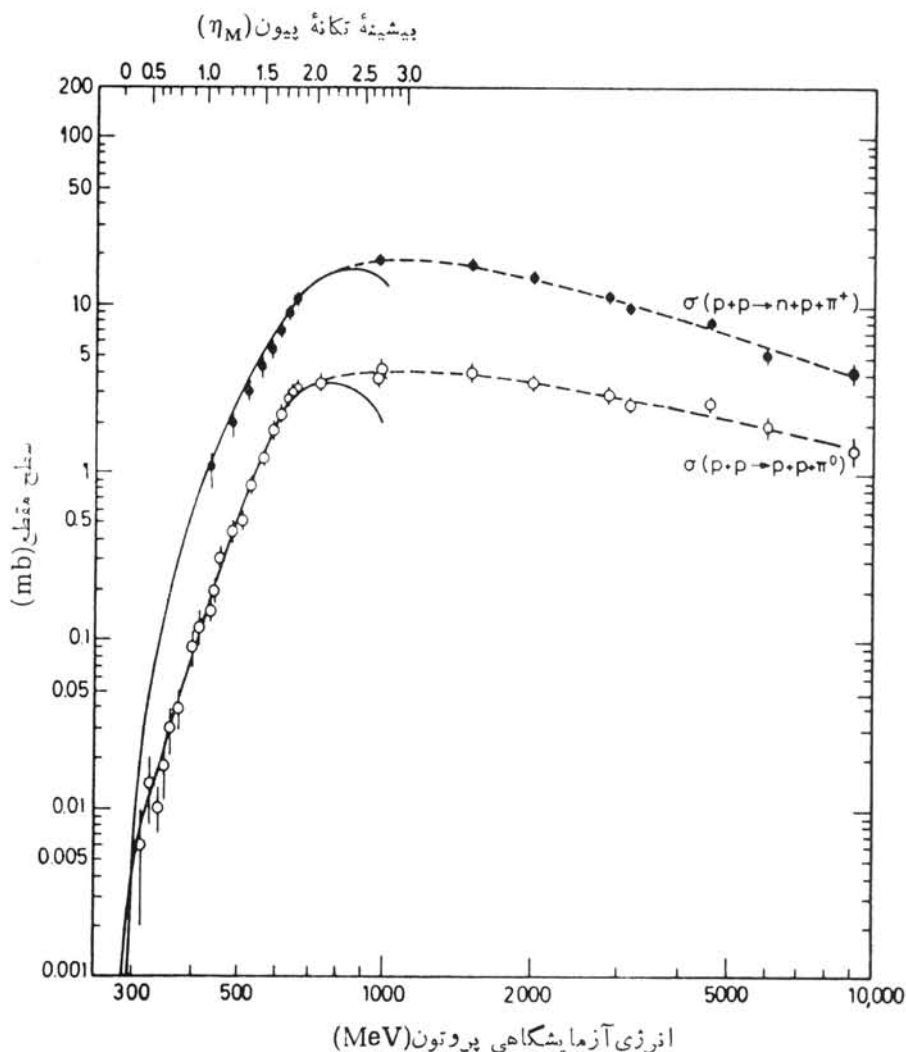
که با نسبت مشاهده شده $10^{-4} \times (1.23 \pm 0.02)$ سازگار است.

تولید

ساده‌ترین راه تولید پیونها برخورد پروتونها با هدفهای هسته‌ای است (مانند آنچه در کارخانه‌های مزون رخ می‌دهد). ساده‌ترین واکنشهای نوکلئون-نوکلئون عبارت‌اند از



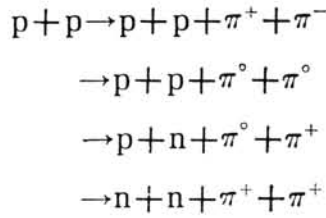
توجه کنید که هر دو حالت ابتدایی و نهایی شامل دو نوکلئون هستند؛ این نتیجه حاصل از پایستگی باریونهاست چرا که نوکلئونها سبکترین اعضای خانواده باریونها هستند. مقدار Q برای این واکنشها به‌طور تقریبی برابر انرژی سکون پیون با علامت منفی است، بنابراین بنا به معادله (۱۳.۱۵)، انرژی آستانه برابر $T_{th} = 290 \text{ MeV}$ خواهد بود. سطح مقطع تولید پیون منفرد در نزدیکیهای انرژی آستانه کاملاً کوچک است، اما در نزدیکی 1 GeV این مقدار افزایش می‌یابد و به‌قله‌ای پهن (شکل ۱۰.۱۷) می‌رسد و به همین دلیل



شکل ۱۰.۱۷ سطح مقطعهای تولید میون در برخوردهای پروتون-پروتون.

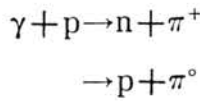
است که کارخانه‌های مزون یا باریکه‌های پروتونی در گستره انرژی $0.8 \text{ GeV} - 0.05 \text{ GeV}$ عمل می‌کنند.

بر خلاف فرمیونهای با اسپین $1/2$ ، مانند لبتونها و باریونها، هیچ قانونی که مستلزم پایستگی تعداد ذرات با اسپین صحیح مانند مزونها باشد وجود ندارد. بنابراین واکنشهای نوکلئون-نوکلئون می‌توانند به صورتی سازگار با پایستگی باروانرژی، هر تعدادی از مزونها را تولید کنند. در آستانه‌ای در حدود 600 MeV ، تولید دوپیون ممکن می‌شود

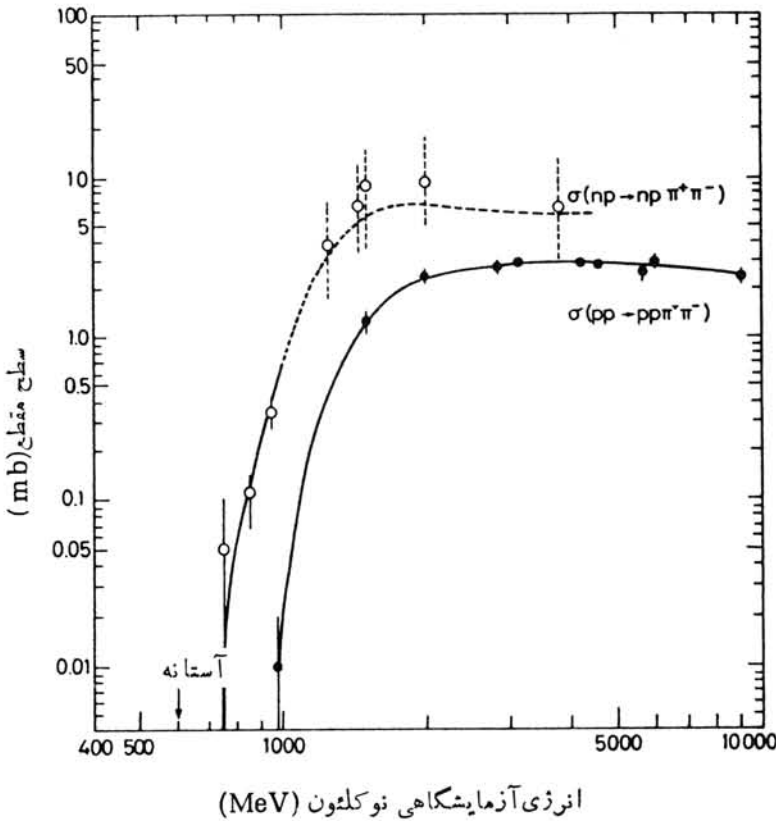


سطح مقطعها (شکل ۱۱.۱۷) در گستره انرژی $0.5 - 8 \text{ GeV}$ در مقایسه با مقادیر متعلق به تولید پیون منفرد کوچک هستند.

پرتو گامای فرودی بر نوکلئونها نیز می تواند تولید پیون کند



مقدار آستانه برای این فرایند تولید فوتونی در حدود 150 MeV است. باریکه فوتونهای



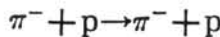
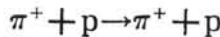
شکل ۱۱.۱۷ سطح مقطعهای تولید دو پیون در فرایند برخورد نوکلئون-نوکلئون.

تا این حد پراورزی را می‌توان به صورت باریکه‌های ثانویه درشتا بدهنده‌های الکترون در زمانی که الکترونها به حرکت در مسیر دایره‌ای واداشته می‌شوند (تابش سنکروترون) یا زمانی که در یک هدف جامد متوقف می‌شوند (تابش ترمزی) به دست آورد.

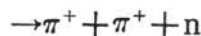
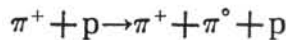
در کارخانه‌های مزون، هدفهای تولید پیون اجسام جامد از جنس مواد دارای Z پایین مانند کربن یا بریلیم، هستند. در انرژیهای $0.8 - 0.5 \text{ GeV}$ ، فوتونهای فرودی دارای طول موج کامپتونی برابر با $1.1 - 0.8 \text{ fm}$ هستند و بدین ترتیب به جای آنکه هسته را به صورت کلی «بینند» با تک تک نوکلئونها سروکار دارند. با این وجود در برخورد نوکلئون-هسته، سطح مقطعهای نوکلئون-نوکلئون به میزان قابل ملاحظه‌ای بر اثر حرکت نوکلئونهای منفرد در هسته و حضور هسته‌های دیگر، تغییر می‌کنند. شکل ۱۲.۱۷ مثالی از سطح مقطعهای تولید پیون را برای پروتونهای فرودی بر ${}^9\text{Be}$ و ${}^{12}\text{C}$ نشان می‌دهد. به یاد داشته باشید که تولید π^+ بسیار محتملتر از تولید π^- است. تنها یک واکنش (به صورت $p+n \rightarrow p+p+\pi^-$) قادر به تولید π^- منفرد است. در حالی که برای تولید π^+ دو واکنش می‌تواند صورت گیرد ($p+n \rightarrow n+n+\pi^+$ و $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$ که دومی با احتمال بیشتری رخ می‌دهد). در توانهای تفکیک بالاتر، اثر حالات خاص بر انگیخته‌هایی هسته را می‌توان مشاهده کرد. همان‌گونه که شکل ۱۲.۱۷ نشان می‌دهد، این اثرات می‌توانند برای حالات نهایی π^+ و π^- کاملاً متفاوت باشند. علی‌رغم حالات نهایی با تصویر آینه‌ای ${}^9\text{Be}$ و ${}^{12}\text{C}$ ، سطح مقطعهای نسبی متفاوت هستند.

۳.۱۷ واکنشهای پيون-نوکلئون

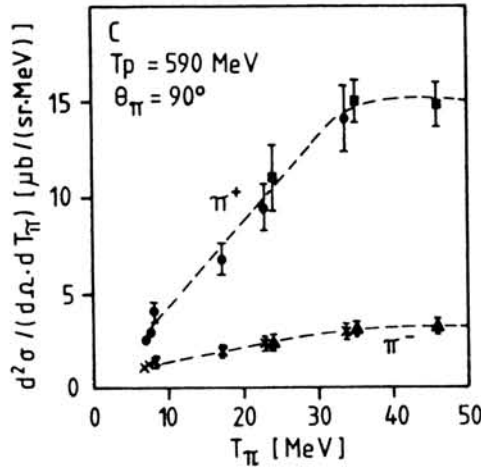
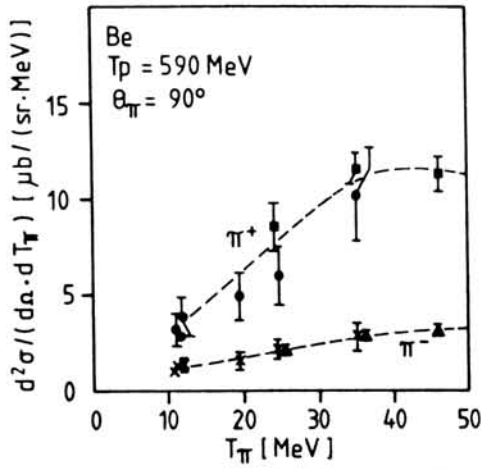
واکنشهایی را که توسط پیونهای فرودی بر نوکلئونها ایجاد می‌شوند می‌توان با به کارگیری تکنیکهایی شبیه آنچه در فصل ۱۱ راجع به واکنشهای ناشی از نوکلئون مورد بحث قرار گرفت، دسته بندی و تحلیل کرد. سه نوع واکنش را می‌توان مشخص کرد. پراکندگی کشان، پراکندگی ناکشان، و تبادل بار، پراکندگی کشان (الاستیک) شامل واکنشهایی مانند واکنشهای زیر است



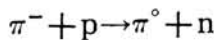
در واکنشهای ناکشان که در فصل ۱۱ مورد بحث قرار گرفت، هسته هدف در حالتی برانگیخته باقی می‌ماند. در مورد پیونها، انرژی (اضافی) صرف تولید پیونهای جدید می‌شود



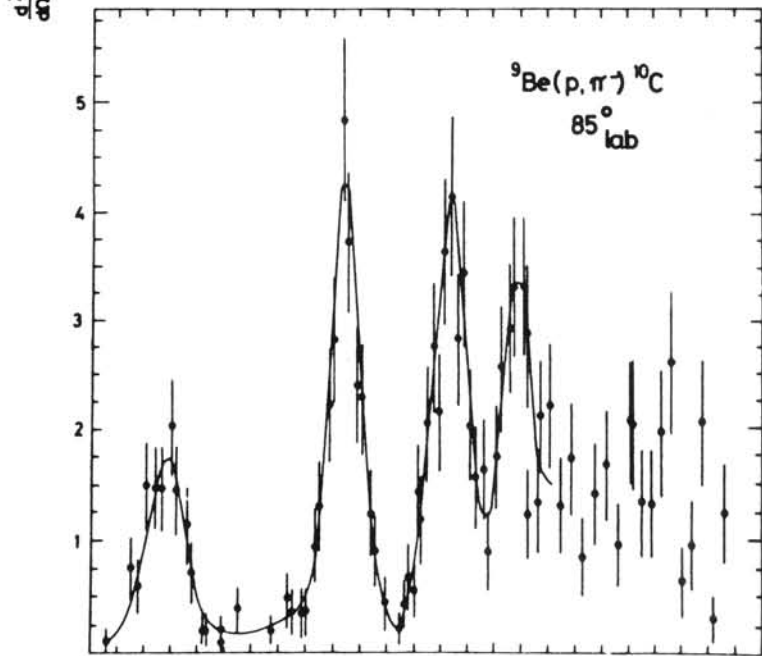
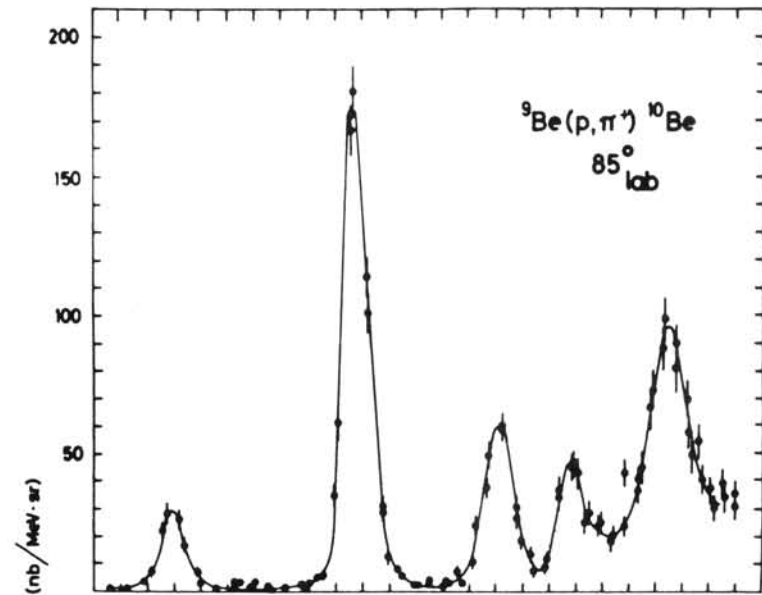
واکنشهای تبادل بارشبهه به واکنشهای (p, n) هستند



شکل ۱۲-۱۷ سطح مقطعهای تولید پيون توسط پروتونهای فرودی برهدهای ${}^9\text{Be}$ و ${}^{12}\text{C}$ در بالا مقایسه‌ای از تولید π^- و π^+ توسط پروتونهای 590MeV ، و در صفحه بعد واکنشهای پروتونهای 185MeV با ${}^9\text{Be}$ که به حالات برانگیخته منفرد منتهی می‌شوند نشان داده شده‌اند. حالات برانگیخته شناخته شده برای ${}^{10}\text{Be}$ در انرژیهای 337MeV ، 337MeV تا 544MeV (دو حالت)، و 27MeV تا 94MeV (دو حالت) واقع می‌شوند. برای ${}^{10}\text{C}$ حالات شناخته شده در انرژیهای 335MeV ، 225MeV تا 538MeV (دو حالت)، و 58MeV قرار دارند.



تنها در مورد پراکنده‌گیهای ناکشسانی که منجر به تولید پيون می‌شوند، مقدار آستانه قابل ملاحظه (170MeV) است، بقیه واکنشها حتی با پيونهای بسیار کم انرژی نیز



انرژی پراانگیختگی (MeV)

شکل ۱۴.۱۷ (ادامه).

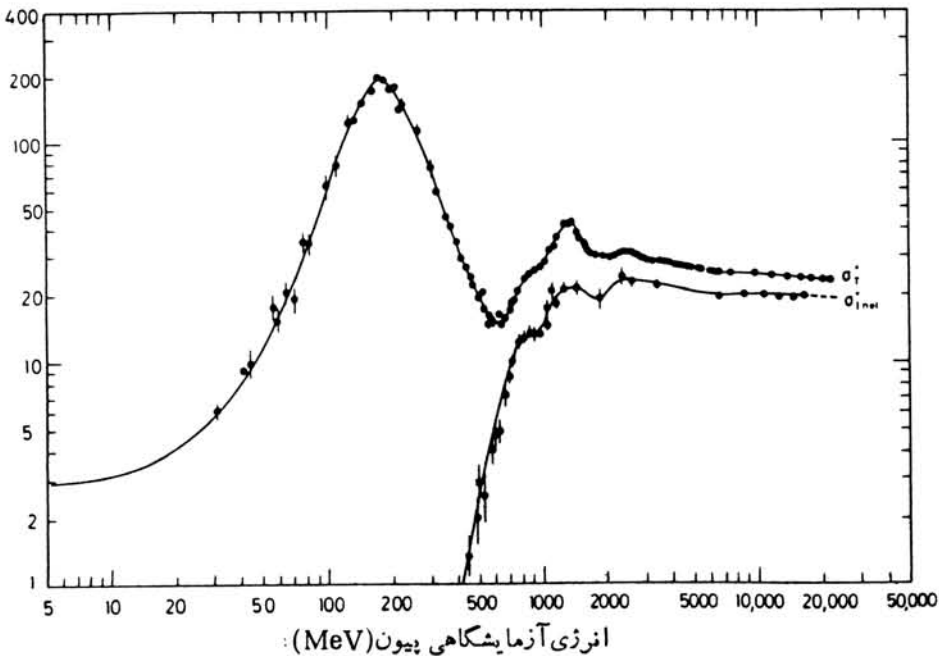
انجام پذیر هستند.

سطح مقطعهای واکنشهای $\pi^+ p$ و $\pi^- p$ ، که در شکلهای ۱۳.۱۷ و ۱۴.۱۷ نموده شده‌اند، تعدادی تشدید پهن، از همان نوعی که در بخش ۱۲.۱۱ مورد بحث قرار گرفت ولی اندکی بهتر، را نشان می‌دهند. در واکنشهای هسته‌ای کم انرژی، تشدیدها را مانند ترازهای هسته‌ای گسسته در نظر می‌گیریم. تشدیدها دارای انرژی، طول عمر (یا پهنای)، و علامت اسپین-پاریته مشخص هستند و می‌توانیم شکل‌گیری و واپاشی آنها را به حالات نهایی مختلف مورد مطالعه قرار دهیم. به طور خلاصه، هر تشدیدی به اندازه یک حالت مقید هسته‌ای واقعی است.

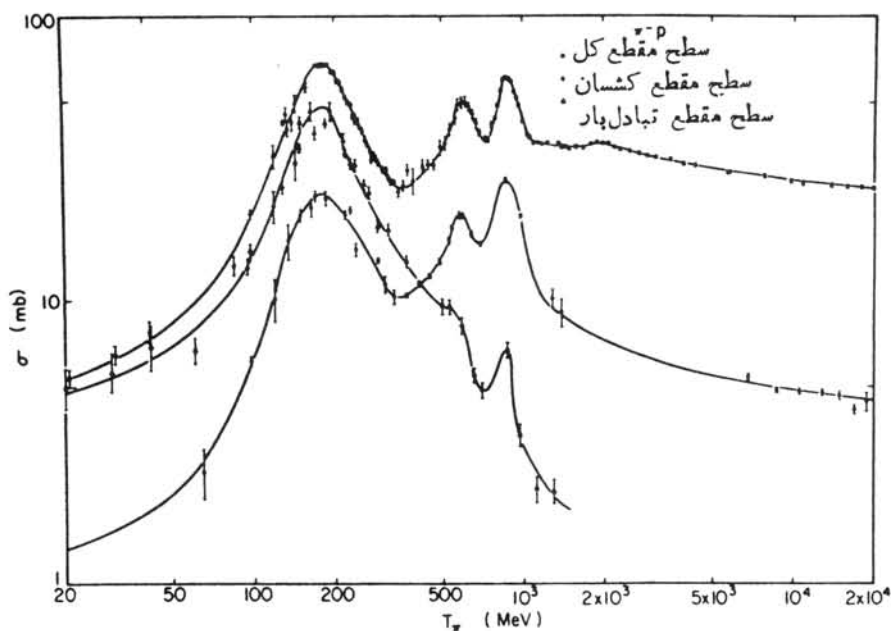
در این صورت، چگونه باید این تشدیدهای پیون-نوکلئون را مورد بررسی قرار داد؟ از ادامه آزمایشها چنین فرامی‌گیریم که تشدیدها نیز دارای انرژیها، طول عمرهای واپاشی، ویژگی اسپین-پاریته، و مدهای واپاشی مشخص هستند. هر تشدید پیون-نوکلئون ساختاری واقعی و مشخص مانند یک پروتون یا نوترون «عادی» تشکیل می‌دهد و این واقعیت که این تشدیدها عمرهای بینهایت کوتاه دارند نباید ما را به پیش‌داوری وادارد و مانع از آن شود که آنها را در فهرست ذرات قرار دهیم. این ذرات تشدید در دست بند ذرات

که در فصل ۱۸ مورد بحث قرار می‌گیرد دارد.

سطح مقطع $\pi^+ p$ در انرژی پیونی حدود 200 MeV (مطابق با انرژی مرکز جرم

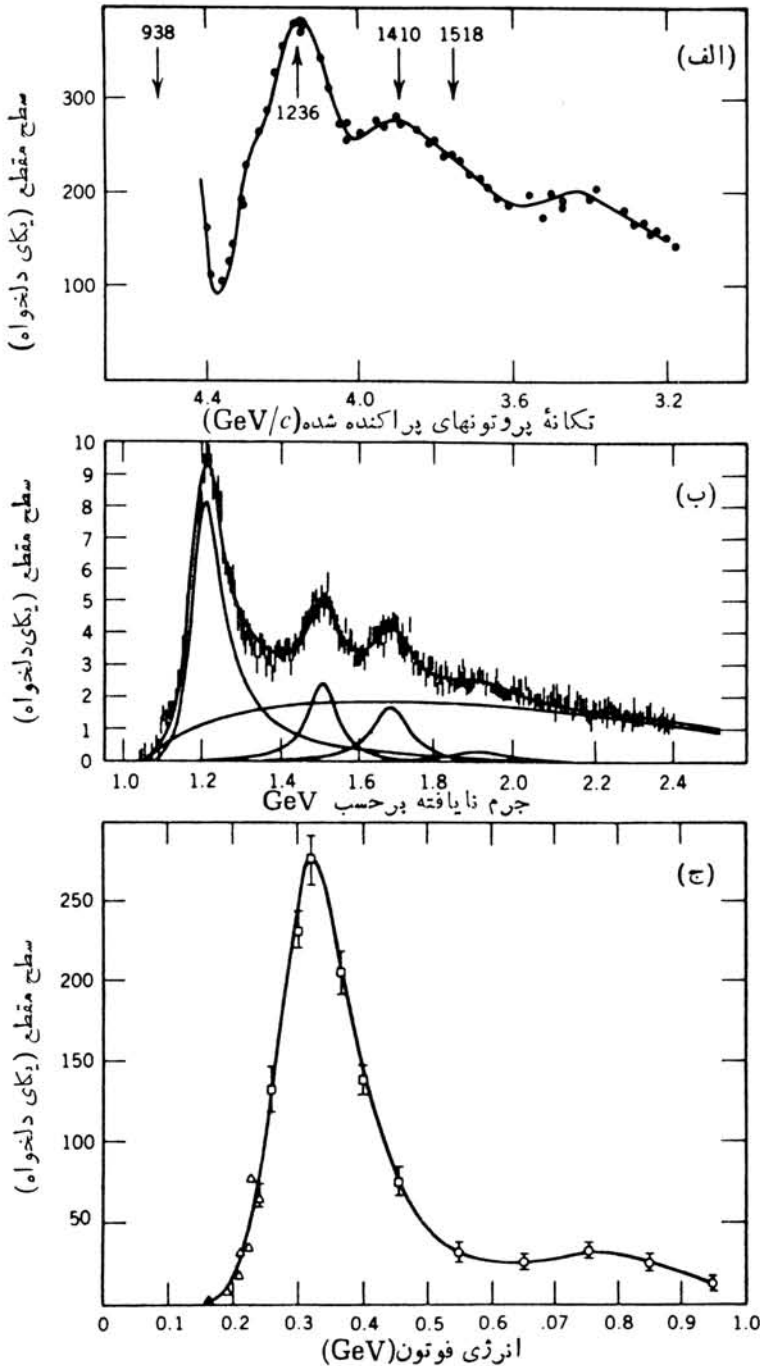


شکل ۱۳.۱۷ سطح مقطعهای کلی و ناکشان برای واکنشهای $\pi^+ + p$.

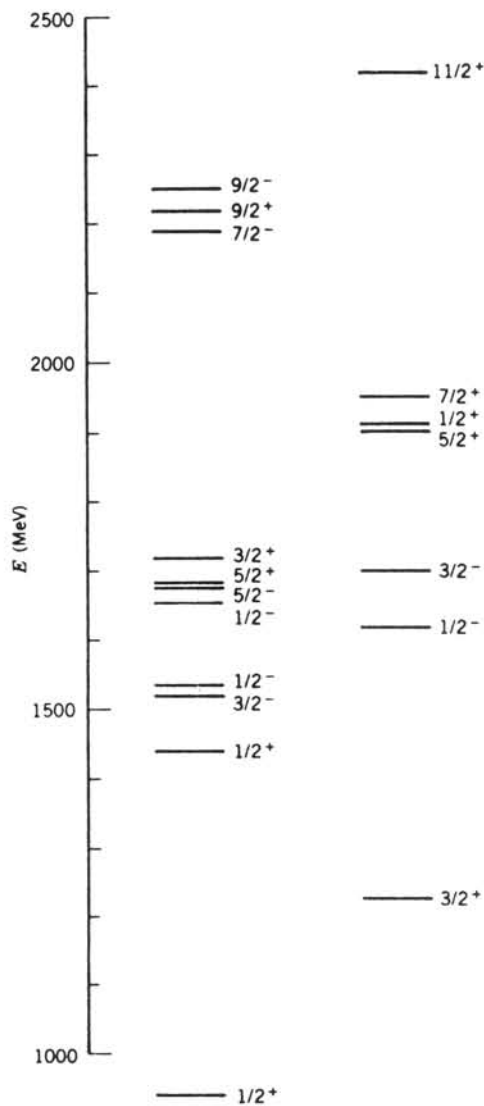
شکل ۱۴.۱۷ سطح مقطعهای واکنشهای $\pi^- + p$.

تحت الشعاع يك تشدید خیلی بزرگ قرار می‌گیرد، و همین تشدید در سطح- 1232 MeV) تشدیدهای کشسان π^-p و تبادل بار هم رخ می‌دهد. این تشدید منحصر به پراکندگی پيون نیست، شکل ۱۵.۱۷ نتایج پراکندگی ناکشسان نوکلئون-نوکلئون، پراکندگی ناکشسان الکترون از پروتونها، و تولید فوتون را نشان می‌دهد. این سطح مقطعا تشدیدهای ضعیفتر مشترك دیگری نیز دارند. بعضی از این تشدیدها، مانند 1232 MeV ، تشدیدهای Δ نامیده می‌شوند و همواره در چندتایسه‌های شامل ۴ حالت باری $(+2, +1, 0, -1)$ دیده می‌شوند. بقیه تشدیدها مانند نوکلئونها در حالت‌های دوباری $(+1, 0)$ رخ می‌دهند؛ اینها تشدیدهای N (یا گاهی N^*) نامیده می‌شوند. کاملاً متناسب است که تشدیدهای N ، به‌طور مشابه تشدیدهای Δ را، به‌عنوان حالات برانگیخته نوکلئون تفسیر کنیم. در حال حاضر با صرف‌نظر از ساختار داخلی که ممکن است حالات برانگیخته را مطرح سازد، می‌توانیم طیف برانگیختگی را به‌همان روش که طیف برانگیختگی اتم هیدروژن را در نظر گرفتیم در نظر بگیریم. شکل ۱۶.۱۷ طیف حالات برانگیخته N و Δ را، که بعضی از آنها در جدول ۱۰.۱۷ آمده است، نشان می‌دهد.

هر يك از N حالت، مانند نوکلئونها، يك دوتایه است و در نتیجه می‌توان ایزوسپین $T = 1/2$ را به آنها نسبت داد. هر يك از حالت‌های Δ مطابق با یکی از حالت‌های $T = 3/2$ ($4 = 2T + 1$) يك چهارتایه است. جرمهای اعضای چندتایه می‌توانند در غیاب برهم‌کنشهای



شکل ۱۵-۱۷ سطح مقطعهای (الف) پراکندگی ناکشسان پروتون-پروتون به ازای تکانه فرودی $4.55 \text{ GeV}/c$ ، (ب) پراکندگی ناکشسان الکترون-پروتون به ازای انرژی فرودی 7 GeV و (ج)، تولید فوتونی که در آن انرژی فوتون فرودی 340 MeV و مطابق با تشدید 1232 MeV است.



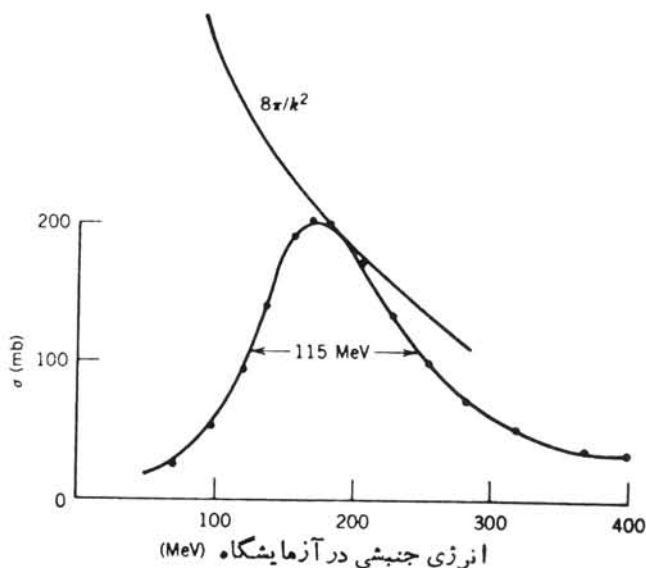
تشدیدهای Δ (چهارتایه) تشدیدهای N (دوتایه)

شکل ۱۶.۱۲ طیف حالات برانگیخته N یا Δ .

الکترومغناطیسی با یکدیگر مساوی باشند؛ شکافتگیهای جرمی مشاهده شده از مرتبه چند MeV/c^2 هستند که در مقایسه با خود جرمها وحتى با اختلاف بین جرمهای چندتایه‌های مختلف کوچک‌اند. این مشخصات ایزوسپینی با تعبیر تشدیدهای N و Δ به‌عنوان حالات

جدول ۱۰۱۷ تشدیدهای نوکلئونی

I_{π}	ایزوسپین	اسپین پاریته	بهنا (MeV)	انرژی (MeV)	نامگذاری
۱	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^{+}$	-	۹۳۹	N(۹۳۹)
۱	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^{+}$	۲۰۰	۱۴۴۰	N(۱۴۴۰)
۲	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}^{-}$	۱۲۵	۱۵۲۰	N(۱۵۲۰)
۰	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^{-}$	۱۵۰	۱۵۳۵	N(۱۵۳۵)
۰	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^{-}$	۱۵۰	۱۶۵۰	N(۱۶۵۰)
۲	$\frac{1}{2}$	$\frac{5}{2}^{-}$	۱۵۵	۱۶۷۵	N(۱۶۷۵)
۳	$\frac{1}{2}$	$\frac{5}{2}^{+}$	۱۲۵	۱۶۸۰	N(۱۶۸۰)
۱	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}^{+}$	۲۰۰	۱۷۲۰	N(۱۷۲۰)
۴	$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{2}^{-}$	۳۵۰	۲۱۹۰	N(۲۱۹۰)
۵	$\frac{1}{2}$	$\frac{9}{2}^{+}$	۴۰۰	۲۲۲۰	N(۲۲۲۰)
۴	$\frac{1}{2}$	$\frac{9}{2}^{-}$	۳۰۰	۲۲۵۰	N(۲۲۵۰)
۱	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}^{+}$	۱۱۵	۱۲۳۲	$\Delta(1232)$
۰	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}^{-}$	۱۴۰	۱۶۲۰	$\Delta(1620)$
۲	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}^{-}$	۲۵۰	۱۷۰۰	$\Delta(1700)$
۳	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}^{+}$	۳۰۰	۱۹۰۵	$\Delta(1905)$
۱	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}^{+}$	۲۲۰	۱۹۱۰	$\Delta(1910)$
۳	$\frac{3}{2}$	$\frac{7}{2}^{+}$	۲۴۰	۱۹۵۰	$\Delta(1950)$
۵	$\frac{3}{2}$	$\frac{11}{2}^{+}$	۳۰۰	۲۴۲۰	$\Delta(2420)$



شکل ۱۷.۱۷ سطح مقطع پیون-پروتون در نزدیکی تشدید Δ . قله سطح برایت-ویگنر که با فرض اسپین $3/2$ برابر با $8\pi/k^2$ است نیز نمایش داده شده است. انرژی مرکز جرم در قله برابر 1232MeV است.

برانگیخته سیستم پیون-نوکلئون سازگارند. بنا به قوانین مکانیک کوانتومی در مورد جهت شدگی تکانه زاویه‌ای انتظار داریم که از جهت شدن پیون $T=1$ با نوکلئون $T=1/2$ برایندهای $T=3/2$ یا $T=1/2$ به دست آید.

مشخصات این تشدیدها در مورد Δ با انرژی 1232MeV در شکل ۱۷.۱۷ نمایش داده شده است. تشدید در همان قالب برایت-ویگنر از معادلات (۶۹.۱۱) و (۷۰.۱۱) پیروی می‌کند

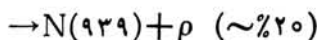
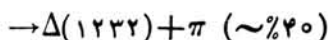
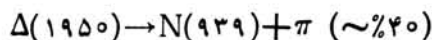
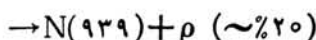
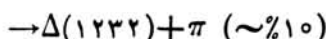
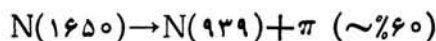
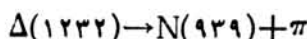
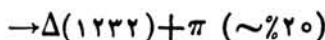
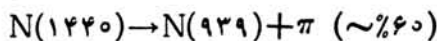
$$\sigma = \frac{\lambda}{k^2} \frac{\Gamma \Gamma_{\pi p}}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \frac{2s_\Delta + 1}{(2s_\pi + 1)(2s_p + 1)} \quad (33.17)$$

که در آن $\Gamma_{\pi p}$ پهنای جزئی Δ ، Γ پهنای کلی، E_R انرژی تشدید، s نمایش دهنده اسپینهای ذاتی ذرات ($s_\pi = 0$ ، $s_p = 1/2$) است. برای Δ ، تنها مدو پاشی است و بنا بر این با طول عمر $6 \times 10^{-24}\text{s}$ و پهنای 115MeV $\Gamma = \Gamma_{\pi p}$ متناظر است. در حالت تشدید داریم

$$\sigma = \frac{2\pi}{k^2} (2s_\Delta + 1) \quad (34.17)$$

به ازای انرژی جنبشی پیون 200MeV در آزمایشگاه، در دستگاه مرکز جرم

$pc = 230 \text{ MeV}$ و بنابراین $1/k^2 = h^2 c^2 / p^2 c^2 = 0.7 \text{ fm}^2 = 7 \text{ mb}$ خواهد بود. بدین ترتیب $\sigma = 45(2s_\Delta + 1) \text{ mb}$ و سطح مقطع بیشینه که 200 mb اندازه گیری شده تنها با $s_\Delta = 3/2$ سازگار است. پس اسپین تشدید Δ در 1232 MeV برابر $3/2$ است. و تنها راه جفت شدن یک پيون با اسپين صفر و يك نوكلئون با اسپين $1/2$ و به دست آمدن محصولی با اسپين $3/2$ ، حالتی از تکانه زاویه ای مدارای با $l=1$ است. بنابراین پارته Δ زوج است؛ پارته ذاتی Δ حاصل ضرب پارته های ذاتی اجزای π و p در پارته نسبی مدارای است، پس داریم $1 = (-1)^l = \pi \pi_p$. با بحث های مشابه می توان تکانه زاویه ای مدارای و ویژگی اسپین-پارته متعلق به تشدیدهای دیگر N و Δ را که در جدول ۱.۱۷ آمده است، به دست آورد. واپاشی تشدیدهای N و Δ از طریق برهم کنشهای قوی در زمانهای مشخصه ای از مرتبه 10^{-23} s رخ می دهند. مدهای واپاشی غالب، مدهایی هستند که به تشدیدهای سبکتر N و Δ همراه با یک یا چند پيون منتهی می شوند.



گاهی ممکن است که یک واپاشی از لحاظ انرژی ممنوع باشد، مانند $N(1650) \rightarrow N(939) + \rho$ که در آن انرژی نهایی 1707 MeV است. پهنای بزرگ حالات نهایی اولیه باعث مجاز شدن این واپاشی می شوند، زیرا عدم قطعیت انرژی تشدید 1650 MeV به سادگی با 1707 MeV همپوشی می کند. (مزون ρ در بخش آینده مورد بحث قرار می گیرد.)

سطح مقطعهای دیفرانسیلی نیز برای واکنشهای پيون-نوكلئون اندازه گیری شده اند؛ نتایج تحلیل آنها با توصیفهای Δ و N سازگارند. در گستره انرژی 200 MeV ، توزیعهای زاویه ای عیناً مشخصه $l=1$ هستند؛ در انرژیهای بالاتر، توزیعهای زاویه ای پیچیده ترند اما بر حسب تغییرات l قابل تحلیل اند.

همان طور که در مورد سطح مقطعهای نوكلئون-نوكلئون در فصل ۴ دیدیم، می توان

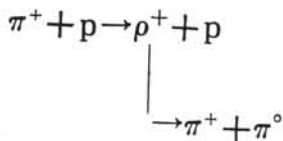
سطح مقطعهای پراکندگی پيون-نوکلئون را برحسب تغيير فاز مشخص كرد. تغيير فاز موج p برآي پيونهای فرودی با انرژیهای نزدیک به 200 MeV به 90° می رسد. معادله (۴۵.۱۱) را یادآور می شویم که بستگی سطح مقطع به تغییر فاز را به صورت $\sin^2 \delta_1$ به دست می دهد و به ازای $\delta_1 = 90^\circ$ به مقدار بیشینه اش می رسد. این نتیجه با تشدید $l = 1$ در 1232 MeV سازگار است.

به طور خلاصه، نتایج پراکندگی پيون-نوکلئون، شواهدی قوی برای تعبیر تشدیدها به صورت حالات ناپیوسته ذره همانند برانگیختگیهای هسته ای به دست می دهند. این تعبیر با تشدیدهایی که در مطالعات دیگر دیده می شوند (پراکندگیهای pp ، γp ، θp) و با سطح -مقطعهای دیفرانسیلی سازگار است. این تشدیدهای Δ و N به طور تاریخی از یو باد نامیده می شوند، و تحلیل داده های پراکندگی πp که در بالا بیان شد هدل از یو باد نامیده می شود. ساختار داخلی هسته ها ممکن است به حضور ایزوبارها، که می توانند در فرایند تبادل پيون مجازی بین نوکلئونهای مختلف در هسته تشکیل شوند، نیز بستگی داشته باشد.

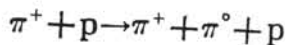
۴.۱۷ تشدیدهای مزونی

پيونها سبکترین اعضای خانواده مزونها هستند. زمانی که انرژی فرودی افزایش می یابد امکان دارد در واکنشهای پروتون-پروتون یا پيون-پروتون مزونها دیگری به وجود آیند. تمام این مزونها دارای جرمهای بزرگتر از دو برابر جرم پيون هستند و چون قانون پایستگی برای تعداد مزونها وجود ندارد می توانند در مدت زمانی از مرتبه 10^{-23} s از طریق واکنشهای قوی به دو یا تعداد بیشتری پيون واپاشیده شوند. هیچ امیدي برای مشاهده مستقیم چنین طول عمرهای کوتاهی نیست، اما می توان با مشاهده محصولات واپاشی به وجود مزونها به صورت تشدیدهای کوتاه عمر پی برد، و نیز از توزیع انرژی محصولات واپاشی می توان به پهنای تشدید و در نتیجه طول عمر ذره دست یافت.

به عنوان مثال، مزون ρ^+ را در نظر می گیریم که در برخورد های پيون-نوکلئون می تواند تشکیل شود و سریعاً به π^+ و π^0 واپاشیده شود



همچنین ممکن است يك π^0 مستقیماً در واکنش زیر تشکیل شود



چون نمی توان مستقیماً مزون ρ را مشاهده کرد، در هر دو حالت ذراتی که عملاً مشاهده می شوند دو پيون و يك پروتون هستند؛ هر دو واکنش به ذرات نهایی یکسانی منجر می شوند. سؤال این است که چگونه برای يك آزمایش کننده ممکن است واکنشی را که در آن يك

π^0 در نتیجه يك فرایند «برخورد» ایجاد می‌شود از واکنشی که در آن يك تشدید ρ^+ تشکیل و سپس واپاشیده می‌شود، تمیز دهد؟ جواب را می‌توان با تحلیل انرژی پویانهای خروجی پیدا کرد. اگر اندازه گیری مستقیم انرژی و تکانه ρ^+ ممکن باشد، رابطه نسبیتی زیر آنها را به هم مرتبط می‌کند

$$[E_\rho^2 - c^2 p_\rho^2]^{1/2} = m_\rho c^2 \quad (35.17)$$

اگر دو پیون از واپاشی ρ^+ حاصل شوند آنگاه انرژی کل آنها باید برابر با انرژی کل ρ باشد

$$E_\rho = E_\pi^+ + E_\pi^0 \quad (36.17)$$

جمع برداری تکانه‌هایشان باید برابر با تکانه اولیه ρ باشد

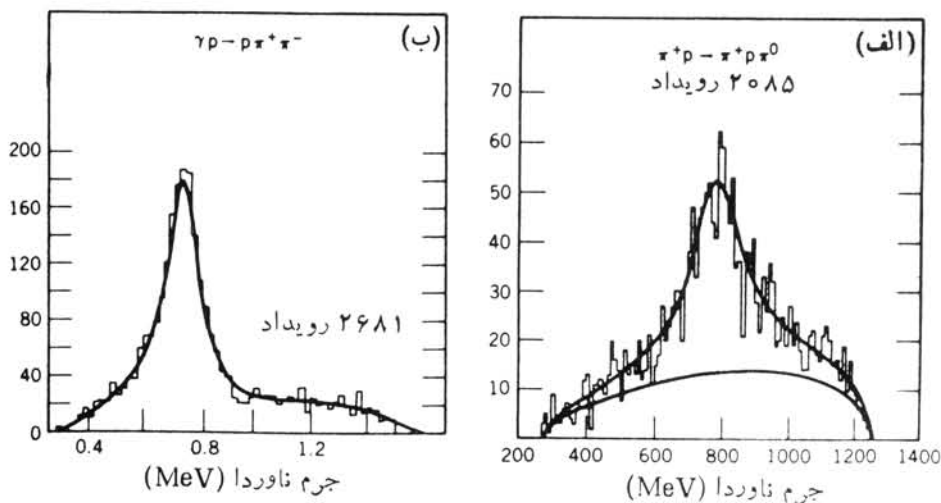
$$\mathbf{p}_\rho = \mathbf{p}_\pi^+ + \mathbf{p}_\pi^0 \quad (37.17)$$

با ترکیب این نتایج داریم

$$[(E_\pi^+ + E_\pi^0)^2 - c^2 |\mathbf{p}_\pi^+ + \mathbf{p}_\pi^0|^2]^{1/2} = m_\rho c^2 \quad (38.17)$$

آنچه در این روش فوق‌العاده مفید است این است که کمیت طرف راست رابطه فوق انرژی سکون يك ذره است، یعنی يك کمیت ناوردای واقعی که باید در هر چارچوب مرجع که در آن کلاری کنیم یکسان بماند. بنابراین می‌توانیم انرژی تکانه دو پیون را در چارچوب آزمایشگاه اندازه گیری کنیم، و اگر واقعاً يك مزون ρ تشکیل شود، ترکیب کمیت‌های طرف چپ رابطه (38.17) همواره به‌ازای هر توزیع مقادیر منفرده، مقدار یکسانی را برای $m_\rho c^2$ به‌دست خواهد داد.

بدبختانه ممکن نیست که بتوانیم فرایند مستقیم $\rho^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + p$ را در واکنش حذف کنیم، اما حالت‌نهایی سه جسمی که مستقیماً ایجاد می‌شوند، مانند حالت‌نهایی واپاشی بتازا، دارای يك مشخصه قابل‌تمایز می‌شود که عبارت است از توزیع آماری انرژی در میان محصولات نهایی. بنابراین توزیع جرم‌ناوردا داری دو مؤلفه است: یکی زمینه‌ای پیوسته (که از يك مقدار کمینه در $2m_\pi c^2$ تا يك مقدار بیشینه که مقدارش را انرژی فرودی مشخص می‌کند گسترده شده است) و دیگری قله‌ای در انرژی خاص متناظر با جرم ذره تشدید. شکل 18.17 مثالی از نمودار جرم‌ناوردا در این واکنش نشان می‌دهد و تشدید متناظر با ρ^+ به‌سادگی در انرژی 770 MeV با پهنای 150 MeV برای ذره‌ای که قویاً واپاشیده می‌شود قابل تشخیص است. مزون ρ^+ مانند پیون عضوی از يك سه‌تایی $T=1$ با اعضای ρ^+ ، ρ^0 ، و ρ^- است. با اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای نسبی دو پیونی که در واپاشی ρ گسیل می‌شوند می‌توان نتیجه گرفت که اسپین این ذره برابر 1 است. چون پیونهای سازنده دارای اسپین صفر هستند، این ذرات باید در يك حالت نسبی $p(l=1)$ در مزون ρ قرار داشته باشند. بنابراین می‌توان نشان داد که پاریته ذاتی مزون ρ فرداست



شکل ۱۸-۱۷ توزیع جرم ناوردای برای $\pi^+\pi^0$ به دنبال واکنش $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\pi^0$ با تکانه فرودی $208 \text{ GeV}/c$ (الف)، و توزیع جرم $\pi^+\pi^-$ به دنبال واکنش $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ با به کارگیری فوتونهای 28 GeV (ب). تشدید طرف چپ متناظر با ρ^+ و طرف راست متناظر با ρ^0 است. انرژیهای تشدید برابر 770 MeV و 150 MeV هستند.

$$\pi_\rho = \pi_\pi \pi_\pi (-1)^l = -1 \quad (39.17)$$

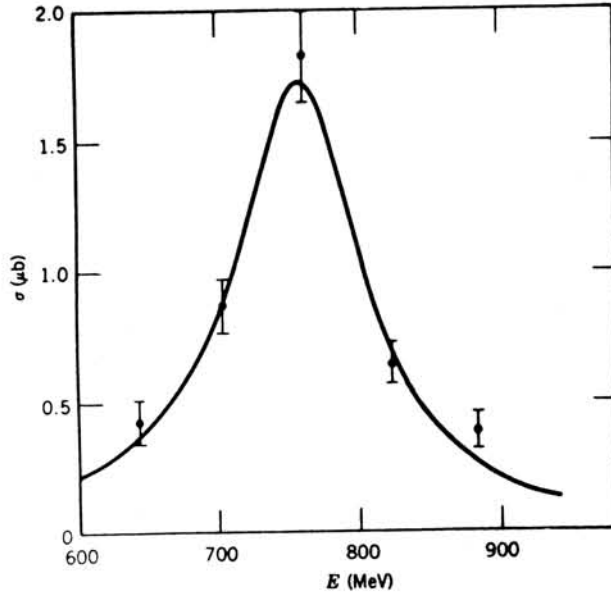
با استفاده از شتابدهنده‌های با باریکه‌های برخوردی می‌توان مزون ρ را از طریق نابودی e^+e^- تولید کرد. به علاوه، چون هیچ قانون پایستگی تعداد برای مزونها وجود ندارد، و چون در این مورد حالت اولیه یک الکترون و یک پوزیترون مجموعاً شامل صفر ذره خواهد شد (یک ذره و یک پادذره)، ساده‌ترین فرایند ممکن که وقوع آن مجاز است عبارت است از

$$e^+ + e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

شکل ۱۹-۱۷ تشدید در سطح مقطع e^+e^- را که متناظر با ρ^0 است نشان می‌دهد. سطح-مقطع تشدید را در اینجا هم می‌توان با استفاده از شکل برایت-ویگنر (از معادله ۳۳-۱۷) تحلیل کرد

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma \Gamma_{ee}}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \frac{(2s_\rho + 1)}{(2s_e + 1)^2} \quad (40.17)$$

و در تشدید

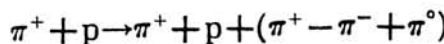


شکل ۱۹.۱۷ سطح مقطع تولید مزون در ناپودی e^+e^- با اندازه‌گیری آهنگ تولید $\pi^+\pi^-$ بر حسب انرژی الکترون، سطح مقطع بررسی می‌شود. قله سطح مقطع در حدود $1.8 \mu\text{b}$ است.

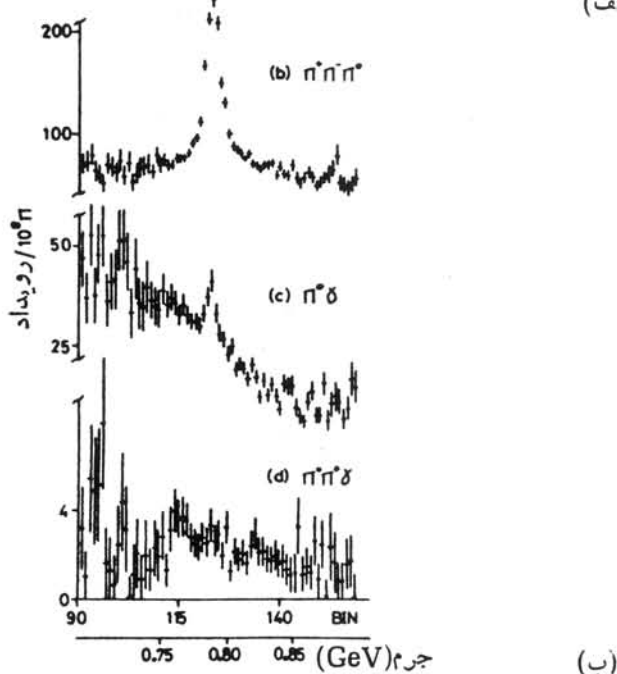
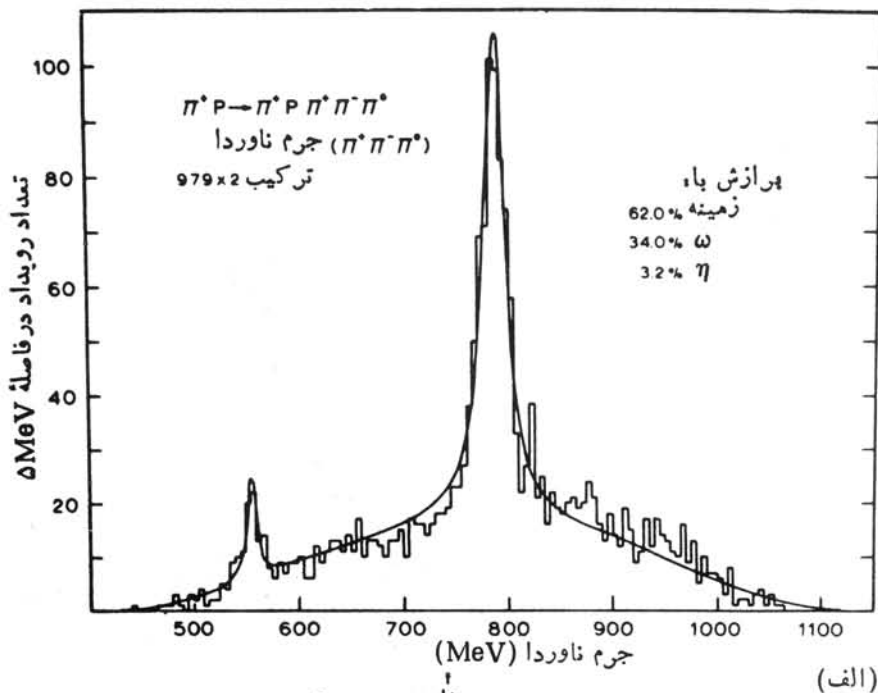
$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma} (2s_p + 1) \quad (۲۱.۱۷)$$

که در آن Γ_{ee} پهنای شکل p در برخورد های e^+e^- است. مقدار Γ_{ee}/Γ را می‌توان از احتمال نسبی واپاشی p به e^+e^- که برابر $(۲۰۲ \pm ۴۶) \times 10^{-5}$ اندازه‌گیری شده است، تعیین کرد. در دستگاه مرکز جرم (که برای آزمایشهای باریکه‌های برخوردکننده با دستگاه آزمایشگاه یکسان است)، انرژی الکترون نصف 770 MeV است، که از آنجا $\sigma = 0.38(2s_p + 1) \mu\text{b}$ به دست می‌آید و سطح مقطع قله با مقدار $s_p = 1$ سازگاری دارد.

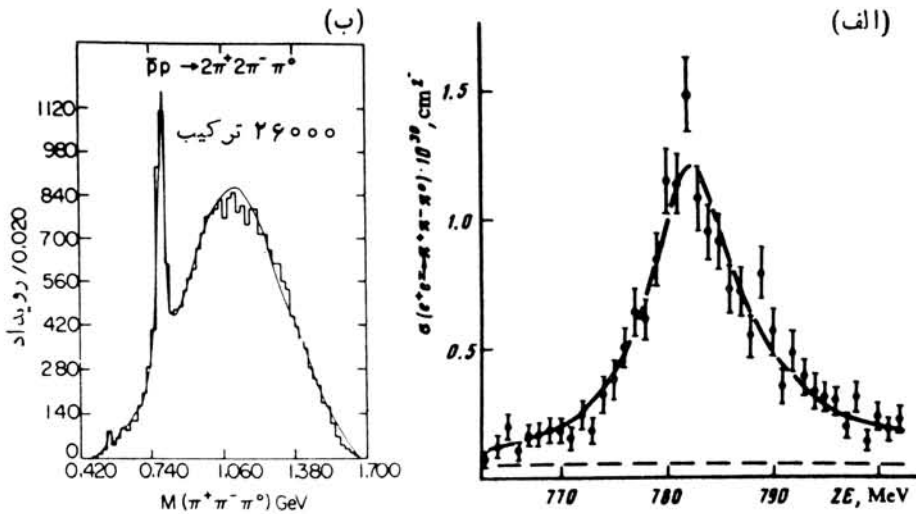
به‌عنوان مثال دومی از تشدید مزونها، حالات نهایی سه پیونی را که از لحاظ الکتریکی خنثی است و در واکنش زیر تشکیل می‌شود در نظر می‌گیریم



شکل ۲۰.۱۷ توزیع جرم ناوردای سه پیونی را نشان می‌دهد؛ مجدداً يك زمینه پیوسته وجود دارد اما دو قله تشدید یکی در 549 MeV (مزون η) و دیگری در 783 MeV (مزون ω) دیده می‌شود.

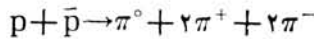


شکل ۲۰۱۷ تولید مزونهای ω در واکنشهای $\pi^+ p$ (الف) و واکنشهای $\pi^- p$ (ب). تشدید 3π در بالای 786 MeV رخ می‌دهد، در پایین حالات نهایی گوناگون ممکن در نتیجه واکنش $\pi^- p \rightarrow \omega n$ نمایش داده شده است. در انرژی 782 MeV یک تشدید 3π با پهنای 10 MeV وجود دارد. برای حالات نهایی $\pi^+ \gamma$ نیز تشدید رخ می‌دهد اما به مقدار قابل توجهی ضعیفتر است؛ نسبت بین مساحت قله‌ها مقدار 84% را برای نسبت انشعاب واپاشیهای $\pi^+ \gamma \rightarrow \omega$ و $3\pi \rightarrow \omega$ به دست می‌دهد. هیچ شهادی برای حالات نهایی $\pi^+ \pi^0 \gamma$ به دست نیامده است.



شکل ۲۱.۱۷ تولید مزونهای ω از $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ (الف) و $p\bar{p} \rightarrow \Delta\pi$ (ب). قله‌ای که در 782MeV با پهنای 10MeV دیده می‌شود متناظر با مزون ω است.

شکل ۲۱.۱۷ ترکیب سه پیونی حاصل از واکنش پروتون و پادپروتون را به صورت زیر نشان می‌دهد



حالات نهایی باردار (مانند $\pi^+\pi^+\pi^-$) دارای هیچگونه قله تشدید در این انرژیها نیستند، بنابراین η و ω مزونهای تک تابه هستند که تنها در حالت باری خنثی بوجود می‌آیند. مزون ω با سطح مقطعی نزدیک به ρ در برخوردهای e^+e^- تولید می‌شود. همان گونه که انشعاب واپاشی الکترومغناطیسی آن تقریباً برابر با نسبت انشعاب ρ است (برای ω ، $\Gamma_{ee}/\Gamma = 67 \times 10^{-6}$ است)، عوامل عددی سطح مقطع آن هم نزدیک به مقادیر مربوط به ρ هستند و استنتاج مقدار اسپین نیز به همین ترتیب ($s_\omega = 1$) است. پهنای تشدید ω در حدود 10MeV است که نشان می‌دهد واپاشی آن به اندازه یک مرتبه بزرگی آهسته تراز ρ رخ می‌دهد. واپاشیهای غالب عبارتند از

- $\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (۹۰٪)
- $\rightarrow \pi^0 + \gamma$ (۹٪)
- $\rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (۱٪)
- $\rightarrow e^+ + e^-$ (67×10^{-2} ٪)

پایستگی ایزوسپین که نهایتاً به آمار شمارش در حالات باری گوناگون مربوط می‌شود واپاشی

به $3\pi^0$ را ممنوع می‌کند. شکل بسیار ساده این قاعده ایجاب می‌کند که آن دسته از فرایندهای واپاشی که با توزیع یکنواختی از تمام حالات باری ممکن برای ذره اولیه آغاز می‌شوند باید به توزیع یکنواختی از تمام حالات باری ممکن در محصولات نهایی منتهی شوند. چون برای ω تنها یک حالت باری وجود دارد، واپاشی $\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ از این قاعده تبعیت می‌کند زیرا به توزیعی یکنواخت از حالات باری پیون‌ها منتهی می‌شود. واپاشی $\omega \rightarrow 3\pi^0$ به توزیع یکنواخت منتهی نمی‌شود و بنا بر این وقوع آن از طریق یک برهم کنش قوی ممنوع است. اما توجه کنید که واپاشیهای $\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ و $\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ به توزیعی یکنواخت منجر نمی‌شوند و وقوع آنها از طریق برهم کنش قوی ممنوع است. این واپاشیها در ۱۰٪ از زمان رخ می‌دهند زیرا از طریق برهم کنش الکترومغناطیسی، که در آن قانون بقای ایزوسپین صادق نیست، انجام می‌شوند.

مثال دیگری از کاربرد کمی این قاعده، مورد واپاشی مزون ρ است

$$\rho^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$$

$$\rho^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$$

$$\rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

$$\rho^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$$

اگر با فراوانی یکنواختی از سه مزون ρ شروع کنیم (مثلاً از هر نوع تعداد ۱۰۰ مزون در نظر بگیریم)، آنگاه با فراوانی یکنواختی از پیون‌ها (۲۰۰ تا از هر یک از π^+ ، π^- ، π^0) به پایان می‌رسیم. تنها راهی که از آن تعداد $200\pi^+$ حاصل می‌شود، واپاشی ρ^+ و واپاشی تمام $100\rho^0$ به صورت $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ است. پس بنا به این قاعده واپاشی $\rho^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ ممنوع است که در واقع هم رخ نمی‌دهد. تفصیل این فرایندهای شمارش را می‌توان در مقاله چارلز وهل^۱ خواند.

ایزوسپین می‌تواند به صورت صریحتری همان نتیجه را بدهد. حالت π^0 باید با یک تابع موج کلی متقارن نمایش داده شود زیرا پیون‌ها بوزون هستند. ایزوسپین بر اینده مجموعه باید ۰ یا ۲ باشد، و بنا بر این ρ با $T=1$ نمی‌تواند از طریق برهم کنش قوی به دو π^0 واپاشیده شود. واپاشی باید از طریق برهم کنش الکترومغناطیسی به پیش رود اما چون واپاشی به $\pi^+ \pi^-$ از لحاظ بایستگی ایزوسپین مجاز است واپاشی به دو π^0 بسیار به ندرت مشاهده می‌شود. با بحثهایی مشابه می‌توان ممنوعیت واپاشیهای $\omega \rightarrow 3\pi^0$ و $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$ را از طریق برهم کنش قوی نشان داد؛ واپاشی به $\pi^+ \pi^-$ با شدت تقریباً ۱٪ واپاشی قوی به $\pi^+ \pi^- \pi^0$ که بنا به ایزوسپین مجاز است، مشاهده می‌شود. طول عمر جزئی انشعاب نقض-کننده ایزوسپین در حدود 10^{-18} s و با واپاشیهای الکترومغناطیسی دیگر سازگار است. (معمولاً فرایند الکترومغناطیسی با حضور یک γ در حالت نهایی مشخص می‌شود؛ اما بعضی

1. Charles G. Wohl, *Am. J. phys.*, 50, 748 (1982).

واپاشیها می‌توانند از طریق برهم‌کنش الکترومغناطیسی و بدون تولید γ هم صورت گیرند. طول عمرهای واپاشی در گستره 10^{-16} s تا 10^{-20} s از مشخصه‌های فرایندهای الکترومغناطیسی هستند.)

مزون η به صورت‌های زیر واپاشی می‌کند

$$\eta \rightarrow \gamma\gamma \quad (39\%)$$

$$\rightarrow 3\pi^0 \quad (32\%)$$

$$\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (24\%)$$

$$\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma \quad (5\%)$$

تشدید η کاملاً باریک است (پهنای نشان داده شده در شکل ۲۰.۱۷ عملاً توان تفکیک وسیله آزمایشگاهی را نشان می‌دهد). مقدار اندازه‌گیری شده برابر 0.8 keV و متناسب با طول عمری در حدود 10^{-18} s است. این مقدار با توجه به انشعاب برجسته γ در واپاشی، فرایندی الکترومغناطیسی را پیشنهاد می‌کند. بنابه پایستگی ایزوسپین واپاشی از طریق برهم‌کنش قوی به سه پیون ممنوع است.

در جدول ۲.۱۷ فهرستی از چند خاصیت تشدید مزونها آمده است. در فصل ۱۸ خواص ذرات بنیادی مزونها را دوباره مورد مطالعه قرار می‌دهیم. اما هم‌اکنون این نکات را به خاطر بسپارید که: مزونها در برخورد ذرات با برهم‌کنش قوی یا در برخوردهای e^+e^- به وجود می‌آیند؛ آنها به طور کلی سریعاً (10^{-23} s) به مزونهای سبکتر واپاشیده می‌شوند مگر اینکه نقض یکی از قوانین پایستگی موجب شود که واپاشی از طریق برهم‌کنشهای بسیار کندتر الکترومغناطیسی یا برهم‌کنشهای ضعیف پیش برود.

۵.۱۷ مزونها و باریونهای شگفت

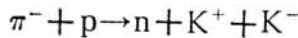
در دنیای میکروسکوپی فیزیک ذرات، فرایندهایی رخ می‌دهند که هیچ نظیـری در تجربۀ معمولی ما ندارند. گروه‌بندی و سپس درک این فرایندها از اهدافی هستند که فیزیکدانان متخصص فیزیک ذرات و هسته‌ای دنبال می‌کنند. برای رسیدن به هرگونه توصیف نظری از فرایندهای واکنش و واپاشی، به مجموعه‌ای از قواعد نیاز داریم تا به کمک آنها دریا بیم که چرا فرایندهای ویژه‌ای ممکن است ممنوع باشند در حالی که در شرایط دیگر مجازند. (پایستگی پاریته که در فصل ۹ مطرح شد و پایستگی ایزوسپین که در قسمت‌های قبلی در همین فصل ذکر شد نمونه‌هایی از چنین قواعدی هستند. بدون قاعده پاریته نمی‌توانستیم بفهمیم که چرا واپاشی $\Lambda^0 \rightarrow p^- + \pi^+$ ممنوع است.) هر چه بیشتر به اساسیترین سطح برهم‌کنشهای ذره‌ای نزدیک می‌شویم تعداد بیشتری از این قاعده‌ها مطرح می‌شوند. وجود این قواعد رهنمودهای با ارزشی برای ساختار داخلی ذرات فراهم می‌کند و در کار دسته‌بندی ذرات کمک بزرگی است. اما چون این قواعد تجربی در دنیای چیزهای معمولی نقشی را بازی

جدول ۲۰۱۷ بعضی از تشدیدهای مزونی

مداصلی و اپاشی	پهنای (MeV)	ایزوسپین	اسپین-پاریته	جرم (MeV/c ²)	نماد
$\gamma\gamma$ (%۳۹)	۰۰۰۰۰۸۳	۰	0^-	۵۴۹	η
$3\pi^0$ (%۳۲)					
$\pi^+\pi^-\pi^0$ (%۲۴)					
$\pi^+\pi^-\gamma$ (%۵)					
2π (%۱۰۰)	۱۵۴	۱	1^-	۷۶۹	ρ
$\pi^+\pi^-\pi^0$ (%۹۰)	۹۰۹	۰	1^-	۷۸۳	ω
$\pi^0\gamma$ (%۹)					
$\pi^+\pi^-$ (%۱)					
$\eta\pi\pi$ (%۶۵)	۰۰۲۹	۰	0^-	۹۵۸	η'
$\rho^0\gamma$ (%۳۰)					
$\omega\gamma$ (%۳)					
$\gamma\gamma$ (%۲)					
K^+K^- (%۴۹)	۴۰۲	۰	1^-	۱۰۲۰	ϕ
K_LK_S (%۳۵)					
$\pi^+\pi^-\pi^0$ (%۱۵)					
$\eta\gamma$ (%۱)					
$\pi\pi$ (%۸۴)	۱۷۸	۰	2^+	۱۲۷۰	f
$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ (%۳)					
KK (%۳)					

نمی‌کنند، نشانه‌ای از اینک که این قواعد «واقعاً» چه چیزی را ارائه می‌کنند نداریم. (در واقع کلمه «واقعاً» موضوعی است که باید درباره‌اش بحث کرد.) بدین ترتیب فیزیکدانان نامهایی دلخواه و معمولاً خیالی به خواص ذرات داده‌اند که در درجه اول به خاطر کمک به یادآوری آنها بوده است. نامهایی چون شگفتی، دنگک، طعم، افسون، و ته بودن برای گروه-بندی ذرات به کار می‌روند اما مطلقاً ارتباطی با استفاده معمول ما از معانی‌شان ندارد. شما باید این نامها را بدرستی به‌عنوان مکانیسم انتساب اعداد کوانتومی به ذرات برای تشریح

مشاهده یا عدم مشاهده فرایندهای گوناگون در نظر داشته باشید. از لحاظ تاریخی اولین نمونه این گونه دسته‌بندی با واژه شگفتی شروع شده است که متناظر با وجود تعدادی ذرات شگفت (یعنی ذراتی که مقدار شگفتی آنها غیر صفر است) بوده است. مزونهای K با جرمی در حدود 500 MeV سبکترین مزونهای شگفت هستند؛ باریونهای شگفت نیز که از نوکلئونها سنگینترند وجود دارند. مزونهای K (یا کائونها) می‌توانند در واکنشهای شبیه به واکنشهای مولد پیون به وجود آیند



سطح مقطع این فرایند از مرتبه میلی‌بارن و نمونه‌ای است از مقادیری که در فرایندهای برهم‌کنش قوی دیده می‌شود. اما واپاشی K^+ یا K^- با طول عمرهایی در حدود 10^{-8} s که مشخصه K فرایند برهم‌کنش ضعیف است رخ می‌دهد. بعلاوه، مد واپاشی برهم‌کنش قوی $\pi^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ تحت الشعاع فرایند رقیب $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ قرار می‌گیرد که نشانه واضحی از یک برهم‌کنش ضعیف است. چگونه ممکن است ذره‌ای که با برهم‌کنش قوی خلق شده است تنها از طریق برهم‌کنش ضعیف واپاشیده شود؟

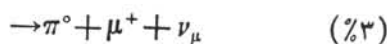
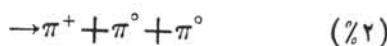
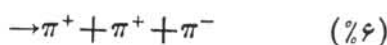
یکی دیگر از خواص نامتعارف ذرات شگفت تولید جمعی آنهاست. ذرات شگفت همواره در واکنشها به صورت مجموعه تولید می‌شوند. مثالی که در بالا آمده است نمونه‌ای از این واکنش است؛ در تولید جمعی یک کائون مثبت می‌تواند با یک کائون منفی یا با یکی از باریونهای شگفت به شکل تزویجی به وجود آید.

در اینجا با انتساب اعداد کوانتومی شگفتی S به ذراتی که قویاً برهم‌کنش می‌کنند شروع می‌کنیم، یعنی درست به همان صورتی که ممکن است «اعداد کوانتومی» بار الکتریکی را به ذراتی که برهم‌کنش الکتریکی دارند نسبت دهیم. به تمام ذرات ناشگفت (π , n , p)، و غیره) $S = 0$ نسبت داده می‌شود. به طور دلخواه $S = 1$ را برای K^+ انتخاب می‌کنیم. سپس قاعده زیر به عنوان اصل موضوع می‌پذیریم:

شگفتی در تمام فرایندهای الکترومغناطیسی و قوی پایستگی دارد؛ شگفتی در فرایندهای ضعیف تغییر می‌کند.

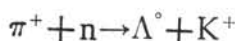
از این قاعده و واکنش $\pi^- + p \rightarrow n + K^+ + K^-$ فوراً نتیجه می‌گیریم که برای آنکه در دو طرف واکنش $S = 0$ شود، باید $S = -1$ را برای K^- منظور کنیم. توجه کنید که چگونه از هم‌اکنون قاعده شگفتی بدیده مشاهده شده تولید جمعی را توضیح می‌دهد اگر تنها با ذرات ناشگفت شروع کنیم، آنگاه حالت نهایی باید دارای $S = 0$ باشد و بنا بر این متناظر با هر ذره تولیدی با $S = +1$ باید ذره‌ای با $S = -1$ وجود داشته باشد. بقیه اعضای خانواده کائون K^0 خنثی و پادذره آن یعنی \bar{K}^0 هستند. (مزونهای K را به صورت ذرات دو تایی $K^+ (T = 1/2)$ و K^0 با پادذره‌های K^- و \bar{K}^0 در نظر می‌گیریم. بنا بر این K ها با π ها از این لحاظ که π^0 پادذره خودش است تفاوت دارند.) K ها به دو یا سه پیون یا لپتون (معمولاً μ^\pm و نوترینوها) واپاشیده می‌شوند. حالت نهایی دارای $S = 0$ است،

و بنا بر این واپاشیها مشخصهٔ برهم کنش ضعیف را دارند که در آن تغییر S به اندازهٔ واحد مجاز است. بنا به قاعدهٔ شگفتی، واپاشی $K \rightarrow 2\pi$ از طریق برهم کنشهای قوی و الکترومغناطیسی مطلقاً ممنوع است؛ تنها برهم کنش ضعیف می‌تواند این فرایند واپاشی را باعث شود. بعد از ذرهٔ K چندین تشدید سنگینتر وجود دارند که نسبت مزونهای شگفت به آنها داده می‌شود. این مزونها بی‌آنکه قاعدهٔ $\Delta S = 0$ را نقض کنند می‌توانند به مزونهای شگفت سبکتر (معمولاً به انواع K) واپاشیده شوند. مثلاً، تشدید 892 MeV که K^* نامیده می‌شود می‌تواند به صورت $K^* \rightarrow K + \pi$ که در هر دو طرف واپاشی $S = +1$ (یا احتمالاً $S = -1$) است واپاشیده شود. بنا بر این واپاشی می‌تواند از طریق برهم کنش قوی صورت گیرد که در واقع هم با طول عمر 10^{-23} s چنین می‌کند. تنها مزونهای K هستند که فاقد مزونهای شگفت سبکترند و نمی‌توانند از طریق واکنش قوی واپاشیده شوند؛ آنها تنها باید به صورت ضعیف (و در نتیجه به کندی) واپاشی کنند و به پیونهای ناشگفت تبدیل شوند. مثالهایی از مدهای واپاشی K^+ در زیر آمده است (برای تعیین مد واپاشی K^- تمام ذرات را به پادذرات آنها بدل کنید)



واپاشیهای K^0 نیز مشابه K^+ هستند اما رفتار غیر معمولتری نشان می‌دهند که در بخش آینده مورد بحث قرار می‌گیرد.

همچنین یک مجموعه باریونهای شگفت شبیه به نوکلئون وجود دارد که هیپرون نامیده می‌شوند. مقادیر شگفتی آنها را می‌توان با توجه به واکنشهای تولیدشان مشخص کرد



چون این یک فرایند برهم کنشی قوی است $\Delta S = 0$ و بنا بر این $S(\Lambda^0) = -1$ است، Λ^0 سبکترین هیپرون با انرژی سکون 1116 MeV است و باید به یک پروتون یا نوترون واپاشیده شود (برای اینکه عدد باریونی تا آنجا که ما می‌دانیم، مطلق است و باید پایسته بماند). کانالهای واپاشی مانند $\Lambda^0 \rightarrow p + K^-$ که در آن S پایسته می‌ماند، بنا بر پایستگی انرژی ممنوع هستند (انرژیهای جرمی نهایی کل بیش از 1400 MeV می‌شود در حالی که

Λ° دارای انرژی 1116 MeV است). مدهای واپاشی ممکن که شامل يك نوکلئون هستند عبارتند از $p + \pi^{-}$ یا $n + \pi^{\circ}$ ، که هر دو دارای $S = 0$ هستند. بنا بر این واپاشی Λ° که مقدار S را به اندازه يك واحد تغییر می‌دهد باید از نوع فرایند برهم کنشی ضعیف باشد. طول عمر آن که بنا بر آزمایش برابر $10^{-10} \times 2.6$ است، با واپاشی ضعیف سازگاری دارد. (بنا بر قاعده شگفتی، واپاشی کاملاً الکترومغناطیسی $\Lambda^{\circ} \rightarrow n + \gamma$ نیز ممنوع است.) سنگینترین باریون بعدی Σ است که به صورت ذرات سه تایی Σ^{+} ، Σ° ، Σ^{-} با انرژی جرمی حدود 1190 MeV یافت می‌شود. نمونه‌ای از فرایند تولید به صورت $\pi^{-} + p \rightarrow \Sigma^{-} + K^{+}$ است و نشان می‌دهد که برای Σ^{-} (و برای Σ^{+} و Σ°) داریم $S = -1$. واپاشیهای Σ^{\pm} باید به پروتونها یا نوترونها به علاوه يك پیون منتهی شوند، و در اینجا هم واپاشی $\Delta S = 1$ باید از طریق برهم کنش ضعیف (طول عمر مشاهده شده در حدود 10^{-10} s است) صورت گیرد. واپاشی $\Sigma^{\circ} \rightarrow \Lambda^{\circ} + \gamma$ می‌تواند بدون تغییر شگفتی در زمان مشخصه واپاشی الکترومغناطیسی 10^{-19} s صورت گیرد.

دوتایه Ξ^{-} و Ξ^{0} در 1320 MeV سنگینترین هیپرون بعدی است که در واکنش $K^{-} + p \rightarrow \Xi^{-} + K^{+}$ تشکیل می‌شود و در نتیجه باید دارای $S = -2$ باشد. واپاشی ضعیف می‌تواند S را تنها به اندازه يك واحد تغییر دهد و بنا بر این محصولات واپاشی باید شامل یکی از باریونهای Λ° یا Σ با $S = -1$ باشد. در واپاشی Ξ انرژی کافی برای تشکیل $\Sigma + \pi$ وجود ندارد، بنابراین، تنها مدهای واپاشی ممکن $\Xi^{\circ} \rightarrow \Lambda^{\circ} + \pi^{\circ}$ و $\Xi^{-} \rightarrow \Lambda^{\circ} + \pi^{-}$ است.

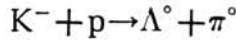
هشت ذره $p, n, \Lambda^{\circ}, \Sigma^{+}, \Sigma^{\circ}, \Sigma^{-}, \Xi^{0}, \Xi^{-}$ گروهی از باریونهای با اسپین $1/2$ را با خواص بسیار مشابه تشکیل می‌دهند که مشابهتشان بر طبق مدل کوارک قابل بررسی است. خواهیم دید که مقادیر شگفتی آنها از $S = 0$ تا $S = -2$ گسترده است. گروه دیگری از باریونها با اسپین $3/2$ شامل چهار تشدید Δ با $S = 0$ (1232 MeV)، سه تشدید Σ^{*} با $S = -1$ (1385 MeV)، دو تشدید Ξ^{*} با $S = -2$ (1530 MeV)، و يك ذره Ω^{-} با $S = -3$ مطابق با Ω^{-} در 1673 MeV است. به بالا رفتن S ، چندتاییگی ذره، و مقادیر جرمی (هر مرحله در حدود 150 MeV) توجه کنید. بر اساس این تصویر، وجود Ω^{-} در انرژی حدود 1680 MeV پیش بینی شد، و مشاهده آن در سال 1964 با جرم و شگفتی پیش بینی شده پیروزی بزرگی برای نظریه پیش بینی کننده بود. Ω^{-} هیچگونه مدو واپاشی قوی ندارد؛ واپاشی آن به صورت $\Xi^{0} + K^{-}$ یا $\Xi^{-} + K^{-}$ با $S = -3$ بنا بر قانون پایستگی انرژی ممنوع است. چندین حالت نهایی $S = -2$ برای واپاشی ضعیف که در آن شگفتی تغییر می‌کند، به صورتهای $\Lambda^{\circ} + K^{-}$ ، $\Xi^{0} + \pi^{-}$ ، و $\Xi^{-} + \pi^{\circ}$ وجود دارد.

جدول 3.17 خلاصه‌ای از باریونهای شگفت با اسپین $1/2$ و $3/2$ را نشان می‌دهد. بحث این موضوع را از نظر فیزیک ذرات بنیادی تا فصل بعدی به تعویق می‌اندازیم، اما فیزیک هسته‌ای این باریونهای سنگین یا هیپرونها را در همین جا در نظر می‌گیریم. در نگاه نخست Λ° مشابه يك نوترون سنگین (البته يك نوترون «شگفت» ظاهر می‌شود، و معقول به نظر می‌رسد که برهم کنش Λ° و p را به همان طریق که در فصل 4 نیروی

جدول ۳۰۱۷. بار یونهای شگفت (هیبرونها).

مدهای اصلی و اباشی	پهنای یا طول عمر و اباشی	شگفتی	ایزوسپین	اسپین-پارته	جرم MeV/c ²	نام
$p\pi^-$ (%۶۴); $n\pi^0$ (%۳۶)	$۲٫۶ \times ۱۰^{-۱۰}$ s	-۱	۰, ۰	$\frac{1}{2}^+$	۱۱۱۶	Λ^0
$p\pi^0$ (%۵۲); $n\pi^+$ (%۴۸)	$۰٫۸۰ \times ۱۰^{-۱۰}$ s	-۱	۱, +۱	$\frac{1}{2}^+$	۱۱۸۹	Σ^+
$\Lambda\gamma$	$۵٫۸ \times ۱۰^{-۲}$ s	-۱	۱, ۰	$\frac{1}{2}^+$	۱۱۹۲	Σ^0
$n\pi^-$	$۱٫۵ \times ۱۰^{-۱۰}$ s	-۱	۱, -۱	$\frac{1}{2}^+$	۱۱۹۷	Σ^-
$\Lambda\pi^0$	$۲٫۹ \times ۱۰^{-۱۰}$ s	-۲	$\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^+$	۱۳۱۵	Ξ^0
$\Lambda\pi^-$	$۱٫۶ \times ۱۰^{-۱۰}$ s	-۲	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^+$	۱۳۲۱	Ξ^-
	۳۵ MeV	-۱	۱, +۱	$\frac{3}{2}^+$	۱۳۸۲	Σ^{*+}
$\Lambda\pi$ (%۸۰); $\Sigma\pi$ (%۱۲)	$\left. \begin{array}{l} ۳۵ \text{ MeV} \\ ۴۰ \text{ MeV} \end{array} \right\}$	-۱	۱, ۰	$\frac{3}{2}^+$	۱۳۸۲	Σ^{*0}
			-۱	۱, -۱	$\frac{3}{2}^+$	۱۳۸۷
$\Xi\pi$	$\left. \begin{array}{l} ۹ \text{ MeV} \\ ۱۰ \text{ MeV} \end{array} \right\}$	-۲	$\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}^+$	۱۵۳۲	Ξ^{*0}
			-۲	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}^+$	۱۵۳۵
ΛK (%۶۹); $\Xi\pi$ (%۳۱)	$۰٫۸۲ \times ۱۰^{-۱۰}$ s	-۳	۰, ۰	$\frac{3}{2}^+$	۱۶۷۳	Ω^-

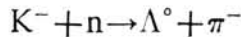
نوکلئون-نوکلئون را در پراکندگی np مطالعه کردیم، بررسی کنیم. هیچ باریکه و هیچ هدفی از ذرات Λ به آسانی در دسترس نیستند، بنا بر این آزمایش پراکندگی Λp مشکل است. در عمل، ذرات Λ^0 از طریق وارد کردن باریکه ای از K^- در یک هدف هیدروژن مایع تولید می شوند



Λ^0 در میان هدف حرکت خواهد کرد و با یک پروتون برخورد می کند. از تحلیل این رویدادهای پراکندگی نتیجه می شود که پراکندگی در انرژی نسبتاً پایین (فقط برهم کنشهای موج s) با دو پارامتر طول پراکندگی a و برد مؤثر r_0 می تواند مشخص شود، یعنی همان-گونه که برای برهم کنش نوکلئون-نوکلئون عمل کردیم. داده های پراکندگی مقادیر $a = -1.8 \pm 0.2 \text{ fm}$ و $r_0 = 3.16 \pm 0.52 \text{ fm}$ را به دست می دهد. اگر چه تقریباً به طور مسلم در سطح مقطع پراکندگی Λp یک وابستگی اسپینی وجود دارد، ولی چون نتایج مشخصی وجود ندارد نمی توان پارامترهای مختلفی را برای پراکندگی یگانه و سه گانه در نظر گرفت. نتایج به دست آمده برای طول پراکندگی حاکی از آن است که برهم کنش Λp اندکی ضعیفتر از برهم کنش np است. (بحث مربوط به شکل ۱۱.۴ را به یاد بیاورید. اختلاف اندازه های طولهای پراکندگی منفی را لزوماً نمی توان ناشی از اختلافی قابل توجه بین شدت برهم کنشها دانست.) همچنین اگر طول پراکندگی منفی باشد هیچ حالت مقیدی وجود نخواهد داشت، بنا بر این برای سیستم Λp هیچ سیستم دوتریم ماندی وجود ندارد.

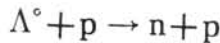
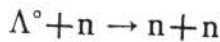
البته انتظار داریم که برهم کنش Λp با برهم کنش np متفاوت باشد. با ملاحظات آماری (ایزوسپین) تبادل یک پیون منفرد بین Λ و p ممنوع است. تبادل دو پیون و تبادل K مجاز است. بنا بر این قسمتهای بلند برد (یک پیونی) برهم کنشهای Λp و np باید بسیار با هم متفاوت باشند.

روش دیگر مطالعه برهم کنشهای هسته ای Λ مطالعه هیپرهسته هاست که در آنها یک Λ^0 جایگزین یک نوترون هسته می شود. با بمباران هسته ها با باریکه ای از K^- می توان این کار را انجام داد

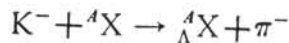


با استفاده از سینماتیک نسبی می توان نشان داد که اگر مزونهای π^- در جهت جلو (0°) نسبت به باریکه فرودی K^- آشکارسازی شوند آنگاه به ازای تکانه اولیه $500 \text{ MeV}/c$ برای K^- در برخورد با نوترونهای در حال سکون، Λ^0 لزوماً در حال سکون تولید خواهد شد. اگر Λ^0 با تکانه کم تولید شود، به احتمال زیاد در هسته باقی خواهد ماند و حتی در همان حالت مداری نوترون اولیه مقید می ماند. Λ^0 می تواند سرعت به حالت ۱s مدل پوسته ای بیفتد اگر چه در آن حالت دوترون موجود باشند، چون ذرات Λ^0 و نوترونهای متفاوت هستند، اصل پاولی نمی تواند از اشغال یک تراز توسط نوترونها و Λ^0 ممانعت کند. Λ^0 در

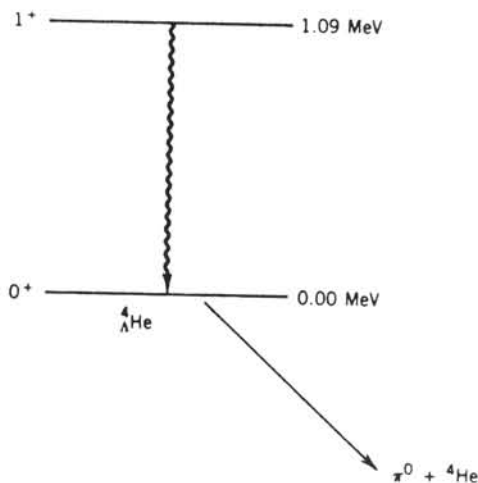
درحالت ۱s باقى مى ماند تا اينكه به صورت $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ يا $n + \pi^0$ واپاشى كند و يا اينكه از طريق واكنش ضعيفى كه در آن شگفتى تغيير مى كند بايكي از نوكلئونها وارد برهم كنش مى شود



اين واكنشها يا واپاشى در مدت زمان 10^{-10} s رخ مى دهد كه درمقايسه با استانداردهاى هسته اى طولانى است و براى مشاهده خواص هيپر هسته ها كافي است. يك واكنش نمونه براى تشكيل هيپر هسته چنين نمايش داده مى شود



مثلا هدفى از ${}^4\text{He}$ ممكن است هسته اى به صورت ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ كه هسته اى شامل چهار باريون (دوبروتون، يك نوترون، و يك Λ^0) است توليد كند. در اينجا هم مثل هسته هاى معمولى، عدد A در بالا و سمت چپ علامت شيميايى تعداد كل باريونها را كه شامل $A - 1$ نوكلئون و يك Λ^0 است نشان مى دهد. ساختار ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ مثالى است كه اختلاف بين فيزيك هسته هاى معمولى و فيزيك هيپر هسته ها را نشان مى دهد. در حالت پايه ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ تمام ذرات درحالت ۱s هستند (مانند ${}^4\text{He}$ معمولى). اما، در ${}^4\text{He}$ معمولى اصل پاؤلى ايجاب مى كند كه اسپينهاى دونوترون در جهات مخالف سمت گيرى كنند، و بنا بر اين اسپين خالص ${}^4\text{He}$ صفر باشد.



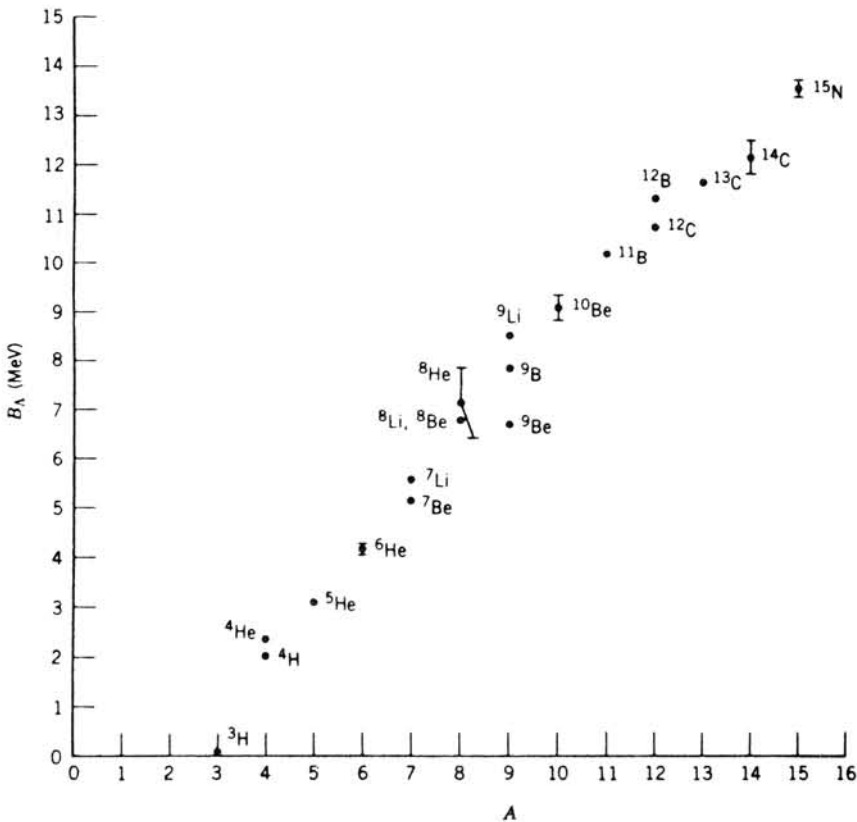
شكل ۲۲.۱۲ ساختارترازهاى ${}^4_{\Lambda}\text{He}$.

چنین محدودیتی برای ${}^4_\Lambda\text{He}$ وجود ندارد و بنا بر این اسپینهای نوترون و Λ° می‌توانند پاد-موازی (باحاصل جمع صفر) یا موازی (باحاصل جمع ۱) باشند. شکل ۲۲.۱۷ ${}^4_\Lambda\text{He}$ تر ازهای ${}^4_\Lambda\text{He}$ را نشان می‌دهد که (در آن حالت پایه 0^+ و اولین حالت برانگیخته 1^+ نمایش داده شده است. (در ${}^4\text{He}$ معمولی هیچ حالت برانگیخته مفید وجود ندارد.) پرتو گامای 109MeV همزمان با π^0 ناشی از واپاشی حالت پایه آشکارسازی می‌شود. ساختار تر ازهای ${}^4_\Lambda\text{He}$ خیلی ساده است.

با اندازه‌گیری دقیق انرژی ذرات ناشی از واپاشی حالات پایه یک هیپرسته می‌توان جرم آن را استنتاج کرد. سپس می‌توانیم انرژی بستگی Λ° را به روش معمول که عبارت است از مقایسه انرژی جرمی تک تک اجزاء و ترکیب آنها با استفاده از رابطه زیر به دست آوریم

$$B_\Lambda = [m(\Lambda^\circ) + m(A-1X) - m({}^A_\Lambda X)]c^2 \quad (۲۲.۱۷)$$

مثلا در مورد ${}^4_\Lambda\text{He}$ انرژی بستگی Λ (در حالت پایه) برابر 239MeV است. با تکرار



شکل ۲۳.۱۷ انرژی بستگی هیپرسته‌ها. در بسیاری موارد باره خط خطاها کوچکتر از نقاط تجربی است.

این اندازه‌گیری برای چندین هسته می‌توان وابستگی B_{Λ} به A را همان‌طور که شکل ۲۳.۱۷ نشان می‌دهد رسم کرد. برای این هسته‌های سبک انرژی بستگی برخلاف انرژی بستگی نوترون [که مساوی انرژی جدایی نوترون است و از رابطه (۲۶.۳) به دست می‌آید] با افزایش A به‌طور خطی افزایش می‌یابد. این نتیجه مستقیماً ناشی از عملکرد اصل پاولی در محدودسازی برهم‌کنشهای ممکن نوترون است، در حالی که چنین محدودیتی برای Λ° صادق نیست. برای این هسته‌های سبک، چون Λ° می‌تواند با تمام نوکلئونها برهم‌کنش کند، تقریباً داریم $B_{\Lambda} \propto A$. اما برای هسته‌های سنگین که مطالعه آنها از لحاظ تجربی مشکلتر است، انرژی بستگی در حدود ۲۳ MeV به حد اشباع می‌رسد.

۶.۱۷ نقض CP در واپاشی K

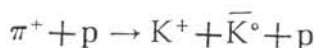
واپاشی مزونهای K از دیدگاه مکانیک کوانتومی اثراتی غیر معمول نشان می‌دهد که هیچ‌گانهایی در دیگر زمینه‌های فیزیک ندارد. مثلاً، یک مزون K° که در زمان $t = 0$ تولید شده است بعداً می‌تواند به‌صورت مزون \bar{K}° مشاهده شود؛ تبدیل خود به خود یک ذره به پاد-ذره اش (شکل ۲۴.۱۷) برای تمام ذرات ممنوع است اما برای K° ، D° و B° که مشابه آن هستند چنین نیست (بخش ۶.۱۸ را ببینید).

کلید درک خواص غیر معمول مزونهای خنثی K این است که K° و \bar{K}° ذرات مستقل نیستند. چون هر یک می‌توانند به دو پیون واپاشیده شوند، یک جفت شدگی بین K° و \bar{K}° وجود دارد

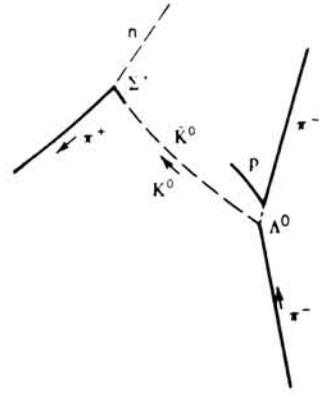
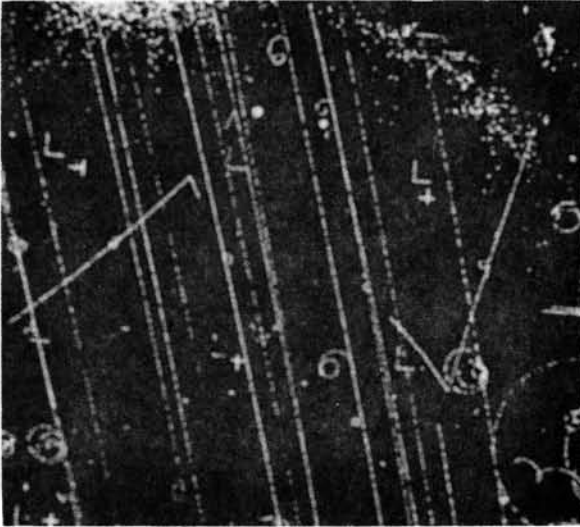
$$K^{\circ} \longleftrightarrow 2\pi \longleftrightarrow \bar{K}^{\circ}$$

در نتیجه این جفت‌شدگی، مجموعه‌های اصلی که در ابتدا به‌صورت K° است مدتی بعد به‌صورت مخلوطی از K° و \bar{K}° درمی‌آید.

مزونهای خنثی K می‌توانند از طریق برهم‌کنشهای قوی نظیر



که در آنها شگفتی پایسته است تولید شوند. واپاشی K° و \bar{K}° به پیونها نمی‌تواند از طریق برهم‌کنشهای قوی یا الکترومغناطیسی، که در آنها شگفتی پایسته است، صورت گیرد بلکه باید بواسطه برهم‌کنش ضعیف رخ دهد. همان‌گونه که در بخش ۹.۹ بحث کردیم، واپاشی بتازای هسته‌ای هم‌تقارن پاریته P وهم‌همیوغی بار C (ذره \leftarrow پاد ذره) را نقض می‌کند، اما این نقض به‌گونه‌ای است که تقارن ترکیب CP حفظ می‌شود. این بحث در بخش ۹.۹ به‌طور غیر مستقیم بر مبنای یک «آزمایش خیالی» در رابطه با واپاشی پاد کبالت ۶۰ انجام



شکل ۲۴.۱۷ عکس اتاقک حباب که تبدیل $K^0 - \bar{K}^0$ را نشان می‌دهد. ترتیب واکنشها که در طرف راست نمایش داده شده بایک π^- فرودی آغاز و منجر به $\Lambda^0 + K^0 \rightarrow \pi^- + p$ می‌شود. Λ^0 (که هیچ اثری به جا نمی‌گذارد) مسافت کوتاهی را می‌پیماید و به صورت $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p$ واپاشیده می‌شود؛ پروتون یک اثر کوتاه برجای می‌گذارد که مشخصه ذره سنگین است. K^0 به طرف چپ حرکت می‌کند و به \bar{K}^0 تبدیل می‌شود که می‌تواند به یک پروتون برخورد کند و واکنش دیگری را به صورت $\bar{K}^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0$ ایجاد کند. سرانجام، Σ^+ یک اثر کوتساه به جا می‌گذارد و به π^+ و یک نوترون واپاشیده می‌شود.

شد. برای بررسی مستقیم تقارن CP لازم است که واپاشی یک ذره و واپاشی تصویر CP آن مطالعه شود، و خواص CP ذراتی که از واپاشی حاصل می‌شوند مورد آزمایش قرار گیرد. برای این بررسی واپاشیهای ضعیف π^\pm به e^\pm یا μ^\pm و نوترینوها را نمی‌توان مورد استفاده قرار داد زیرا حالت نهایی دارای هیچ خاصیت مشخص CP نیست. (ذراتی که فقط به صورت ضعیف برهم کنش می‌کنند، در این دسته قرار دارند.) در یک آزمون تعیین کننده، لازم است که حالات اولیه و نهایی شامل ذراتی باشند که قویاً برهم کنش می‌کنند، و واپاشی ضعیف K به بیونها آسانترین راه بررسی پایستگی CP است.

بیباید حالات نهایی ممکن 2π را که از واپاشی K^0 یا \bar{K}^0 ناشی می‌شوند در نظر بگیریم. حالات نهایی از لحاظ الکتریکی خنثی عبارتند از $\pi^+ + \pi^-$ یا $\pi^0 + \pi^0$. تابع موجهای ترکیبی نهایی را به صورت $\psi(\pi_a^0, \pi_b^0)$ یا $\psi(\pi_a^+, \pi_b^-)$ نمایش می‌دهیم که بدان معنی است که بیون اول در حالت a و بیون دوم در حالت b است. عملگرهای اساسی C و P دارای اثرات زیر هستند

$$P\psi(\pi) \rightarrow -\psi(\pi) \quad (۲۳.۱۷)$$

$$C\psi(\pi^+) \rightarrow \psi(\pi^-) \quad (\text{الف } ۴۴.۱۷)$$

$$C\psi(\pi^-) \rightarrow \psi(\pi^+) \quad (\text{ب } ۴۴.۱۷)$$

$$C\psi(\pi^0) \rightarrow \psi(\pi^0) \quad (\text{ج } ۴۴.۱۷)$$

عملکرد پارته يك علامت منفي نتیجه می دهد زیرا پیونها دارای پارته ذاتی منفي هستند. حال اثر CP بر حالتهاي دوپيوني را در نظر بگیريد

$$P\psi(\pi_a^0, \pi_b^0) = (-1)^2 (-1)^l \psi(\pi_a^0, \pi_b^0) \quad (۴۵.۱۷)$$

که در آن عامل $(-1)^2$ حاصل از دوپارته ذاتی است و $(-1)^l$ عامل معمولی پارته تکانه زاویه ای مداری است

$$C\psi(\pi_a^0, \pi_b^0) = \psi(\pi_a^0, \pi_b^0) \quad (۴۶.۱۷)$$

و بنا بر این با فرض $l=0$ که برای واپاشی کائونهای با اسپین صفر به پیونهای با اسپین صفر ضروری است، داریم

$$CP\psi(\pi_a^0, \pi_b^0) = \psi(\pi_a^0, \pi_b^0) \quad (۴۷.۱۷)$$

به همین ترتیب

$$P\psi(\pi_a^+, \pi_b^-) = (-1)^2 (-1)^l \psi(\pi_a^-, \pi_b^+) \quad (۴۸.۱۷)$$

$$C\psi(\pi_a^+, \pi_b^-) = \psi(\pi_a^-, \pi_b^+) \quad (۴۹.۱۷)$$

و

$$CP\psi(\pi_a^+, \pi_b^-) = \psi(\pi_a^+, \pi_b^-) \quad (۵۰.۱۷)$$

در هر دو حالت، نتیجه این است که عملکرد CP موجب می شود که حالت نهایی تغییر نیافته بماند، اگر CP يك تقارن معتبر باشد، آنگاه حالت اولیه واپاشی نیز باید نسبت به CP ناوردا باشد اما حالات K^0 در اثر CP ناوردا نمی مانند

$$CP\psi(K^0) \rightarrow \psi(\bar{K}^0) \quad (\text{الف } ۵۱.۱۷)$$

$$CP\psi(\bar{K}^0) \rightarrow \psi(K^0) \quad (\text{ب } ۵۱.۱۷)$$

پس بنا به تقارن CP واپاشیهای $K^0 \rightarrow 2\pi$ و $\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi$ به نظر ممنوع می رسند.

اگر به جای حالت‌های بالا دو حالت زیر را تشکیل دهیم می‌توانیم تقارن را حفظ کنیم

$$\psi(K_1) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi(K^0) + \psi(\bar{K}^0)] \quad (52.17)$$

$$\psi(K_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi(K^0) - \psi(\bar{K}^0)] \quad (53.17)$$

از رابطه (۵۱.۱۷ الف) و (۵۱.۱۷ ب) نتیجه می‌شود

$$CP\psi(K_1) \rightarrow \psi(K_1) \quad (\text{الف } 54.17)$$

$$CP\psi(K_2) \rightarrow -\psi(K_2) \quad (\text{ب } 54.17)$$

حالتی که با K_1 نمایش داده می‌شود ترکیبی از K^0 و \bar{K}^0 است؛ واپاشی کائون‌های خنثی به دو پیون فقط زمانی مجاز است که حالت اولیه شامل ترکیب معینی از K^0 و \bar{K}^0 باشد. می‌توان نشان داد که ترکیب اثرات CP برحالات نهایی سه پیونی به صورت زیر است

$$CP\psi(3\pi) \rightarrow -\psi(3\pi) \quad (55.17)$$

پس بنا به تجویز برهم کنش ضعیف، دو واپاشی ممکن $K_1 \rightarrow 2\pi$ و $K_2 \rightarrow 3\pi$ را داریم؛ هر یک از این واپاشیها را تقارن CP مجاز می‌شمارد. K_1 و K_2 را می‌توانیم به همان صورت K^0 و \bar{K}^0 در نظر بگیریم. ذراتی که از طریق برهم کنش قوی ایجاد می‌شوند K^0 و \bar{K}^0 هستند؛ K_1 و K_2 در واکنشهایی که شگفتی پایسته است نمی‌توانند ایجاد شوند، زیرا آنها ترکیبی از $S = +1$ و $S = -1$ هستند. ذراتی که از طریق برهم کنش ضعیف واپاشی می‌کنند K_1 و K_2 هستند؛ بنا به پایستگی CP، K^0 و \bar{K}^0 نمی‌توانند به صورت ضعیف واپاشی شوند. توجه کنید که هر یک از قسمت‌های K^0 و \bar{K}^0 متعلق به K_1 و K_2 می‌توانند در واپاشیهای ضعیف مجاز $\Delta S = \pm 1$ به حالات $S = 0$ مربوط به پیونها واپاشیده شوند. همچنین توجه کنید که K_1 و K_2 یاد ذره دیگری نیستند؛ بنا بر این ممکن است خواص متفاوتی (از قبیل جرم و طول عمر واپاشیهای متفاوت) داشته باشند.

یک عامل مهم در تعیین آهنگ واپاشیها، چگالی حالت نهایی به صورت رابطه (۲۵.۱۷) است که مشتمل بر عامل p است که به تکانه ذرات نهایی بستگی دارد. در واپاشی $K_1 \rightarrow 2\pi$ انرژی جنبشی حاصل بیش از 200 MeV است، در حالی که برای واپاشی $K_2 \rightarrow 3\pi$ تنها در حدود 70 MeV حاصل می‌شود. چگالی حالت نهایی برای $K_2 \rightarrow 3\pi$ بسیار کوچکتر است، و ثابت واپاشی کوچکتر و طول عمر بزرگتر خواهد شد. طول عمرهای مشاهده شده چنین اند

$$\tau(K_1) = 0.892 \times 10^{-10} \text{ s}$$

$$\tau(K_2) = 5.18 \times 10^{-8} \text{ s}$$

اختلاف بین دو طول عمر در درجه اول ناشی از چگالی حالات نهایی است. حالات واپاشی-کننده با عمر طولانی و با عمر کوتاه، به جای آنکه K_1 با K_2 نشان داده شوند، معمولاً به صورت K_L و K_S نمایش داده می‌شوند.

وجود K_L و K_S کمک می‌کند که رفتار غیر معمول مز و نهی خنثای K را در یابیم. فرض کنید که K^0 را در واکنشی مانند



تولید کنیم. این واکنش نمی‌تواند تولید \bar{K}^0 کند، زیرا هیچ باریونی با $S = +1$ وجود ندارد که شگفتی کل را صفر نگه دارد. اگر K^0 را به صورت یک باریکه در آوریم، ابتدا به صورت K^0 خالص خواهد بود، اما پس از طی چند طول عمر K_S (10^{-10} s) که متناظر است با مسافت‌هایی از مرتبه سانتی‌متر تا متر برای باریکدهایی که با سرعت نزدیک به c حرکت می‌کنند)، مؤلفه K_S کاملاً ناپدید می‌شود و تنها K_L برجای می‌ماند. در این لحظه، باریکه حاوی دامنه‌های مساوی از K^0 و \bar{K}^0 است. این مطلب را از طریق واکنش‌های قوی مانند



می‌توان نشان داد. در واقع، زمانی که باریکه از میان ضخامت مشخصی از ماده جذب عبور می‌کند، به دلیل چنین واکنش‌هایی، \bar{K}^0 به صورتی قویتر واکنش می‌کند و جذب می‌شود. در این صورت توازن میان K^0 و \bar{K}^0 بهم می‌خورد و بدین ترتیب باریکه را می‌توان به صورت ترکیبی از K_L و K_S در نظر گرفت. عبور از ماده موجب تولید دوباره مؤلفه K_S در باریکه شده است.

این خواص ممکن است به نظر غیر عادی بیایند، اما در واقع نمونه‌هایی از رفتار کوانتومی هستند که مخصوصاً در سیستم‌هایی که می‌توانند در دو حالت وجود داشته باشند، مانند نور خطی قطبیده یا اسپین الکترون‌های عبوری از یک دستگاه اشترن-گراخ، دیده می‌شوند. در مورد اخیر باریکه‌ای از اتم‌های اسپین-بالا ($S_z = +\hbar/2$) از میان یک آهنربا که اسپین را در جهت z تجزیه می‌کند عبور داده می‌شود. شانس اندازه‌گیری $S_y = +\hbar/2$ یا $S_y = -\hbar/2$ برابر ۵۰٪ است. به علاوه، پس از انتخاب هر یک از این دو حالت می‌توان مؤلفه z را دوباره اندازه‌گیری کرد. در این صورت شانس داشتن $S_z = -\hbar/2$ برابر ۵۰٪ است، اگرچه چنین مؤلفه‌ای در باریکه اصلی وجود نداشته است. به موضوع اصلی بازگردیم، انتظار داریم که واپاشیهای $K_S \rightarrow 3\pi$ و $K_L \rightarrow 3\pi$ در صورت معتبر بودن تقارن CP، قابل مشاهده باشند. مدهای واپاشی مشاهده شده با این انتظار سازگارند.

$$K_S \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (\%۶۸۶)$$

$$\rightarrow \pi^0 + \pi^0 \quad (\%۳۱۴)$$

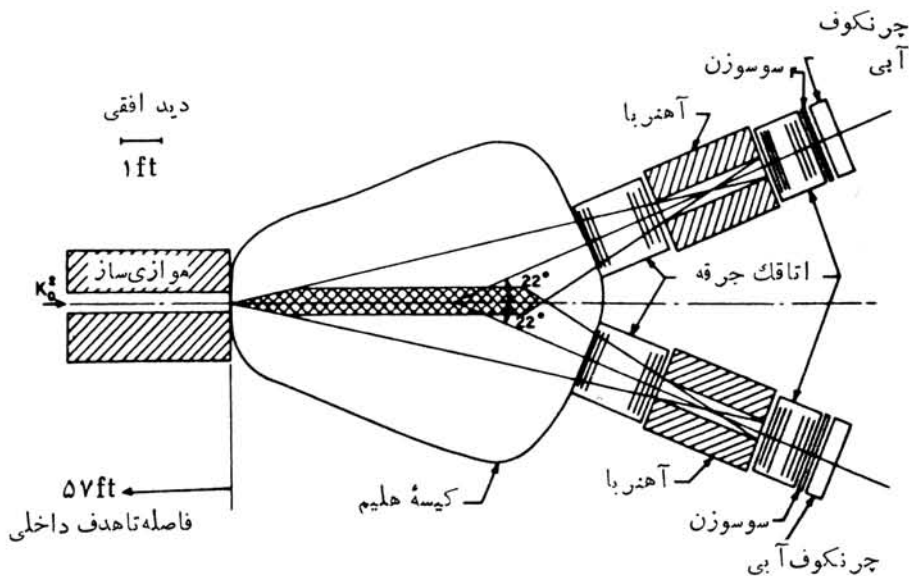
$$K_L \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \quad (\%۲۱۵)$$

$$\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (\%۱۲۴)$$

$$\rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad (\%۲۷۱)$$

$$\rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu_e (\bar{\nu}_e) \quad (\%۳۸۷)$$

در سال ۱۹۶۴، کرونین و فیچ و همکارانشان برای بررسی تقارن CP در واپاشی کائون خنثی آزمایشی انجام دادند. شکل ۲۵.۱۷ دستگاه آنها را نشان می‌دهد. باریکه‌ای از K^0 مسافتی به اندازه کافی طولانی را می‌پیماید تا مؤلفه K_S آن قابل چشمپوشی شود. پس از این مسافت، باریکه واپاشیده می‌شد و دستگاه طوری تنظیم شده بود که مسدود کننده $K_L \rightarrow 2\pi$ را جستجو می‌کرد. در یک نتیجهٔ اعجاب‌آور، آنها دریافتند که واپاشی به دو بیون با نسبت انشعابی در حدود ۳۰٪ رخ می‌دهد. شکل ۲۶.۱۷ نشان‌دهندهٔ این است که آزمایش‌کننده‌ها



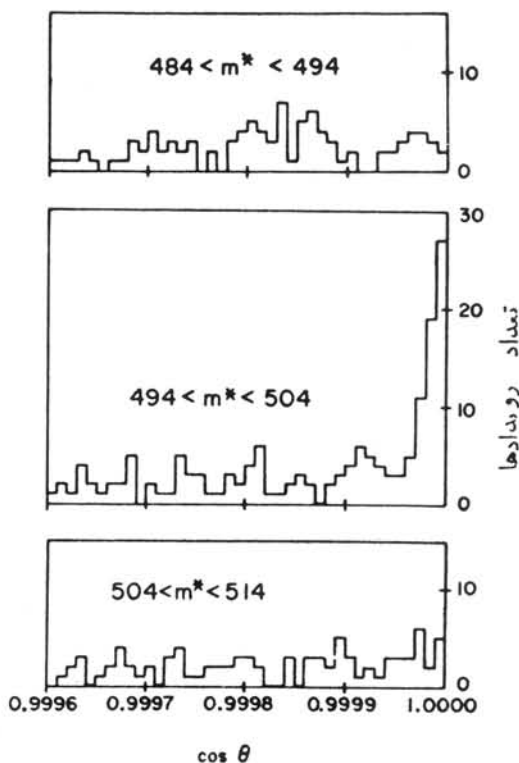
شکل ۲۵.۱۷ طیف‌سنج دوپیونی. باریکه K^0 به موازی‌ساز طرف چپ وارد می‌شود؛ واپاشی‌های حاصل که به صورت ضربدری هاشور خورده‌اند در معرض دید طیف‌سنج‌های دوپیونی طرف راست هستند.

برای اینکه مطمئن شوند که رویدادهای مشاهده شده واقعاً از يك K_L که در مسیر باریکه حرکت می کرده ناشی شده است، تاجه حدی دقیق بوده اند. اما نتیجه نهایی انکارناپذیر است. CP واقعاً در سطحی در حدود ۰.۳٪ نقض می شود. مشاهده نقض CP با مقایسه آهنگهای واپاشیهای زیر نیز امکان پذیر است

$$K_L \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$$

$$K_L \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \nu_\mu$$

اگر CP تقارنی دقیق باشد، آهنگها باید یکسان باشند، اما مشاهده شده است که آهنگها اندکی باهم فرق دارند که اختلافشان در حدود ۰.۳٪ است.



شکل ۲۶.۱۲ علامت واپاشی $K_L \rightarrow 3\pi$ ، مشاهده جرمی ناورد را برابر با جرم $K_L (498 \text{ MeV})$ در طیفسنجها و نیز يك تكانه کل موازی با جهت اصلی $K_L (\cos \theta = 1)$ است. به این ترتیب مشخص می شود که آزمایش کنندگان به سادگی دو تا از سه ذره را در واپاشی $K \rightarrow 3\pi$ نمی شمارند. شکلهای بالا و پایین هیچ نشانه ای از جرم ناورد (به نام m^*) که بیشتر یا کمتر از جرم K_L باشد به دست نمی دهند، در حالی که شکل وسط پوضوح قله ای در محدوده جرم صحیح و با جهت مناسب تكانه کل $(\cos \theta > 0.99999)$ را نشان می دهد.

مسئله نقض CP سئوالات اساسی زیادی را مطرح می‌سازد که پس از گذشت بیش از ۲۰ سال کوششهای فعال آزمایشگاهی و نظری هنوز هم بی‌پاسخ مانده است. شاید واضح ترین سؤال این است که چرا نقض CP در هیچ سیستم دیگری مشاهده نمی‌شود؟ جفت شدگی K^0 و K° که موجب واپاشیهای K_L (و K_S) می‌شود در مدت زمانی که با اختلاف جرمی K_S و K_L معین می‌شود رخ می‌دهد. این اختلاف جرم، نوعی «خود-انرژی» مشابه خود انرژی الکترومغناطیسی مربوط به یک توزیع بار است. اما، در این مورد، یک خود انرژی ضعیف است که با فرایندهای

$$K_S \longleftrightarrow 2\pi \longleftrightarrow K_S$$

$$K_L \longleftrightarrow 3\pi \longleftrightarrow K_L$$

مشخص می‌شود. چون این مدها اندکی باهم فرق دارند جرمهای K_S و K_L متفاوت اند، اما این اختلاف بسیار کوچک است

$$\Delta mc^2 = [m(K_L) - m(K_S)] c^2 = 3.52 \times 10^{-6} \text{ eV}$$

یعنی در حدود ۱۰ قسمت در ۱۰^۴ قسمت از جرم کائون خنثی. دامنه \bar{K}^0 در یک باریکه اولیه خالص K^0 با سامدی که با این اختلاف انرژی مشخص می‌شود نوسان می‌کند

$$\omega = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{\Delta mc^2}{\hbar} = 5.3 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$$

بنابراین، برای K_S داریم $\omega \tau \approx 0.477$ است که نوسانات را در طول عمر K_S مشاهده پذیر می‌سازد. هیچ واپاشی ذره شناخته شده دیگری دارای این خواص منحصر به فرد نیست. سؤال دوم این است که عامل نقض CP چیست؟ چون تاکنون این مورد در سیستم دیگری مشاهده نشده است، غیر ممکن است که مدرك مستقلی از نقض CP جمع آوری شود که بتواند به پاسخ این سؤال کمکی کند. اگر قضیه CPT را قبول کنیم، آنگاه نقض CP موجب نقض T می‌شود که برای جستجوی مدرکی مبنی بر نقض T در فرایندهای قوی، الکترومغناطیسی، ضعیف، راههایی وجود دارند. چنین جستجوهای چندین بار انجام شده اند ولی تاکنون هیچ نشانه‌ای از نقض T مشاهده نشده است. اما دقت این آزمایشها اغلب پایینتر از دقت آزمایش نقض CP در واپاشی K_L است و تعبیرهای نظری هم به آن صراحت نیستند. برای این مسئله، اصل موضوع جدیدی مطرح شده است که بنا بر آن نقض CP مشخصه یک نوع جدید برهم کنش است، برهم کنشی ابرضعیف که کاملاً ناقص CP است و برهم کنشهای مستقیم $\Delta S = 2$ را مجاز می‌شمارد و بنا بر این اجازه می‌دهد که K^0 و \bar{K}^0 مستقیماً مخلوط شوند. بدین ترتیب $2\pi \rightarrow K_S \rightarrow K_L$ منشأ مشاهده واپاشی $2\pi \rightarrow K_L$ محسوب می‌شود. این نیروی فوق العاده ضعیف، که قدرت آن در حدود 10^{-9} برابر برهم کنش ضعیف معمولی است،

در عمل در تمام موقعیتهای شناخته شده دیگر غیر قابل مشاهده خواهد بود. سرانجام، گذشته از آنچه در سیستم K^0 باید به عنوان یک چیز عجیب و غریب در نظر گرفته شود، از نقض CP چه نتیجه‌ای می‌گیریم؟ در اینجا به آغاز پیدایش جهان و لحظات پس از انفجار بزرگ نگاهی می‌افکنیم. هر نظریه منطقی درباره تولید ذرات در انفجار بزرگ باید تعدادی مساوی از ذرات و پادذرات مانند $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ یا $\gamma \rightarrow p + p^-$ را نتیجه دهد. مجموعه کاملاً بهم آمیخته ماده و پاد ماده مانع از آن می‌شود که توده‌های عظیمی از یک نوع آن در مقیاس کهکشانی تشکیل شوند. با وجود این، بهترین چیزی که می‌توانیم کشف کنیم این است که کهکشان ما (و احتمالاً تمامی کهکشانهای دیگر) از ماده ساخته شده‌اند نه از پاد ماده. چگونه یک وضعیت اساساً متقارن ماده و پاد ماده به صورت چنین وضعیت نامتقارنی درمی‌آید؟ شاید نقض CP بتواند راه حلی به دست دهد. اگر در ابتدا ماده و پاد ماده با فراوانی یکسان خلق شده باشند، باید در طی سرد شدن و انبساط جهان مرحله‌ای را پشت سر گذاشته باشند که در آن برهم کنشهای ناقص CP غالب بودند، به طوری که توازن ماده و پاد ماده برهم خورده است و به عدم توازن جزئی و فزونی یکی نسبت به دیگری منجر شده است. اگر آنچه ماده می‌نامیم، حتی به اندازه کسر کوچکی به نسبت ۱ قسمت در 10^9 قسمت افزایش یافته باشد، آنگاه پس از یک در آمیختگی کامل، تمام پاد ماده در واکنشهای نابودی با ماده از بین رفته و فقط یک قسمت از 10^9 به صورت ماده جهان فعلی را تشکیل داده است. در واقع این سناریو کاملاً با فراوانی نسبی مشاهده شده نوکلئونها و فوتونها در جهان سازگار است. پس از آنکه در فصل آینده زمینه‌های اساسی فیزیک ذرات را مورد بحث قرار دادیم، این فرضیات کیهان‌شناختی را در فصل ۱۹ ادامه خواهیم داد.

مراجعات تکمیلی

در پایان فصل ۱۸، فهرست مراجع مربوط به فیزیک ذرات بنیادی که شامل مزونها نیز می‌شود آمده است. فهرست زیر تنها شامل مراجعی است که به طور خاص به مزونها و برهم کنشهای مزون-هسته مربوط می‌شوند.

گزارشی از کارهای اولیه در زمینه پرتوهای کیهانی را که به کشف و مطالعه پیونهای منجر شد می‌توان در کتاب زیر یافت

C. F. Powell, P. H. Fowler, and D. H. Perkins, *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method* (New York: Pergamon, 1959),

همچنین به مقاله زیر رجوع کنید

C. F. Powell, *Rep. Prog. Phys.* 13, 350 (1950).

یک اثر جامع در زمینه برهم کنشهای نوکلئون-نوکلئون که شامل مزونها و برهم کنشهای

مزون-نوکلئون نیز هست، عبارت است از

W. O. Lock and D. F. Measday, *Intermediate Energy Nuclear Physics* (London: Methuen, 1970),

و مرجع مشابه دیگر این است

R. J. Cence, *Pion-Nucleon Scattering* (Princeton, NJ: Princeton University Press 1969),

در هر دو کتاب، نتایج آزمایشی و تعبیرهای نظری آنها ارائه شده‌اند.

پراکندگی مزون هسته در مقاله زیر مرورشده است.

M. M. Sternheim and R. R. Silbar, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 24, 249 (1974),

تولید پیون در واکنشهای ناشی از پروتون را می‌توان در مقاله زیر یافت

D. F. Measday and G. A. Miller, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 29, 121 (1979),

مروری از تکنیکهای آزمایشی در رابطه با اتمهای پیونی و خلاصه‌ای از نتایج به دست آمده را می‌توان در مقاله زیر یافت

G. Backenstoss, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 20, 467 (1970),

جنبه‌های نظری و تجربی ابرهسته‌ها در مقاله زیر آمده است

B. Povh, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 28, 1 (1978),

خلاصه‌ای از طرز کار با باریکه‌های هیبرونی را می‌توان در مقاله زیر خواند

J. Lach and L. Pondrom, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 29, 203 (1979).

بحثی مقدماتی از سیستم دوحالتی کلی در مکانیک کوانتومی و کاربرد آن در مورد K^0 را

می‌توان در کتاب زیر مطالعه کرد

R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics* (Reading, MA: Addison-Wesley, 1965),

بخصوص به جلد سوم، این دوره: فصول ۱۰ و ۱۱ رجوع کنید. مقدمه‌ای کلی درباره نقض

CP را در کتاب زیر می‌توان خواند.

P. K. Kabir, *The CP Puzzle* (London: Academic, 1968),

مروری از این مطلب در مقاله زیر یافت می‌شود

K. Kleinhnecht, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 26, 1 (1976),

شرحی از رابطه بین نقض CP و ناوردایی برگشت زمان را در مقاله زیر می‌توان دید

R. G. Sachs, *Science* 176, 587 (1972).

مسائل

۰۱. الف) انرژیهای پرتو x پیونی از نوع M (از $n=3$ به $n=4$) را در Ca ، Sn ،

و Pb محاسبه کنید. ب) شعاع متوسط حالت پیونی $n=3$ را در Ca ، Sn ، و Pb

با شعاع هسته‌ای مقایسه کنید.

۰۲. انرژی جنبشی آستانه واکنشهای نوکلئون-نوکلئون را برای تولید الف) پیونهای منفرد،

ب) زوج پیونها، ج) کائونهای منفرد محاسبه کنید.

۰۳. با فرض آنکه پیون دارای اسپین ذاتی صفر و پارامتر ذاتی منفی باشد، درباره حالات تکانه

زاویه‌ای و پارامتر مجاز در واکنش $\pi^- + d \rightarrow n + n + \pi^0$ بحث کنید. فرض کنید

انرژی π^- فرودی بسیار کم باشد. (دانه‌مایی: حالت نهایی دارای دو نوترون در یک

حالت تکانه زاویه‌ای مداری نسبی $l_{\pi n}$ و یک بیون در حالت تکانه زاویه‌ای l_{π} نسبت به دو نوترون است.)

۴. تعیین کنید کدامیک از واکنشهای زیر با توجه به یک یا چند قانون پایستگی، ممنوع هستند. در هر مورد قوانین نقض شده را ذکر کنید.



۵. نشان دهید که چگونه بنا بر پایستگی ایزوسپین و قوع واپاشیهای $\omega \rightarrow 3\pi^0$ و $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ از طریق برهم کنش قوی ممنوع است؟

۶. (الف) نشان دهید که سیستم $\pi^+\pi^-\pi^0$ باید با در حالت مداری با l زوج و ایزوسپین کل $T = 0$ یا $T = 2$ باشد، و یا در حالت مداری l فرد با ایزوسپین کل $T = 1$. (ب) نشان دهید که سیستم $\pi^+\pi^0$ باید در یک حالت $T = 0$ یا $T = 2$ باشد، و بنا بر این فقط حالت‌های با l زوج مجازند. (ج) در مورد حالات مجاز سیستم $\pi^+\pi^0$ بحث کنید.

۷. توضیح دهید که چرا واپاشی $\rho \rightarrow \eta + \pi$ ممنوع است.

۸. (الف) نشان دهید که چگونه واپاشی $\eta \rightarrow 3\pi$ بنا بر پایستگی تکانه زاویه‌ای و پاریته ممنوع است. (ب) درباره اینکه چگونه واپاشی $\eta \rightarrow 3\pi^0$ پایستگی ایزوسپین را نقض می‌کند بحث کنید. (دانهمایی: مقادیر ممکن ایزوسپین کل دو بیون را بیابید و سپس سومی را با آنها جفت کنید تا بر ایندرا به دست آورید.) (ج) درباره واپاشی $\eta \rightarrow 4\pi$ بحث کنید. چرا این واپاشی مشاهده نمی‌شود؟

۹. (الف) می‌خواهیم ذره Ω^- را در برخورد‌های پروتون-پروتون تولید کنیم. برای این منظور واکنشی را بیابید که تمام قوانین پایستگی برهم کنش قوی را بر آورده سازد و به کمترین انرژی آستانه ممکن نیاز داشته باشد. (ب) واکنش و انرژی آستانه تولید Ω^- را از طریق تابش کائونهای منفی بر هدف پروتون تعیین کنید.

۱۰. نسبت احتمالات واپاشی را برای $K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ و $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ بیابید، نتیجه را با نسبت تجربی که در بخش ۵.۱۷ داده شده (۶۳٪/۵۰۰۰۱۵٪) مقایسه کنید.

۱۱. در مورد روشهای ممکن برای اندازه‌گیری جرمهای K^+ و K^- بحث کنید.

۱۲. (الف) در مورد ایزوسپین ممکن برای سیستم کائون به علاوه نوکلئون بحث کنید. (ب) با استفاده از آخرین مرور خواص ذرات^۱، فهرستی از ذراتی را که می‌توان

به عنوان تشدیدهای کائون-نوکلئون در نظر گرفت تهیه کنید. از روش جدول ۱۰۱۷ استفاده کنید و ایزوسپین هر تشدید را مشخص کنید.

۱۳. نشان دهید که درواکنش $K^- + n \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ که برای تولید هیبرهسته‌ها به کار می‌رود، اگر پیون در جهت جلو (0°) آشکار سازی شود، کائون $500 \text{ MeV}/c$ که بر نوترون تقریباً ساکن فرود می‌آید می‌تواند یک Λ با انرژی بسیار کم تولید کند. در چنین حالتی، Λ^0 ممکن است همان حالت هسته‌ای نوترون اولیه را اشغال کند. انرژیهای کم برای نوترون اولیه چه اثری بر این نتیجه دارند؟

فیزیک ذرات

در فیزیک ذرات که فیزیک انرژی بالا نیز نامیده می‌شود با برهم‌کنشهای بین ذرات در اساسیترین سطح آن سروکار داریم. متخصصان فیزیک ذرات به دنبال بنیادیترین اجزای ماده و اکتشاف و توضیح قواعد حاکم بر رفتار آنها هستند. در این روند، باید برهم‌کنشها را در گستره‌های هرچه کوچکتر مطالعه کنند، که در این صورت به تدریج با ذرات سنگینتر و شتابدهنده‌های بزرگتر سروکار پیدا می‌کنند.

در تحلیل این نوع آزمایشها، متخصصان فیزیک ذرات توانسته‌اند ذرات و برهم‌کنشهای آنها را به چندین نوع که تشخیص آنها به سادگی صورت می‌گیرد دسته‌بندی کنند، و به تعدادی قواعد تجربی که به نظر می‌رسد رفتار آنها را خلاصه کند دست یابند. بر اساس مدل کوآرک، این قواعد به نوبه خود به نظریه‌ای اساسی راجع به خواص و ساختار ذراتی که قویاً برهم‌کنش می‌کنند منجر شده‌اند. این قواعد همچنین به کوششهایی منجر شده که هنوز کاملاً به ثمر نرسیده‌اند و هدفشان ادغام رفتار ذرات بنیادی با برهم‌کنش قوی، یعنی کوآرکها، و ذرات بنیادی با برهم‌کنش ضعیف، یعنی لپتونها، است. به موازات آن، کوششهایی هم برای وحدت بخشیدن به مکانیک برهم‌کنشهای قوی، ضعیف، الکترومغناطیسی در یک نظریه واحد به عمل آمده است. در کار ادغام برهم‌کنشهای ضعیف و الکترومغناطیسی تا حدی موفقیت حاصل شده است، و چندین طرح پیشنهادی برای شمول برهم‌کنشهای قوی نیز در دست مطالعه است. موفقیت نهایی زمانی حاصل می‌شود که طرح وحدت نیروی گرانش را هم شامل شود.

بررسی سازمان‌یافته برهم‌کنشهای ذرات ما را از سطح این کتاب فراتر می‌برد. فیزیک ذرات اگرچه قدری با فیزیک هسته‌ای نزدیکی دارد اما موضوعی جداگانه است و با بررسی

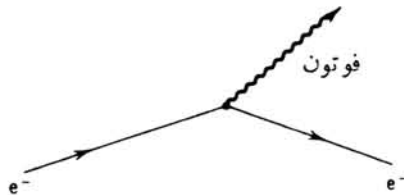
مختصر حق مطلب ادا نمی‌شود. اما در ۱۷ فصل گذشته به اندازه کافی زمینه مطلب را فراهم ساخته‌ایم و اکنون با رجوع به موارد مشابه فیزیک هسته‌ای می‌توانیم اصول مقدماتی را خلاصه کنیم.

۱۰۱۸ خانواده و برهم‌کنشهای ذره

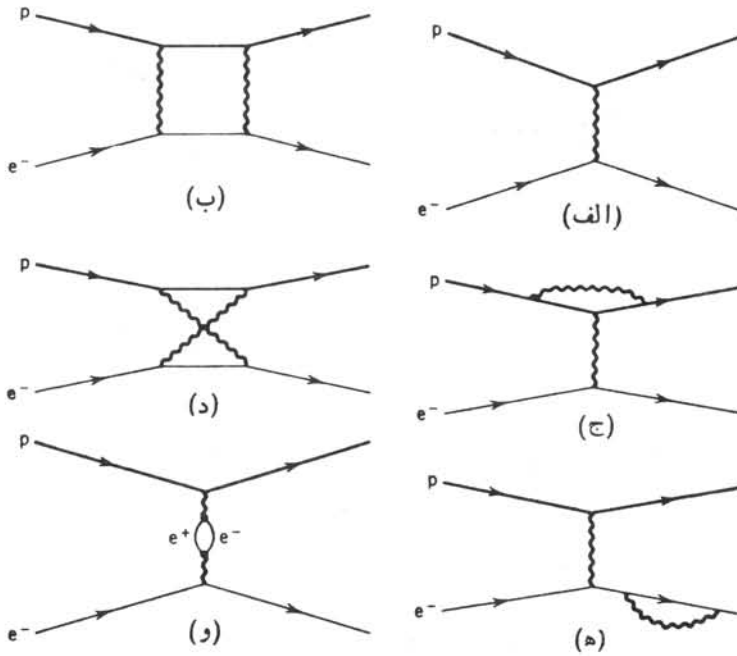
صرف نظر از نیروی گرانش، که هیچ اثر قابل اندازه‌گیری در برهم‌کنشهای ذرات ندارد، سه نوع نیروی بنیادی وجود دارند که بین ذرات عمل می‌کنند: ضعیف، الکترومغناطیسی، و قوی. به هر یک از این نیروها یک پارامتر قدرت نسبی می‌توان نسبت داد و هر یک در فاصله کافی یا مقیاس زمانی خاصی عمل خواهد کرد.

به زبان نظریه جدید میدان، هر نیرو از طریق تبادل ذرات یا کوانتومهای میدان حاکم می‌شود. کوانتومهای میدانی خود می‌توانند به عنوان ذرات بنیادی یا مجموعه خواصی معین در نظر گرفته شوند. یک شیوه ترسیمی مفید برای نمایش گسیل یا جذب کوانتومهای میدان در شکل ۱۰۱۸ برای گسیل یک فوتون توسط یک الکترون نشان داده شده است. (البته چنین فرایندی برای الکترونهای آزاد نمی‌تواند رخ دهد، اما برای تشریح مطلب از این واقعیت چشمپوشی می‌کنیم.) این طرز نمایش را نمودار فاینمن می‌گویند. نمودار فاینمن نه تنها نمایشی تصویری از برهم‌کنشهای ذرات را ارائه می‌دهد بلکه محاسبه احتمال وقوع واکنشهای مختلف و فرایندهای واپاشی را از طریق به کارگیری مجموعه‌ای از قواعد ممکن می‌سازد. در اینجا در مورد قواعد بحثی نخواهیم کرد؛ فقط از نمودارها به منظور نمایش فرایند استفاده می‌کنیم. شکل ۲۰۱۸ چند نمونه از فرایندهای ممکن را که در برهم‌کنش الکترومغناطیسی بین الکترون و پروتون رخ می‌دهند نشان می‌دهند. این نظریه زمانی کامل می‌شود که تمام فرایندهای ممکن که تعدادشان نامحدود است در نظر گرفته شوند. خوشبختانه برای پایان رساندن این رشته و رفع نتایج احتمالی نامحدود، راههایی وجود دارند.

برهم‌کنش الکترومغناطیسی بیش از همه برای ما آشناست، و در پایینترین مرتبه با گسیل یا جذب یک فوتون نمایش داده می‌شود. شکل ۳۰۱۸ چندین مثال از نمودار فرایندهای



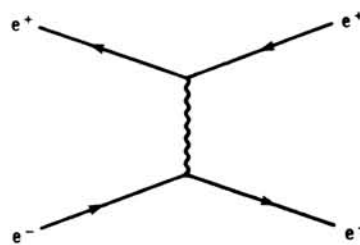
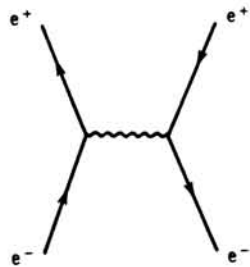
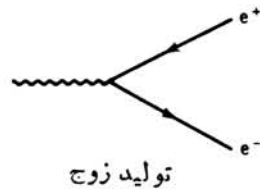
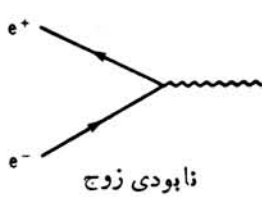
شکل ۱۰۱۸ این نمودار گسیل یک فوتون را به وسیله یک الکترون نشان می‌دهد. زمان از چپ به راست افزایش می‌یابد، بنابراین حالت اولیه تنها شامل یک الکترون است و حالت نهایی شامل یک الکترون به اضافه یک فوتون است. بعد قائم نشان‌دهنده یک مختصه مکانی دلخواه است.



شکل ۴۰۱۸ چند مثال از نمودارهایی که در برهم کنش الکترومغناطیسی الکترون و پروتون رخ می‌دهند. در محاسبه برهم کنش کامل باید سهم تمام این نمودارها (و تعدادی نامحدود از انواع مشابه) را در نظر گرفت.

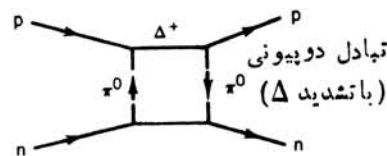
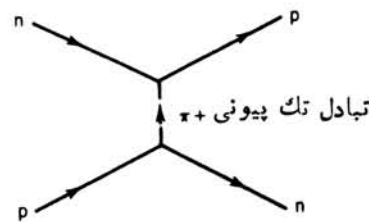
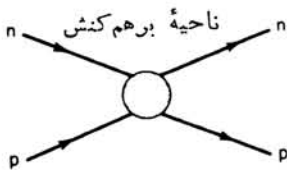
الکترومغناطیسی را نشان می‌دهد. چون در مرتبه اول برهم کنشهای اصلی را در نظر داریم و هدف محاسبه بسیار دقیق نیست، از دیگر فرایندها مانند آنچه در شکل ۴۰۱۸ نشان داده شده است چشمپوشی خواهیم کرد و تنها تبادل تک فوتونها را مورد بررسی قرار خواهیم داد. وقتی که اصول اساسی را دریابیم، می‌توانیم فرایندهای دیگر را با استفاده از شیوه‌ای یکسان نمایش دهیم. شکل ۴۰۱۸ نمودار پراکندگی np را نشان می‌دهد. ماهیت اساسی برهم کنش np مشخص می‌کند که این نمودار در ناحیه‌ای که منطقه برهم کنش شناخته‌شده می‌شود، چگونه جلوه گرمی شود. یکی از امکانات این است که برهم کنش نقطه‌ای (به صورتی که نمایش داده شده است) باشد، اما می‌دانیم که چنین موردی نمی‌تواند تحقق یابد (نوکلئون‌ها یقیناً ذرات نقطه‌ای نیستند). می‌دانیم که یک قسمت اصلی از برهم کنش قوی نوکلئون-نوکلئون به واسطه تبادل پیونها صورت می‌گیرد و نمودارهای ممکن که نمایش دهنده این تبادل هستند در شکل ۴۰۱۸ آمده‌اند. همچنین ممکن است تشدید Δ را به عنوان یک حالت واسطه در یک نمودار منظور کنیم.

همان گونه که شکل ۵۰۱۸ نشان می‌دهد، برهم کنش ضعیف مسائل مشابهی را برای تشخیص اینکه در ناحیه برهم کنش چه رخ می‌دهد مطرح می‌سازد. چون برهم کنش ضعیف

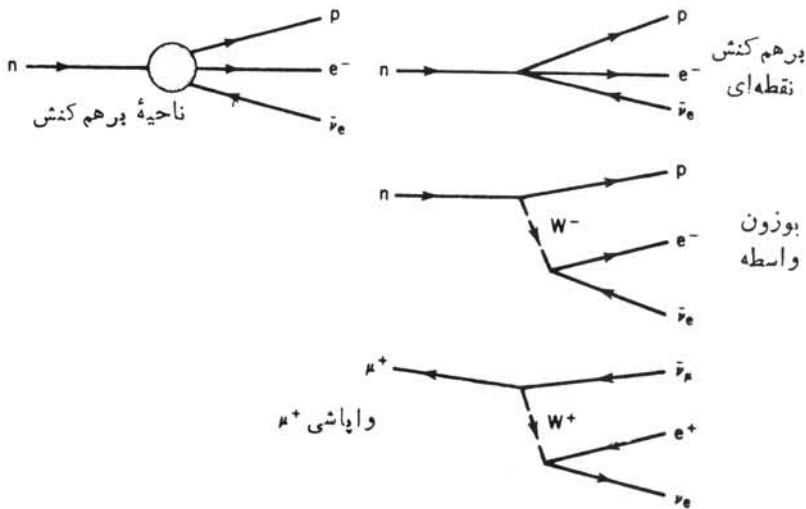


پراکندگی الکترون-پوزیترون

شکل ۳.۱۸ نمودارهای چند فرایند الکترومغناطیسی. معمول این است که پوزیترونها (و دیگر پاد ذره‌ها) را به عنوان ذراتی در نظر بگیریم که نسبت به زمان به طرف عقب در حرکت کنند.



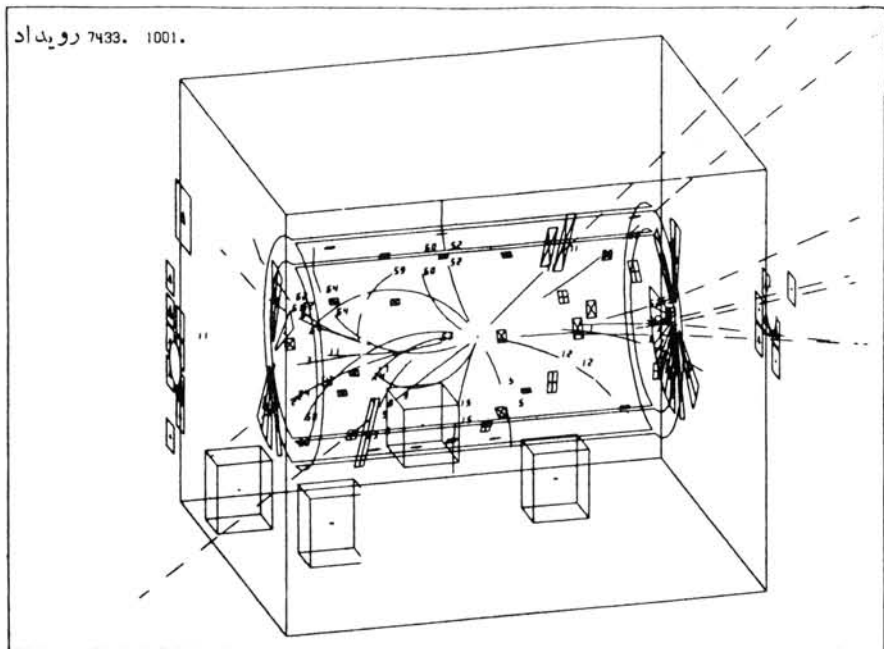
شکل ۴.۱۸ نمودارهای برهم کنش np. در طرف راست محتویات ممکن در منطقهٔ برهم کنش نمایش داده شده است. برهم کنش نقطه‌ای صحیح نیست، اما موارد دیگر می‌توانند در برهم کنش np سهم باشند.



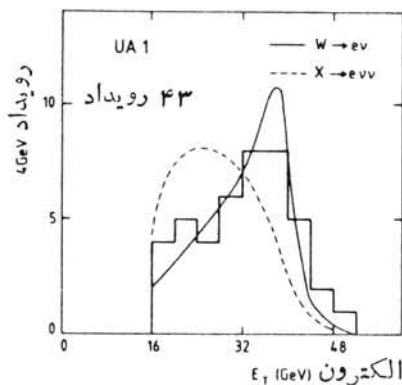
شکل ۵.۱۸ نمودار وایشیهای ضعیف.

دارای برد کوتاه است، در ابتدا به صورت یک برهم کنش نقطه‌ای نمایش داده شد و در واقع نظریه فرمی برای وایشی بتازاکه در فصل ۹ مطرح شد بر همین اساس به دست آمده است. وایشی میون نیز می‌تواند به صورت مشابه نمایش داده شود. نظریه فعلی برهم کنش ضعیف، بر اساس مدل نیروی تبادل استوار است. ذرات مبادله شده، بوزونهای برداری واسطه نامیده می‌شوند و به صورت W^\pm و Z^0 نمایش داده می‌شوند. وایشی بتازای نوترون و وایشی موئون، همراه با W^\pm به عنوان حاملین نیروی ضعیف، در شکل ۵.۱۸ نمایش داده شده است. در مورد نوترون، وایشی به یک W^- و یک پروتون در یک رأس نمودار صورت می‌گیرد و پس از آن W^- (باز هم به صورت ضعیف) به e^- و $\bar{\nu}_e$ وایشیده می‌شود. وایشی μ^+ به طور مشابه عمل می‌کند. این نمودارها مشکلاتی را که در مورد رأس نقطه‌ای چهار ذره‌ای وجود دارد از میان برمی‌دارد.

وجود بوزونهای ضعیف توسط واینبرگ و سلام پیشنهاد شد. این دو دانشمند در سال ۱۹۶۷ به طور مستقل از یکدیگر برای دست یافتن به توصیفی واحد از تمام برهم کنشهای ذرات از طریق ترکیب نیروهای ضعیف و الکترومغناطیسی در یک چارچوب نظری واحد، اولین قدم را برداشتند. این نظریه الکتروضعیف بر این فرض استوار است که نیروهای ضعیف و الکترومغناطیسی در انرژی بسیار بالا کاملاً یکسان هستند. نیروی الکتروضعیف به واسطه چهار ذره بدون جرم با اسپین ۱، یک سه تایی (با بارهای ۱، ۰، -۱) و یک تک تایی (بدون بار)، عمل می‌کند. در انرژیهای پایینتر، تقارن میان نیروهای ضعیف و الکترومغناطیسی شکسته می‌شود، و سه تا از چهار ذره مبادله شده مشخصه بدون جرم بودنشان را از دست

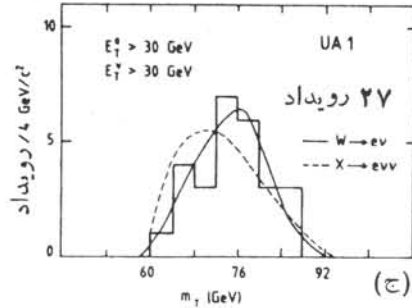
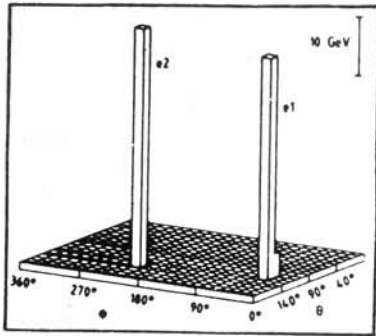


(الف)



(ب)

شکل ۶۰۱۸ (الف) نمایشی از مسیرهای متعدد ذرات در منطقه مرکزی برخورد دهنده $p\bar{p}$ در سرن. (ب و ج) درواکنش $p+\bar{p} \rightarrow W+x$ که به دنبال آن واپاشی $W \rightarrow e+\nu$ صورت می‌گیرد، نوترینو قابل آشکارسازی نیست، اما اگر تمام محصولات واکنشی آشکارسازی شوند می‌توان انرژی تکانه نوترینو را به دست آورد. در هر یک میلیون رویداد برخورد، تنها در ۴۳ مورد با مسیر واضحی از الکترون که تکانه نوترینو در خلاف جهت آن باشد، همان گونه که برای واپاشی دو جسمی W انتظار می‌رود (رو به رو می‌شویم، انرژی الکترون در (ب) و انرژی الکترون به علاوه نوترینو در (ج) نمایش داده شده است. داده‌های (ج) مقدار $81 \pm 2 \text{ GeV}$ را برای جرم W به دست می‌دهند. (د) درواکنش $p+\bar{p} \rightarrow Z^0+x$ ، واپاشی Z^0 دو الکترون می‌دهد که هر دو آشکار می‌شوند. همان گونه که انتظار می‌رود، الکترون‌ها در خلاف جهت ($\phi_1 - \phi_2 = 180^\circ$) حرکت می‌کنند، و انرژی کل آنها (که روی محور عمودی نمایش داده شده است) مقدار $91 + 2 \text{ GeV}$ را برای جرم Z^0 به دست می‌دهد.



(د)

شکل ۶.۱۸ (ادامه)

می دهند و به صورت بوزونهای ضعیف W^{\pm} و Z^0 درمی آیند. چهارمین ذره بدون جرم باقی می ماند که همان فوتون معمولی الکترومغناطیسی است.

نظریه واینبرگ-سلام چندین پیش بینی منحصر به فرد می کند که می توانند مستقیماً مورد ارزیابی قرار گیرند. جرمهای W^{\pm} و Z^0 را می توان بر اساس ثابت جفت شدگی برهم کنش ضعیف پیش بینی کرد. یادآوری می شود که در بیث واپاشی β در فصل ۹، برای ثابت شدت برهم کنش ضعیف g مقدار $10^{-4} \text{MeV} \cdot \text{fm}^3 \times 88.8$ را به دست آوردیم. این مقدار، از واپاشیهای ابرمجاز $0^+ \rightarrow 0^+$ به دست آمد، اما می توان فرض کرد که این فقط نمودی از یک خاصیت کلی برهم کنش ضعیف است. بنا به معادله (۳۱.۹)، g به یک ثابت کلی بدون بعد G که شدت برهم کنش ضعیف را مشخص می کند مرتبط می شود. معادله (۳۱.۹) بر اساس ملاحظات ابعادی به دست آمد، و بنابراین شامل ثابتهای مرتبه واحد نیست. نتیجه دقیق چنین است

$$G = 4\sqrt{2}g \frac{m^2 c^4}{h^2 c^3} \quad (1.18)$$

بنا به مدل الکتروضعیف واینبرگ-سلام، ارتباط مستقیم بین شدت ضعیف بدون بعد G و شدت الکترومغناطیسی بدون بعد از طریق ثابت ساختار ریز یعنی $\alpha = e^2 / 4\pi\epsilon_0 hc$ ، به صورت زیر است

$$G \sin^2 \theta_w = 4\pi\alpha \quad (2.18)$$

که در آن θ_w زاویه واینبرگ نامیده می شود و پارامتری از این مدل است. زاویه واینبرگ با استفاده از چند آزمایش گوناگون می تواند مشخص شود که نتیجه چنین است

$$\sin^2 \theta_w = 0.23 \pm 0.01$$

بنابراین $G = 0.399$ و با استفاده از مقدار g که در واپاشی β اندازه‌گیری شده است (در واپاشی موئون مقداری مساوی به دست می‌آید و این نشان می‌دهد که تعبیر آن به‌عنوان ثابت عمومی جفت شدگی ضعیف صحیح است)، می‌توان جرمی را که در معادله (۱۰۱۸) آمده است مشخص کرد. چون برهم‌کنشهای ضعیفی که برای به دست آوردن g به کار رفته‌اند شامل مبادله W^\pm باردار هستند، این جرم مربوط به m_W و دارای مقدار زیر است

$$m_W c^2 = 78 \text{ GeV}$$

و رابطه دیگر چنین است

$$m_Z c^2 = \frac{m_W c^2}{\cos \theta_W} \quad (3.18)$$

$$= 89 \text{ GeV}$$

خلق ذراتی با چنین جرم زیادی ($\approx 100 m_p$) به شتابدهنده‌های بزرگی نیاز دارد، و هیچ شتابدهنده‌ای که در مد هدف ثابت کار کند آنقدر قوی نیست که ذراتی با این گستره جرمی را تولید کند. آزمایشهای سال ۱۹۸۳ در برخورددهنده پروتون-پادپروتون CERN که در آن هر یک از باریکه‌ها دارای انرژی 270 GeV است، اولین نشانه‌های وجود W^\pm و Z^0 را به دست دادند. انرژی مرکز جرمی (540 GeV) بسیار بیشتر از مقدار لازم برای تولید W^\pm یا Z^0 است، اما سطح مقطع به ازای مقدار آستانه انرژی آنقدر کوچک است که امیدی برای آشکارسازی ذرات نیست. ذرات W^\pm و Z^0 مستقیماً آشکار نمی‌شوند، بلکه به جای آنها در واپاشیهای مانند

$$W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$$

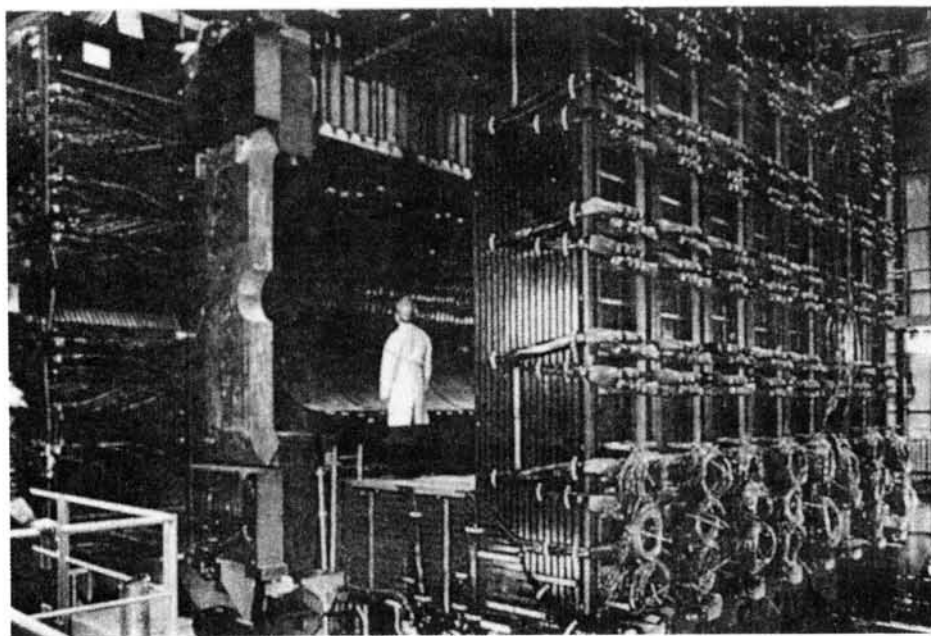
$$Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$$

آزمایشگران باید قادر به آشکارسازی الکترونیایی با انرژی $40-50 \text{ GeV}$ باشند. برای این منظور آشکارسازهای فوق‌العاده بزرگ لازم است که در شکل ۷.۱۸ نمایش داده شده است. آزمایشهایی که برای جستجوی بوزونهای ضعیف صورت گرفت موفقیت آمیز بود و جرمهای به دست آمده چنین بودند

$$m_W c^2 = 80.8 \pm 2.7 \text{ GeV}$$

$$m_Z c^2 = 92.9 \pm 1.6 \text{ GeV}$$

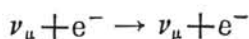
این اکتشاف و توافق بسیار خوب آن با مقادیر پیش‌بینی شده موفقیت نظریه واینبرگ-سلام

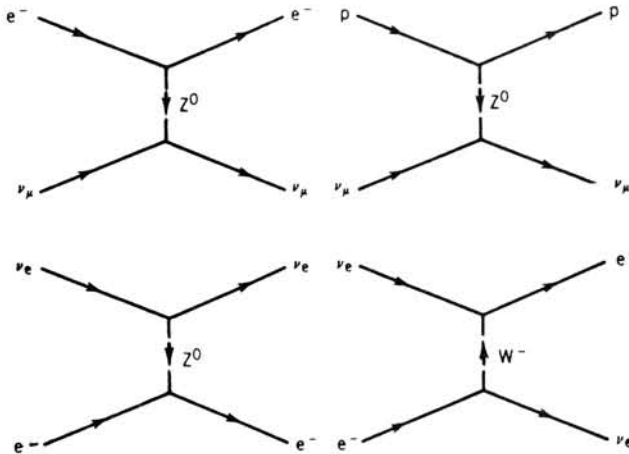


شکل ۷۰۱۸ آشکارساز عظیم UA1 در برخورددهنده $p\bar{p}$ سرن که داده‌های شکل ۶.۱۸ (ب) و (ج) با استفاده از آن به دست آمده‌اند. آشکارساز یک گرماسنج الکترومغناطیسی و هادرونی ۲۰۰۰ تنی است و برای ثبت عبور تمام محصولات برهم کنش قوی یا الکتریکی و اکنشها طراحی شده است، بدین ترتیب برای استنتاج خواص نوترینوهای آشکار نشده می‌توان از موازنه انرژی و تکانه استفاده کرد. زمانی که دو نیمه آشکارساز به یکدیگر فشرده می‌شوند، گرماسنج می‌تواند ذرات را در زاویه‌های عرضی از ۲۰° تا ۹۰° مشاهده کند.

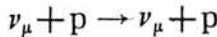
را نشان داد، و جایزه نوبل ۱۹۸۴ را برای کار لورویا، رهبر تیم آزمایشی و سایمون وان در میر که با تدوین اصل خنک‌سازی تصادفی، راه اندازی برخورددهنده $p\bar{p}$ را در سرن ممکن می‌ساخت، به ارمغان آورد.

تمام برهم کنشهای ضعیفی که تاکنون در موردشان بحث شد، در رابطه با تبادل W^\pm باردار هستند. اینها برهم کنشهای ضعیف «جریان باردار» نامیده می‌شوند. پیش‌بینی قابل ارزیابی دیگر نظریه واینبرگ-سلام نوع جدیدی از برهم کنش است که در ارتباط با تبادل Z^0 است و بنا بر این برهم کنش ضعیف جریان خنثی نامیده می‌شود. نمونه‌ای از آن پراکندگی نوترینو به صورت زیر است





شکل ۸.۱۸ برهم کنشهای ضعیف جریان خنثی به واسطه مبادله Z^0 صورت می گیرند. بعضی از فرایندها، مانند پراکندگی $\nu_e e$ که در پایین نمایش داده شده اند می توانند در هر دو برهم کنش جریان باردار و جریان خنثی صورت گیرند.



که آن را در شکل ۸.۱۸ نشان داده ایم. با قابل دسترس شدن پرتوهای پر شدت نوترینوها با انرژی بالا ($\sim 100 \text{ GeV}$) در اوایل دهه ۱۹۷۰ در سرن، مشاهده این رویدادهای پراکندگی نوترینو و تصدیق وجود جریانهای خنثی ضعیف ممکن شد. این آزمایش اولین تصدیق مستقیم مدل واینبرگ-سلام را به دست داد و در نتیجه آن، واینبرگ، سلام، و همکارشان گلاشو جایزه نوبل فیزیک سال ۱۹۷۹ را به خود اختصاص دادند.

بنا بر این، سه برهم کنش اساسی داریم: الکترومغناطیسی که در رابطه با تبادل فوتونهاست، ضعیف که با تبادل W^{\pm} و Z^0 مشخص می شود؛ و قوی که مثلاً با تبادل مزونهای π بین نوکلئونها سروکار دارد. دوتای اول حقیقتاً فرایندهای بنیادی هستند، در حالی که آخری به دلیل اینکه نوکلئونها و مزونها ذرات مرکب هستند چنین نیست. در بخش ۳.۱۸ برهم کنشهای قوی را بر پایه ای اساسیتر بر حسب مدل کوآرک، که در آن برهم کنشی قوی میان کوآرکها به واسطه تبادل ذرات میدانی به نام گلوئون صورت می گیرد، مورد مطالعه قرار می دهیم.

ذرات خود به چندین دسته اصلی تقسیم بندی می شوند. اول ذرات میدانی مانند γ ، Z^0 ، W^{\pm} ، گلوئونها (جدول ۱.۱۸). به این فهرست می توان گراویتون را که به عنوان ذره حامل برهم کنش گرانشی پیشنهاد شده (ولی مشاهده نشده) اضافه کرد.

پس از آن نوبت لپتونهاست که در جدول ۲.۱۸ آمده اند. سومین لپتون باردار، τ ، خواصی مشابه e و μ دارد اما جرم آن خیلی بزرگتر و برابر با 1784 MeV است. لپتون τ در سال ۱۹۷۵ در آزمایشهای انجام شده در SLAC کشف شد.

جدول ۱۰۱۸ ذرات میدانی

ذره	جرم	بار	اسپین
γ	۰	۰	۱
W_{\pm}	$81 \text{ GeV}/c^2$	± 1	۱
Z^0	$93 \text{ GeV}/c^2$	۰	۱
گلوئونها	۰	۰	۱
گراویتون	۰	۰	۲

جدول ۲۰۱۸ لبتونها

ذره	پاد ذره	جرم (MeV/c^2)	بار	اسپین	طول عمر (ثانیه)	مدهای واپاشی
e^+	e^-	۰٫۵۱۱	± 1	$\frac{1}{2}$	پایدار	
$\bar{\nu}_e$	ν_e	$< 46 \text{ eV}/c^2$	۰	$\frac{1}{2}$	پایدار	
μ^+	μ^-	۱۰۵٫۵۶۶	± 1	$\frac{1}{2}$	2.2×10^{-6}	$e\nu_e\nu_\mu$
$\bar{\nu}_\mu$	ν_μ	< 0.50	۰	$\frac{1}{2}$	پایدار	
τ^+	τ^-	۱٫۷۸۴	± 1	$\frac{1}{2}$	3.3×10^{-13}	$\mu\nu_\mu\nu_\tau$ (۱۸٪) $e\nu_e\nu_\tau$ (۱۷٪) $\pi\nu_\tau$ (۱۰٪) $\rho\nu_\tau$ (۲۲٪)
$\bar{\nu}_\tau$	ν_τ	< 1.64	۰	$\frac{1}{2}$	پایدار	

تا آنجا که تاکنون توانسته‌ایم کشف کنیم، لپتون‌ها ذرات «نقطه‌ای» بنیادی واقعی هستند. برهم کنش قوی هیچ تأثیری بر آنها ندارد، اما در برهم کنشهای الکترومغناطیسی وضعیت مشابه یکدیگر به نظر می‌رسند. با استفاده از الکتروپوینامیک کوانتومی، گشتاورهای مغناطیسی e و μ اندازه‌گیری و محاسبه شده‌اند؛ اختلاف بین مقادار انتظاری ضریب g که برای یک ذره دیراک خالص برابر ۲ می‌شود و مقدار مشاهده شده آن در حدود $2-10$ است که با دقتی در حدود $9-10$ شناخته شده است. چنین توافق خوبی میان نظریه و آزمایش در هر دو مورد، مؤید طرز برخورد ما با ذرات e و μ و انتساب خواص و برهم کنشهای یکسان بدانهاست.

در حال حاضر لپتون‌ها به سه زوج دوتایه به صورت: (e, ν_e) ، (μ, ν_μ) ، و (τ, ν_τ) ، و البته علاوه پادذره‌هایشان تقسیم بندی می‌شوند. گرچه تولید لپتون‌های سنگینتری با استفاده از شتاب‌دهنده‌های فعلی کاملاً امکان‌پذیر بوده است، اما هنوز هیچ نوع دیگری یافت نشده است. حد بالای تعداد چنین گروه‌هایی را می‌توان از نظریه‌های موجود درباره تحول عالم (فصل ۱۹) به دست آورد. وجود بیش از چهار نوع لپتون به احتمال فوق‌العاده زیاد غیرممکن است و حد بالا می‌تواند همان عدد ۳ باشد. بنابراین به احتمال قوی بعد از ۳ انواع جدیدی از لپتون وجود ندارد.

گروه بعدی ذرات، مزون‌ها هستند که قبلاً در مورد آنها بحث کرده‌ایم و تا حدودی در فصل ۱۷ آنها را دسته بندی کردیم. مزون‌ها ذراتی با برهم کنش قوی و با اسپین صحیح هستند. مزون‌های شگفت در تولید و واپاشی‌هایشان از قواعدی غیر معمول پیروی می‌کنند که معرفی خاصیتی جدید به نام شگفتی را الزام‌آور می‌کنند. علاوه بر آن، مشاهدات غیر عادی تولید واپاشی آنها را با استفاده از خواصی دیگر با نام‌های افسون، ته‌بودن (یا زیبایی) و سربودن (یا حقیقت) توضیح می‌دهند.

بادیون‌ها ذرات سنگین با برهم کنش قوی و اسپین نیمه صحیح ($1/2, 3/2, \dots$) هستند. سبکترین اعضای آنها پروتون و نوترون هستند. در سطح مقطع پيون-نوکلئون چندین تشدید، که در فصل ۱۷ مورد بحث قرار گرفت، دیده می‌شوند که اگر چه تنها برای مدت 10^{-22} s یا در حدود آن دوام می‌آورند ولی در فهرست باریون‌ها جای دارند. همچنین باریون‌های شگفت هم وجود دارند که خواصی مشابه مزون‌های شگفت از خود نشان می‌دهند. انواعی دیگری از باریون‌ها نیز وجود دارند.

چون مزون‌ها و باریون‌ها ذرات مرکب هستند، احتمالاً تعداد حالات ممکن برای آنها بدون هیچ حدی بالا می‌رود و چون درباره زیرساختار آنها اطلاعات کافی داریم، لزومی ندارد که آنها را ذرات بنیادی تلقی کنیم. از سوی دیگر، چون معمولاً در فیزیک هسته‌ای در انرژی‌های پایین زیرساختار را مشاهده نمی‌کنیم، نوکلئون‌ها و مزون‌ها را می‌توانیم به عنوان واحدهای بنیادی (که گسترده‌گی فضایی دارند) تلقی کنیم.

۲.۱۸ تقارن‌ها و قوانین پایستگی

برهم کنشهای ذرات را با استفاده از تعدادی قانون پایستگی و تقارن می‌توان تحلیل و تعبیر

کرد. این قوانین ماهیتاً کلاسیکی هستند و بر اساس ادراک ما از مفاهیم خواص اولیه فضا در زمان بنا شده‌اند. بعضی دیگر تجربی هستند و فقط به توضیح مشاهده بعضی فرایندها و عدم مشاهده بعضی دیگر کمک می‌کنند. بعضی از این قوانین ظاهراً مطلق هستند و در تمام موارد و در تمام فرایندها رعایت می‌شوند، و بعضی دیگر در پاره‌ای از فرایندها برقرارند و در پاره‌ای دیگر برقرار نیستند.

انرژی و تکانه

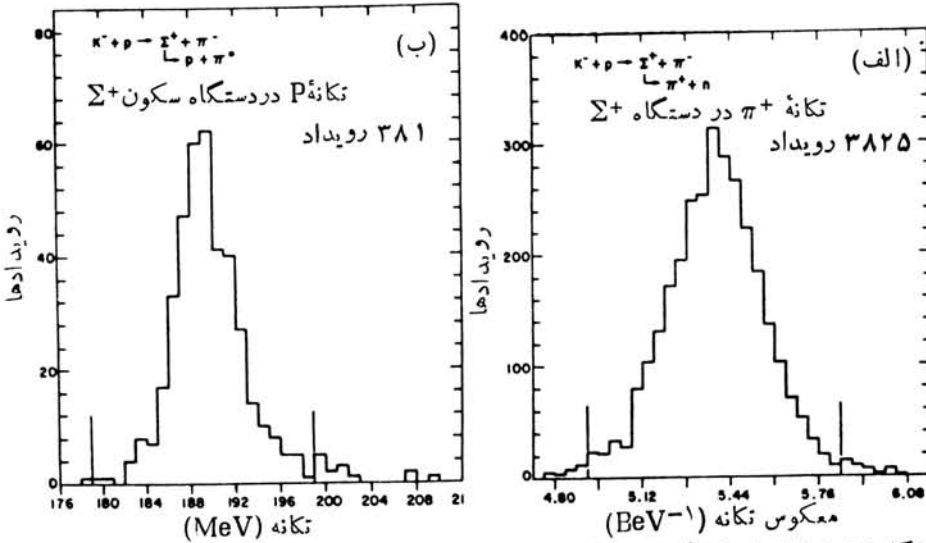
تمام واپاشیها و واکنشها از پایستگی انرژی و تکانه کل نسبی تبعیت می‌کنند. همان‌طور که قبلاً گفته‌ایم، مقدار Q متعلق به یک واپاشی یا فرایند واکنش را می‌توان به صورت $Q = (m_i - m_f)c^2$ تعریف کرد، اما اغلب ساده‌تر است که مستقیماً با انرژی نسبی کل سروکار داشته باشیم. در یک فرایند واپاشی بایک حالت نهایی دوزره‌ای به صورت $A \rightarrow B + C$ ، از پایستگی تکانه در چارچوب سکون A نتیجه می‌شود که $p_B = p_C$ و با توجه به $E_i = m_A c^2$ و $E_f = E_B + E_C$ می‌توان انرژیهای B و C را به صورت جداگانه به دست آورد

$$T_B = \frac{(m_A c^2 - m_B c^2 - m_C c^2)(m_A c^2 - m_B c^2 + m_C c^2)}{2m_A c^2} \quad (4.18)$$

$$T_C = \frac{(m_A c^2 - m_B c^2 - m_C c^2)(m_A c^2 - m_C c^2 + m_B c^2)}{2m_A c^2} \quad (5.18)$$

مثلاً در واپاشی $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ ، $m_n c^2 = 939.57 \text{ MeV}$ ، $m_{\pi^+} c^2 = 139.57 \text{ MeV}$ و $m_{\Sigma^+} c^2 = 1189.36 \text{ MeV}$ مقادیر $T_n = 180 \text{ MeV}$ و $T_{\pi^+} = 92.2 \text{ MeV}$ به دست می‌آیند. در شکل ۹.۱۸ توزیع تکانه مشاهده شده در این فرایند واپاشی و در واپاشی مشابه آن، $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ ، که در آن انتظار می‌رود $T_p = 187.8 \text{ MeV}$ باشد، نمایش داده شده است.

در مورد حالت نهایی سه جسمی مسانند واپاشی $A \rightarrow B + C + D$ ، انرژیهای محصولات نهایی به صورت جداگانه مشخص نمی‌شوند بلکه مانند حالت واپاشی بتا از به طور جمعی به دست می‌آیند. توزیع انرژی جنبشی B ، C ، و D از صفر تا T_{\max} گسترده است. پایستگی تکانه در چارچوب سکون A ایجاب می‌کند که تکانه B باید با تکانه یکی از ذرات یا هر دوزره C و D موازنه شود. زمانی که کمترین مقدار ممکن انرژی به C یا D داده می‌شود، این بدان معنی است که تکانه پس‌زدگی باید از بین C و D به آنکه سنگینتر است داده شود و دیگری در حال سکون باقی بماند، در این صورت ذره B دارای انرژی بیشینه خواهد



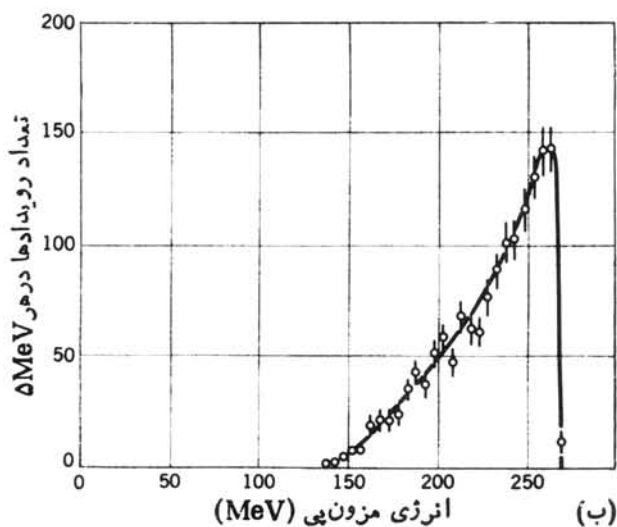
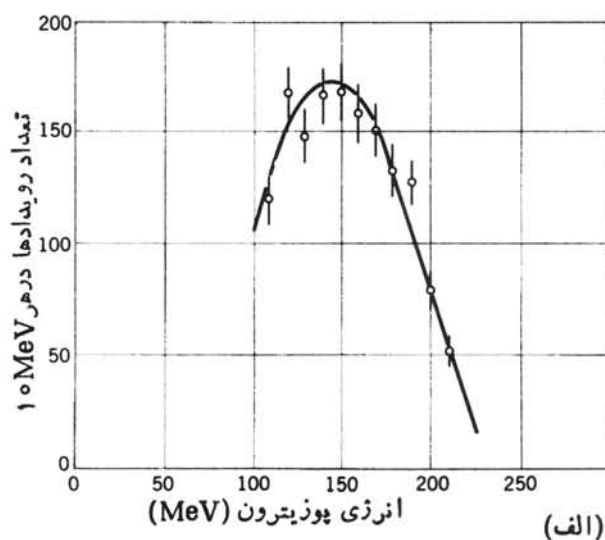
شکل ۹.۱۸ (الف) تکانه $\pi^+ + n$ درواپاشی $\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n$. بهنایی که مشاهده می شود ناشی از توان تفکیک آزمایش است. تکانه مرکزی برابر $12 \text{ MeV}/c$ و $185.74 \pm 0.12 \text{ MeV}$ و متناظر با $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ و تکانه مرکزی برابر 11 MeV و $92.8 \pm 0.1 \text{ MeV}$ است. (ب) تکانه پروتون در $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ و تکانه مرکزی برابر $16 \text{ MeV}/c$ و $189.35 \pm 0.16 \text{ MeV}$ که انرژی $T_p = 189 \pm 0.1 \text{ MeV}$ را به دست می دهد.

بود. آنگاه با فرض اینکه $m_C > m_D$ باشد، می توانیم بیشینه انرژی جنبشی B را محاسبه کنیم

$$T_{B, \max} = \frac{(m_A c^2 - m_D c^2 - m_B c^2 - m_C c^2)(m_A c^2 - m_D c^2 - m_B c^2 + m_C c^2)}{2(m_A c^2 - m_D c^2)} \quad (۶.۱۸)$$

این نتیجه را می توان مستقیماً از معادله (۴.۱۸) با قرار دادن $m_A c^2 \rightarrow m_A c^2 - m_D c^2$ به دست آورد. (یعنی اگر D در حال سکون باشد، از انرژی حاصل که بین B و C تقسیم می شود به اندازه $m_D c^2$ کاسته می شود.) در مورد $e^+ + \nu_e + K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$ از معادله (۶.۱۸) معلوم می شود که $T_{\pi, \max} = 130.3 \text{ MeV}$ و $T_{e, \max} = 227.9 \text{ MeV}$. شکل ۱۰.۱۸ توزیع انرژی e^+ و π^0 را که درواپاشی K^+ گسیل می شوند نشان می دهد، و نمایانگر آن است که نقاط انتهایی با مقادیری محاسبه شده سازگارند.

اگر ذره A در حال پرواز و پاشیده شود، دیگر معادلات (۴.۱۸) تا (۶.۱۸) در چارچوب آزمایشگاه معتبر نخواهند بود. آنها در چارچوب سکون A معتبر می مانند، و برای آنکه به چارچوب آزمایشگاه برگردیم می توانیم از تبدیل لورنتس استفاده کنیم. فرض کنید ذره A (و بنا بر این مرکز جرم اولیه) در راستای z با سرعت v حرکت می کند. آنگاه اگر



شکل ۱۰.۱۸ طیف انرژی پوزیترونهای (الف) و مزونهای π (ب) در واپاشی $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$.

E' انرژی نسبی کل که از به کارگیری معادلات (۴.۱۸) تا (۶.۱۸) در چارچوب مرکز جرم به دست آمده است ($E' = T' + mc^2$) باشد، در چارچوب آزمایشگاه انرژی تبدیل شده برابر است با

$$E = \gamma(E' - \beta p'_z) \quad (۷.۱۸)$$

که در آن $\beta = v/c$ و $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ است. مقدار p'_z (مؤلفه z از تکانه B ، C ، یا D در چارچوب مرکز جرم) با تغییر جهت گسیل B ، C ، یا D در چارچوب مرکز جرم A تغییر خواهد کرد. بنا بر این متناظر با مقدار E' مقدار یگانه‌ای برای E وجود نخواهد داشت. در مورد واکنشهایی چون $A + B \rightarrow C + D + \dots$ ساده‌ترین کار این است که محاسبات سینماتیکی را در چارچوب مرکز جرم انجام دهیم و سپس به چارچوب آزمایشگاه تبدیل کنیم. در چارچوب آزمایشگاه، فرض می‌کنیم که ذره A بر ذره B که در حال سکون است فرود آید. کمیت $E^2 - c^2 p^2$ برای هر سیستمی از ذرات، ناورد است و بنابراین می‌توانیم این کمیت را در چارچوب‌های مرکز جرم و آزمایشگاه محاسبه کنیم

$$(\sum E)^2 - c^2 (\sum p)^2 = (E_A + m_B c^2)^2 - c^2 p_A^2 \quad (\text{آزمایشگاه}) \quad (۸.۱۸ \text{ الف})$$

$$= (E'_A + E'_B)^2 \quad (\text{مرکز جرم}) \quad (۸.۱۸ \text{ ب})$$

اگر E'_0 را انرژی کل در چارچوب مرکز جرم فرض کنیم

$$E'_0 = E'_A + E'_B \quad (۹.۱۸)$$

آنگاه از ترکیب معادله (۸.۱۸ الف) با معادله (۸.۱۸ ب) داریم

$$E'_0{}^2 = m_A^2 c^4 + m_B^2 c^4 + 2 m_B c^2 E_A \quad (۱۰.۱۸)$$

اگر با حالات نهایی دو ذره‌ای $C + D$ سروکار داشته باشیم، می‌توانیم با تصور واپاشی یک «ذره» در حال سکون با انرژی جرمی E'_0 در چارچوب مرکز جرم معادلاتی دقیقاً مشابه معادلات (۴.۱۸) و (۵.۱۸) برای انرژی‌های نهایی T'_C و T'_D بنویسیم

$$T'_C = \frac{(E'_0 - m_C c^2 - m_D c^2)(E'_0 - m_C c^2 + m_D c^2)}{2E'_0} \quad (۱۱.۱۸)$$

همین نتیجه را برای T'_D نیز می‌توان نوشت. آنگاه برای تبدیل به چارچوب آزمایشگاه می‌توان از معادله (۷.۱۸) استفاده کرد.

برای حالات نهایی سه جسمی $C + D + E$ ، می‌توان مشابه معادله (۶.۱۸) را در چارچوب آزمایشگاه برای یافتن بیشینه انرژی C به کار برد (در اینجا D انرژی پس‌زدگی

را دریافت می‌کند و E در سکون است)

$$T'_{C, \max} = \frac{(E'_0 - m_E c^2 - m_C c^2 - m_D c^2)(E'_0 - m_E c^2 - m_C c^2 + m_D c^2)}{2(E'_0 - m_E c^2)} \quad (12.18)$$

غالباً هدف ما در واکنشهای انرژی بالا تولید ذرات جدید است، به طوری که داریم $Q < 0$ و بر واکنش در چارچوب آزمایشگاه شرط آستانه‌ای حکمفرماست. (فرض می‌کنیم A بر B که ساکن است فرو می‌آید.) در شرایط آستانه، ذرات تولیدی $\dots + E + D + C$ به صورت یک گروه باهم حرکت می‌کنند. در حرکت عرضی نسبت به راستای اولیه حرکت A ، هیچ انرژی «اتلاف» نمی‌شود. در چارچوب مرکز جرم این حالت مطابق با حالتی است که گروه ذرات تولیدی در حال سکون تشکیل می‌شوند. چون ذرات تولیدی به صورت یک گروه تشکیل می‌شوند، به هویت آنها کاری نداریم و می‌توانیم جرم کلی آنها را به صورت M نمایش دهیم

$$M = m_C + m_D + m_E + \dots \quad (13.18)$$

آنگاه با استفاده از پایستگی انرژی و تکانه در چارچوب آزمایشگاه، می‌توانیم انرژی جنبشی آزمایشگاهی آستانه را به دست آوریم

$$T_{A, \text{th}} = \frac{(M c^2 - m_A c^2 - m_B c^2)(M c^2 + m_A c^2 + m_B c^2)}{2 m_B c^2} \quad (14.18)$$

و یا معادل آن را می‌توان نوشت

$$T_{A, \text{th}} = (-Q) \frac{\text{جرم کلی ذرات اولیه و نهایی}}{2 \times \text{جرم هدف}} \quad (15.18)$$

مثلاً، در تولید پادپروتونها در واکنش $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$ داریم $Q = -2 m_p c^2$

$$T_{A, \text{th}} = 2 m_p c^2 \frac{6 m_p c^2}{2 m_p c^2} = 6 m_p c^2 = 563 \text{ GeV}$$

تکانه زاویه‌ای

در تمام واکنشها و واکنشها تکانه زاویه‌ای نیز پایسته می‌ماند. در مورد واکنشهای دو ذره‌ای $A \rightarrow B + C$ ، با فرض آنکه s_A ، s_B ، و s_C نمایانگر اسپینهای ذاتی ذرات باشند، داریم

$$|s_A| = |s_B + s_C + \mathbf{1}_{B,C}| \quad (16.18)$$

که در آن $I_{B,C}$ تکانه زاویه‌ای مدارى نسبى مجموعه BC است. برای واپاشی سه ذره‌ای، ابتدا تکانه زاویه‌ای مدارى يك زوج، مثلا، BC، را محاسبه می‌کنیم. سپس تکانه زاویه‌ای D را نسبت به زوج BC تعیین می‌کنیم

$$|s_A| = |s_B + s_C + I_{B,C} + s_D + I_{C,D}| \quad (17.18)$$

به‌طورکلی برای استفاده از این عبارت باید همه مجهولات بجز یکی از آنها را در دست داشته باشیم. معمولا حدود I را می‌توان از اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای ذرات واپاشی‌کننده یا از بحثهایی دیگر به دست آورد.

واکنشها را می‌توان به‌طور مشابه مورد تحلیل قرارداد. برای $A + B \rightarrow C + D$

داریم

$$|s_A + s_B + I_{A,B}| = |s_C + s_D + I_{C,D}| \quad (18.18)$$

پارینه

به هر ذره بنیادی يك پارینه ذاتی وابسته است که یافرد (-) و یازوج (+) است. پارینه π همچنین می‌تواند بیانگر رفتار تابع موج فضایی ذره تحت عملگر پارینه $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ باشد

$$\psi(\mathbf{r}) \rightarrow \psi(-\mathbf{r}) = \pi \psi(\mathbf{r}) \quad (19.18)$$

چون با کاربرد دوباره عملگر پارینه باید به تابع موج اولیه باز گردیم، پس $\pi^2 = 1$ و $\pi = \pm 1$ است. آشنا ترین کاربرد این نتیجه در مورد حالات تکانه زاویه‌ای مدارى با پارینه $(-1)^l$ است. پارینه‌ها را می‌توان در واکنشها نسبت به پارینه پروتون، که بنا به تعریف زوج فرض می‌شود، تعیین کرد.

پارینه در تمام برهم کنشهای الکترومغناطیسی یا قوی کاملا پایستگی دارد، اما در برهم کنشهای ضعیف نقض می‌شود. پارینه خالص در هر طرف يك واپاشی یا فرایند واکنش از حاصل ضرب پارینه‌های ذاتی و پارینه‌های فضایی نسبى محاسبه می‌شود، مثلا، واپاشی قوی مزون ϕ را در نظر بگیرید

$$\phi \rightarrow K^+ + K^-$$

پارینه ذاتی ϕ باید مشخص شود. بنا بر پایستگی پارینه چنین داریم

$$\pi_\phi = \pi_{K^+} + \pi_{K^-} (-1)^l$$

که در آن l تکانه زاویه‌ای مدارى نسبى K^+ و K^- است. برای ذرات بسا اسپین درست،

مانند K^+ و K^- ، پاریته پاد ذرات و ذرات یکسان اند. (ذرات و پاد ذرات با اسپین نیمه درست، مانند p و \bar{p} ، پاریته‌های ذاتی مخالف دارند.) بنابراین پاریته ذاتی K^+ هر چه باشد، پاریته K^- نیز همان است و $\pi_{K^+} + \pi_{K^-} = +1$ خواهد بود. اسپینهای K^+ و K^- صفر هستند، اما ϕ دارای اسپین ۱ است، سپس بنا به معادله (۱۶.۱۸) پایستگی تکانه زاویه‌ای ایجاب می‌کند که $l=1$ و $\pi_\phi = -1$ باشد. بنابراین مزون ϕ دارای پاریته فرد است. حال فرایند واپاشی الکترومغناطیسی زیر را در نظر بگیرید

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$$

Λ^0 با پاریته زوج و اسپین ۱/۲ مشخص می‌شود. Σ^0 نیز دارای اسپین ۱/۲ است. بنا به پایستگی تکانه زاویه‌ای، فوتون باید حامل تکانه زاویه‌ای ۱ باشد (تکانه زاویه‌ای صفر برای فوتونها مجاز نیست)، و با توجه به آنکه فوتون با خصوصیت دوقطبی مغناطیسی مشاهده می‌شود، قواعد پاریته برای گسیل فوتون، که در رابطه (۱۶.۱۵) آمده‌اند، ایجاب می‌کند که پاریته فوتونهای M_1 تغییر نکنند. پس باید پاریته Σ^0 همان پاریته Λ^0 ، یعنی زوج، باشد.

عدد باریونی

تا آنجا که تاکنون دیده‌ایم، در تمام واپاشیها و واکنشها عدد باریونی کل B پایسته می‌ماند (اما برای موارد نقض ممکن بخش ۸.۱۸ را ببینید). اگر به باریونها عدد باریونی $B=+1$ و به پاد باریونها $B=-1$ و به تمام غیر باریونها (مزونها، لپتونها، و ذرات میدانی) $B=0$ را نسبت دهیم، آنگاه حاصل جمع عدد باریونی در دو طرف فرایند واپاشی یا واکنش باید یکسان باشد. مثلا، برای تولید پاد پروتون در برخورد های پروتون-پروتون لازم است که سه پروتون در حالت نهایی موجود باشند

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$$

$$B = +1 + 1 \rightarrow +1 + 1 + 1 - 1$$

و مقدار خالص $B=+2$ در هر طرف واکنش حفظ می‌شود. به طور مشابه، پایستگی عدد باریونی، واپاشیهای نظیر

$$\bar{\Lambda}^0 \rightarrow p + \pi^-$$

$$B = -1 \rightarrow +1 + 0$$

را ممنوع می‌شمارد. مدل‌های پیشنهادی برای به وحدت رساندن برهم کنشهای قوی، ضعیف، و الکترومغناطیسی حاکی از آن‌اند که پایستگی عدد باریونی در واقع مطلق نیست، اما

همان طور که در بخش ۸.۱۸ بحث خواهیم کرد، نقض آن، اگر اتفاق بیفتد، فقط در طی زمانهای فوق العاده طولانی (بزرگتر از $۱۰^{۳۱}$ سال) رخ می‌دهد. برای تمام واپاشیها و برهم کنشهای ذرات مشاهده پذیر، B را مطلقاً پایسته فرض خواهیم کرد.

عدد لپتونی

در تاشا به با عدد باریونی برای هر یک از سه نوع لپتون (e, μ, τ) يك عدد لپتونی $L = +1$ به لپتونها، $L = -1$ به پاد لپتونها، و $L = 0$ به غیر لپتونها نسبت می‌دهیم. عدد لپتونی کل به طور جداگانه برای هر نوع از لپتونها در تمام برهم کنشها و واپاشیهای ذره‌ای پایسته می‌ماند. مثلاً واپاشی موئون به صورت زیر در نظر بگیرد

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

$$L_e = 0 \rightarrow +1 - 1 = 0$$

$$L_\mu = +1 \rightarrow 0 + 1 = +1$$

در هر دو طرف فرایند واپاشی $L_e = 0$ و $L_\mu = +1$ است و بنا بر این در این واپاشی عدد لپتونی الکترون و موئون پایسته می‌ماند. واپاشی $\mu \rightarrow e + \gamma$ تنها به دلیل پایستگی عدد لپتونی ممنوع است (پایستگی L_e و L_μ هر دو نقض می‌شود). جستجوی این واپاشی، یکی از مهمترین آزمونهای طرح انتساب عدد لپتونی را فراهم می‌آورد: حد بالای فعلی نسبت به واپاشیهایی که عدد لپتونی در آن پایسته می‌ماند در حدود 10^{-10} است. مثالهایی دیگر از پایستگی عدد لپتونی را می‌توان از واکنشهای گیراندازی نوترینو به صورت زیر به دست آورد

$$\nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$$

در این فرایند هرگز پوزیترون e^+ مشاهده نمی‌شود.

ایزوسپین

در فصل ۱۷ گفته شد که پایستگی ایزوسپین ریشه سطح مقطعهای نسبی و انشعابات واپاشی مشاهده شده در مزونهاست. اکنون آن نظریات را قدری روشتر بیان می‌کنیم. هادرونها (ذرات با برهم کنش قوی) با خواص مشابه و جرمهای تقریباً یکسان به چند تابه‌های ایزوسپینی به صورت (p, n) ; $(\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-)$; (π^+, π^0, π^-) ; (Λ^0) ; $(\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-)$; و غیره تقسیم بندی می‌شوند. از ایزوسپین به عنوان راهی برای برچسب زنی اعضای چندتایه استفاده می‌کنیم. کمیت T_3 را می‌توانیم به صورت زیر تعریف کنیم

$$T_{\Psi} = \frac{Q}{e} - \bar{Q} \quad (۲۰.۱۸)$$

که در آن Q بار الکتریکی یک ذره و \bar{Q} بار متوسط چندتایه است که از جمع بستن تمام بارها و تقسیم کردن به تعداد ذرات به دست آمده است. توجه کنید که بعضی از چندتایه‌ها بارهایشان $(-۱, ۰, +۱)$ حول صفر متقارن و بعضی هم نامتقارن هستند. این تعریف T_{Ψ} به چندتایه‌ها مشخصاتی می‌دهد که همواره حول $T_{\Psi} = 0$ متقارن هستند. بنابراین، برای Δ داریم $Q/e = 1/2$ و ذرات مربوط به صورت زیر مشخص می‌شوند

$$T_{\Psi}(\Delta^{++}) = +\frac{3}{4} \quad T_{\Psi}(\Delta^{+}) = +\frac{1}{4} \quad T_{\Psi}(\Delta^{0}) = -\frac{1}{4} \quad T_{\Psi}(\Delta^{-}) = -\frac{3}{4}$$

و برای نوکلئون‌ها داریم

$$T_{\Psi}(p) = +\frac{1}{4} \quad T_{\Psi}(n) = -\frac{1}{4}$$

برای چندتایه‌هایی که قبلاً حول صفر متقارن بوده‌اند (پیون‌ها یا Σ) داریم $T_{\Psi} = Q/e$ بنا بر این پایستگی T_{Ψ} در فرایندهای واپاشی و واکنش کاملاً معادل پایستگی بار الکتریکی است.

همان‌طور که در فصل ۱۷ دیدیم، برای هر چندتایه عدد کوانتومی ایزوسپین T را چنان معرفی می‌کنیم که یک بردار \mathbf{T} را در فضای ایزوسپین با مؤلفه‌های مناسب مشخص می‌کند. پس عدد کوانتومی $T = 1$ را برای ρ و پیون‌ها (سه‌تایه‌ها)، $T = 0$ را برای Λ^0 ، η ، و ω ، $T = 3/2$ را برای Δ و غیره در نظر می‌گیریم. در تحلیل واپاشی‌ها و واکنش‌ها، باید عدد کوانتومی T را در فرایندهای برهم‌کنش قوی پایسته نگه داشت، اما ممکن است پایستگی T در فرایندهای ضعیف یا الکترومغناطیسی نقض شود. مثلاً واپاشی $\eta \rightarrow \eta' + \pi^0$ را در نظر بگیرید که در آن هر ذره η و η' دارای $T = 0$ هستند در حالی که برای پیون $T = 1$ است. از جفت شدگی بردارهای به طول ۱ و برابندی به طول ۱ برای محصولات نهایی به دست می‌آید و به این ترتیب پایستگی ایزوسپین در این واپاشی نقض می‌شود. به‌طور مشابه، واپاشی $\eta \rightarrow \omega + \pi^0$ از لحاظ ایزوسپین ممنوع است، اما واپاشی $\eta \rightarrow \eta' + 2\pi$ مجاز است زیرا 2π می‌تواند با $T = 0$ جفت شود تا در طرف راست برابری صفر برای T به دست آید.

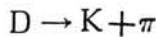
شگفتی و افسون

در فصل ۱۷، در مورد دلایل انتساب اعداد کوانتومی شگفتی به مزن‌ها و بار یون‌های خاص بحث شد. فرایندهای واپاشی خاصی که انتظار می‌رود در مدت زمان مشخصه برهم‌کنش‌های قوی

یعنی حدوداً 10^{-22} s رخ دهند در مدت زمان برهم کنش ضعیف حدوداً 10^{-10} s رخ می دهند. این کندشدگی را با انتساب عدد کوانتومی شگفتی S توجیه می کنیم، و فرض می کنیم که شگفتی در فرایندهای الکترومغناطیسی قوی پایسته می ماند اما در واکنشهای ضعیف می تواند به اندازه ۱ واحد تغییر کند. پس واپاشی $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ که در آن $\Delta S = 1$ است علی رغم ظهور ذراتی که فقط برهم کنش قوی انجام می دهند، برهم کنشی ضعیف است. همه اعداد کوانتومی که تاکنون ارائه شده اند مستقل از هم نیستند؛ و به وسیله فرمول گلن-نیشیجیما با هم ارتباط دارند

$$\frac{Q}{e} = T_3 + \frac{B+S}{2} \quad (21.18)$$

کشفیات اخیر عدد کوانتومی دیگری را با خواصی مشابه شگفتی، از لحاظ منع بعضی فرایندهای واپاشی مشخص پیشنهاد کرده است. این خاصیت افسون نامیده می شود و به C نمایش داده می شود. مزونهای افسونگری به نامهای D^0 ، D^\pm و \bar{D}^0 وجود دارند که مجموعه ای مشابه مزونهای شگفت K تشکیل می دهند؛ باریونهای افسونگر نیز وجود دارند. در برهم کنشهای قوی و الکترومغناطیسی، افسون هم مانند شگفتی پایسته می ماند؛ بنا بر این در مورد افسون هم مانند مورد شگفتی با تولید جمعی سروکار داریم. در برهم کنشهای ضعیف ممکن است افسون به اندازه یک واحد تغییر کند. مزونهای D می توانند به طور ضعیف به صورت



واپاشیده شوند و در طی آن C و S به اندازه یک واحد تغییر کنند ذراتی نیز وجود دارند که هم افسون و هم شگفتی دارند، مانند مزون F^+ که برای آن $C = +1$ و $S = +1$ است. برای آنکه چندتاییگی اضافی که به واسطه عدد کوانتومی افسون پدید می آید توجیه شود، رابطه گلن-نیشیجیما باید به صورت زیر تغییر کند

$$\frac{Q}{e} = T_3 + \frac{B+S+C}{2} \quad (22.18)$$

علاوه بر افسون، حداقل یک مشخصه اضافی با خواص مشابه وجود دارد، و دلیل محکمی برای ظن به وجود مشخصه دومی نیز در دست است. در بخشهای آینده شواهدی از این اعداد کوانتومی غیر معمول و موقعیت آنها در ساختار اساسی هادرونها مورد بحث قرار می گیرد. جدول ۳.۱۸ خلاصه ای از چند مزون و باریون شگفت و افسونگر را ارائه می دهد.

جدول ۳۰۱۸ هادرونها و شگفتی، افسون، زیبایی و حقیقت آنها.

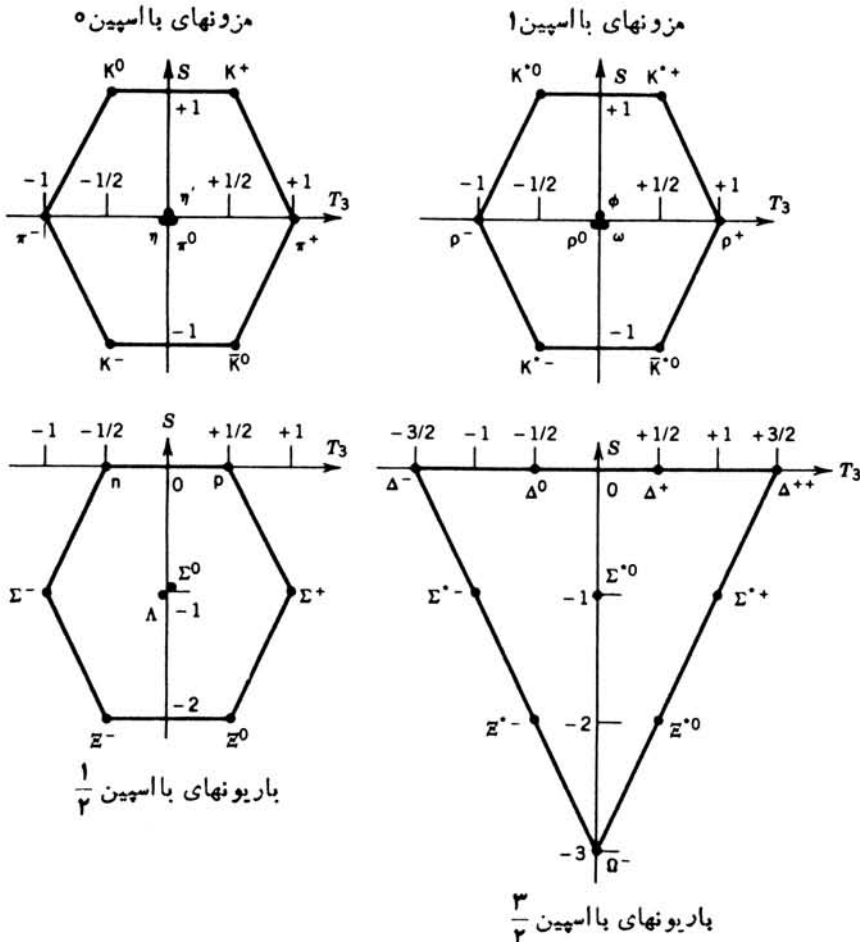
T'	B'	C	S	جرم (MeV/c ²)	پارینه اسپین ایزوسپین	پاد ذرات	ذرات	مزونها
۰	۰	۰	+۱	۲۹۵(۲)	۱/۲	۰ ⁻	K, \bar{K}^0	K^+, K^0
۰	۰	۰	+۱	۸۹۲(۷)	۱/۲	۱ ⁻	K^{*-}, \bar{K}^{*0}	K^{*+}, K^{*0}
۰	۰	+۱	۰	۱۸۶۶(۵)	۱/۲	۰ ⁻	D^-, \bar{D}^0	D^+, D^0
۰	۰	+۱	۰	۲۰۱۰(۳)	۱/۲	۱ ⁻	D^{*-}, \bar{D}^{*0}	D^{*+}, D^{*0}
۰	۰	+۱	+۱	۱۹۷۱	۰	۰ ⁻	F^-	F^+
۰	+۱	۰	۰	۵۲۷۱(۳)	۱/۲	۰ ⁻	B^-, \bar{B}^0	B^+, B^0
باریونها								
۰	۰	۰	-۱	۱۱۱۶	۰	(۱/۲) ⁺		Λ^0
۰	۰	۰	-۱	۱۱۹۰(۸)	۱	(۱/۲) ⁺		$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$
۰	۰	۰	-۲	۱۳۲۰(۶)	۱/۲	(۱/۲) ⁺		Ξ^0, Ξ^-
۰	۰	۰	-۳	۱۶۷۳	۰	(۳/۲) ⁺		Ω^-
۰	۰	+۱	۰	۲۲۸۲	۰	(۱/۲) ⁺		Λ_c^+
۰	۰	+۱	-۱	۲۴۶۰				$A^+(?)$
۰	۰	+۱	۰	۲۴۵۰	۱	(۱/۲) ⁺		$\Sigma_c^{++}, \Sigma_c^+, \Sigma_c^0$
۰	+۱	۰	۰	۵۵۰۰				$\Lambda_b^0(?)$

یاد آوری: در حال حاضر شواهد وجود A^+ و Λ_b^0 ضعیف است؛ Σ_c^0 تاکنون دیده نشده است. کمیت داخل برانتر دستونجرها مربوط به چند تا یکی و بر حسب MeV است. دستون آخر خواص اضافی ذرات را علاوه بر افسون نشان می دهند. این خواص ته بودن و سر بودن یا زیبایی و حقیقت ناهیده می شوند. به این ترتیب می گویند ذراتی که دارای B' غیر صفر هستند از خود ته بودن یا زیبایی نشان می دهند. (اعداد کوانتومی اخیر با B' و T' نمایش داده شده است تا با اعداد باریونی B و ایزوسپین T اشتباه نشود.) بسیاری از تشدیدهای باریونی و مزونی دیگر با عمر کوتاه نیز وجود دارند که در این جدول گنجانده نشده اند.

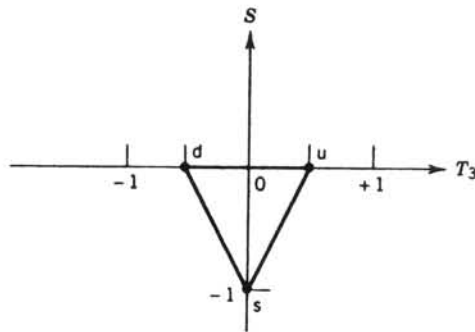
۳.۱۸ مدل کوآرکی

تقارن موجود در ساختار هادرونها را می‌توان با تشکیل نمودارهایی از خانواده مختلف بر نقشه‌ای که در آن مؤلفه ایزوسپین T_3 بر حسب شگفتی رسم شده است، بلافاصله مشاهده کرد. در شکل ۱۱.۱۸ چنین نمودارهایی برای مزونهای با اسپین ۰ و ۱ و باریونهای با اسپین ۱/۲ و ۳/۲ نشان داده شده است.

همه این نمودارها شواهدی از ساختار ساده و تکراری سه ذره u ، d ، s (و پاد ذره آنها \bar{u} ، \bar{d} ، \bar{s}) را ارائه می‌دهند که در شکل ۱۲.۱۸ نمایش داده شده است. مثلاً، ساختار باریون با اسپین ۳/۲ می‌تواند به صورت نمودار نمایش داده شده در شکل ۱۳.۱۸ بازسازی شود. در این صورت واضح است که می‌توان نوشت $ddd = \Delta^-$ و غیره. سه ذره u ، d ، s سه تازکوآرکهای اصلی هستند که هادرونها از آنها ساخته می‌شوند. چنین مرسوم شده است



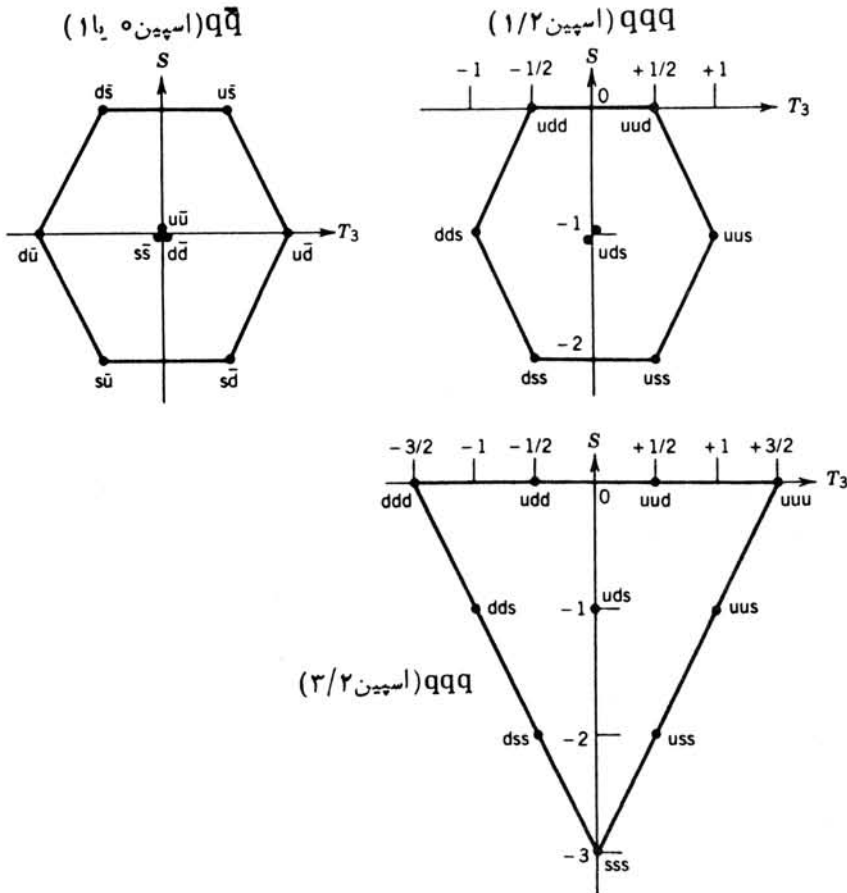
شکل ۱۱.۱۸ نمودارهای ایزوسپین-شگفتی برای مزونها و باریونها.



شکل ۱۲.۱۸ سه تاییه سه- کواریک اصلی (روی نمودار ST_3).

که u, d, s را به عنوان سه طعم مختلف کوادکها می شناسند. مدل کواریکی ساختار درونی هادرونها اولین بار در سال ۱۹۶۴ توسط مورای گلنن و جورج تسویاگت (به طور مستقل از یکدیگر) پیشنهاد شد.

دوتا از ویژگیهای کواریکها بخصوص غیر معمول هستند: اول اینکه با توجه به ساختار تشدیدهای $ddd = \Delta^-$, $uuu = \Delta^{++}$ و $sss = \Omega^-$ بلافاصله آشکار می شود که باید بار الکتریکی کسری $e(2/3) +$ را به u و $e(1/3) -$ به d و s نسبت دهیم. به این ترتیب، با استفاده از این بارها و ساختار شکل ۱۳.۱۸ (و انتساب بارهای مخالف بار ذرات به پاد ذره های متناظرشان)، می توانیم بارهای شناخته شده چندتاییه های شکل ۱۱.۱۸ را بازسازی کنیم. دوم اینکه اگر سه کواریک یک باریون بسازند، آنگاه هر کواریک باید عدد باریونی $1/3$ داشته باشد. خاصیت دیگر جفت شدگیهای پیشنهاد شده این است که کواریکها باید بوضوح دارای اسپین $1/2$ باشند؛ بنابراین یک کواریک و یک پاد کواریک در یک مزون می توانند با هم جفت شوند و اسپین کلی ۰ یا ۱ را نتیجه دهند، در حالی که سه کواریک در یک باریون می توانند با اسپین $1/2$ یا $3/2$ با هم جفت شوند. (در اینجا از تکانه زاویه ای مداری نسبی کواریکها که ممکن است در تکانه زاویه ای ذاتی کل مزونها یا باریونها سهم باشد صرف نظر می کنیم. تمام حالات پایین، بخصوص آنها که در شکل ۱۱.۱۸ نشان داده شده اند، حالات $I = 0$ هستند.) اولین سئوالی که پیش می آید این است که آیا کواریکها واقعاً در داخل هادرونها وجود دارند یا فقط عوامل ریاضی مناسبی هستند که منجر به تقارن هندسی (و احتمالاً به دیگر اثرات قابل محاسبه) می شوند. یک راهنمای اساسی در این جهت، پراکنندگی ناکشسان عمیق نوکلئونهاست، که در آن از الکترونها پرانرژی ($100 - 1 \text{ GeV}$) و یا نوترینوها به عنوان کاوشگرانی بهره می گیریم که از ساختار درونی نوکلئون نمونه برداری می کنند. این آزمایش تا حدودی شبیه به پراکنندگی رادرفورد است، از این لحاظ که ما به دنبال اجزای فشرده و جرم دار در نوکلئون هستیم و رادرفورد هم به دنبال شئی فشرده و جرم دار در اتم بود. از الکترونها یا نوترینوها به این دلیل استفاده می کنیم که نمی خواهیم کاوشگری با برهم کش



شکل ۱۳.۱۸ جفت شدگیهای کوآرک-پاد کوآرک و سه-کوآرک.

قوی به کار بریم که ساختار درونی را تغییر دهد، و علت استفاده از کاوشگر پراثری این است که طول موج دو بروی کوتاها از ابعاد نوکلئون باشد. به این ترتیب، کاوشگر با اجزای درون نوکلئون برهم کنش می کند نه با خود نوکلئون، مثلاً در انرژی 10 GeV ، طول موج دو بروی برابر 1 fm است که یک مرتبه بزرگی کوچکتر از ابعاد نوکلئون است. مشابه پراکندگی رادرفورد، هدف اندازه گیری تعیین انرژی و توزیع زاویه ای ذرات پراکنده شده است که از آنجا می توان به خواص شئی مورد اصابت پی برد.

از این آزمایشها می توان چندین نتیجه گرفت: (۱) یک نوکلئون حاوی سه جزء نقطه مانند است؛ (۲) اجزای نقطه مانند دارای اسپین $1/2$ هستند؛ (۳) این اجزای بارهای الکتریکی کسری موافق با $e(2/3) + e(1/3) - e(1/3)$ هستند. این مدرک آزمایشی صریح، وجود کوآرکها را در درون نوکلئون تصدیق می کند.

همهٔ باریونها و مزونهای نشان داده شده در شکل ۱۱.۱۸ می‌توانند با ترکیب سه کوارک u (برای بالا)، d (برای پایین)، s (برای شکفت) بیان شوند. کوارکهای u و d اعضای یک دوتایهٔ ایزوسپینی ($T_3 = \pm 1/2$) هستند، درحالی‌که s يك تك تايه ($T_3 = 0$) است. جرم کوارکها را نمی‌توان مستقیماً مشخص کرد زیرا انرژی بستگی کوارکها در هادرونها آنچنان قوی است که ممکن است کل انرژی سکون مشاهده شدهٔ هادرون در مقایسه با انرژیهای سکون کوارکهای سازندهٔ آن کوچک باشد. برای مثال، اگر کوارکهای u و d هر يك دارای جرم 10 GeV باشند و انرژی بستگی کوارک-کوارک 1986 GeV باشد، در این صورت يك ترکیب $u\bar{d}$ (π^+) می‌تواند با انرژی سکون 14 GeV تشکیل شود. چون در اینجا نه شدت برهم کنش کوارک-کوارک و نه جرم يك کوارک آزاد در دست داریم، باید آنها را به صورت موجودات ذهنی در نظر گرفت، اما خوب شایسته این کمبود شناخت اثری بر موفقیت نظریهٔ کوارک ندارد. در بخش ۷.۱۸ دینامیک کوارکها را بر حسب جرم مؤثری که کوارکها به صورت مقید در هادرونها از خود نشان می‌دهند، بررسی می‌کنیم.

۴.۱۸ گلوئونها و کوارکهای رنگی

سه باریونی را که در گوشه‌های نمودار مثلثی شکل ۱۳.۱۸ هستند در نظر بگیرید. پیکر بندی کوارکی آنها به صورتهای uuu ، ddd ، و sss است. در اینجا به نظر می‌رسد که سیستمهایی متشکل از سه کوارک یکسان، با اعداد کوانتومی یکسان، داشته باشیم که هر يك از آنها درحالتی با تکانهٔ زاویه‌ای مداری صفر است و برای آنکه اسپین کلی $3/2$ برای این ذرات به دست آید، باید هر يك از اسپینهای $1/2$ در پیکر بندی یکسانی با هم جفت شود. البته این نکته ناقص اصل پاؤلی است که آن را به عنوان یکی از قسمتهای اساسی توصیف فرمیونها باور داریم. يك روش ریاضی صریحتر برای توصیف این مشکل، نوشتن تابع موجی برای ذره مرکب به صورت زیر است

$$\text{طلم } \psi \text{ فضا } \psi \text{ اسپین } \psi = \psi \quad (23.18)$$

که در آن هر يك از عوامل تابع موج نشانهٔ خاصی از ذره را توصیف می‌کند. در مورد Δ^{++} ، Δ^- ، یا Ω^- هر يك از سه عامل کاملاً تحت تعویض هر دو کوارک متقارن هستند. این نکته ظاهراً لزوم داشتن تابع موجهای کلی پادمتقارن را برای فرمیونها نقض می‌کند. این مشکل را می‌توان به این طریق حل کرد که خاصیتی جدید به کوارکها نسبت دهیم و عاملی برای توصیف این خاصیت جدید به تابع موج کلی بیافزاییم. این خاصیت جدید را می‌توانیم به صورت يك عدد کوانتومی اضافی در نظر بگیریم که برای مشخص کردن سه کوارکی که از جهات دیگر یکسان اندر Δ^{++} ، Δ^- ، و Ω^- به کارشان می‌بریم. اگر این عدد کوانتومی اضافی بتواند یکی از سه مقدار ممکن را اختیار کند، می‌توان با دادن مقداری متفاوت به این عدد کوانتومی جدید که به عنوان رنگ شناخته می‌شود، اصل پاؤلی را حفظ کرد. این سه رنگ با نامهای سرخ (R)، آبی (B)، و سبز (G) مشخص می‌شوند، اما اینها فقط وسایلی برای به خاطر

سپردن هستند و ارتباطی به رنگهای معمولی ندارند. به این ترتیب، مثلاً Δ^{++} به صورت $u_R u_B u_G$ خواهد بود.

در این روش، پادکوارکها دارای رنگهای «مخالف» یا، در اصطلاح فنی، رنگهای مکمل هستند. بنابراین پاد سرخ (\bar{R}) کبود است، پادسبز (\bar{G}) ارغوانی، و پادآبی (\bar{B}) زرد است.

بخش اصلی مدل کوارکی در مورد رنگ این است که تمام حالات مزونها و باریونهای مشاهده شده «بی رنگ» هستند، یعنی یا مثل مورد مزونها از ترکیب رنگ-پاد رنگ و یا مثل مورد باریونها از مخلوط مساوی R ، G ، و B حاصل می شوند. (در اینجا، تشابهی قوی با رنگهای معمولی وجود دارد؛ از همپوشی نور قرمز، سبز، و آبی بزرگ پرده سفید حاصل می شود، همان طور که از همپوشی یک رنگ و رنگ مکملش چنین نتیجه ای به دست می آید.)

برای باریونها، می توانیم تابع موج کوارک را به صورت زیر بنویسیم

$$\psi_{\text{رنگ}} = \psi_{\text{فضای اسپین}} \quad (24.18)$$

که در آن، $\psi_{\text{رنگ}}$ ترکیب پادمقارنی از تابع موجهاست که به طور نمادین به صورت G, R, B نمایش داده می شوند

$$\psi_{\text{رنگ}} = \frac{1}{\sqrt{6}} [RGB + BRG + GBR - RBG - BGR - GRB] \quad (25.18)$$

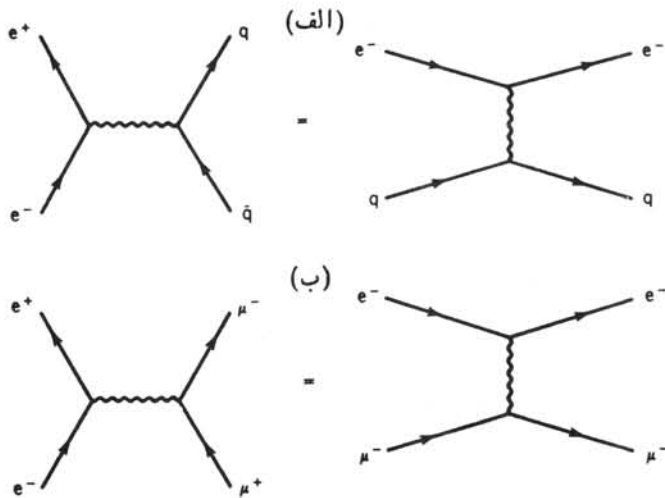
توجه کنید که تعویض هر دو برچسب کوارک (مثلاً، اولی و دومی) به صورت اثر $\psi_{\text{رنگ}} \rightarrow -\psi_{\text{رنگ}}$ ظاهر می شود که از تابع موج پادمقارن باید چنین انتظاری هم داشته باشیم. ترکیب کوارک-پادکوارک بی رنگ برای مزونها چنین است

$$\psi_{\text{رنگ}} = \frac{1}{\sqrt{3}} [R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}] \quad (26.18)$$

این یک تابع موج مقارن به همان صورتی است که برای مزونها با اسپین صحیح انتظار داریم.

ماهیت بی رنگ حالات ذره مشاهده شده بلافاصله نشان می دهد که چرا با جفت شدگیهای کوارکی دیگری روبرو نیستیم. مثلاً، ما نمی توانیم سیستمهای بی رنگ مشکلی از دو-کوارک یا چهار-کوارک بنا کنیم، با توجه به اینکه فقط سه رنگ را در دسترس داریم، تمام این نوع حالتها باید از خود رنگی را نشان دهند و بنا بر این وجود آنها مشاهده نمی شود.

فرضیه رنگ از لحاظ تجربی در مورد اثراتی که وابسته به شمارش تعداد حالات کوارکی ممکن هستند سازگاری نشان می دهند. مثالی از آن، تولید هادرونها در واکنشهای نابودی e^+e^- در نواحی دوز تشدیدهاست که نمونه آن را در فصل ۱۷ دیدیم. این واکنش



شکل ۱۴.۱۸ نابودی الکترون-پوزیترون و تبدیل آنها به دو کوارک (الف) و دو موئون (ب) و معادلهای پراکندگی رادرفورد آنها.

را می توان در انرژی بالا به صورت زیر نشان داد

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q + \bar{q}$$

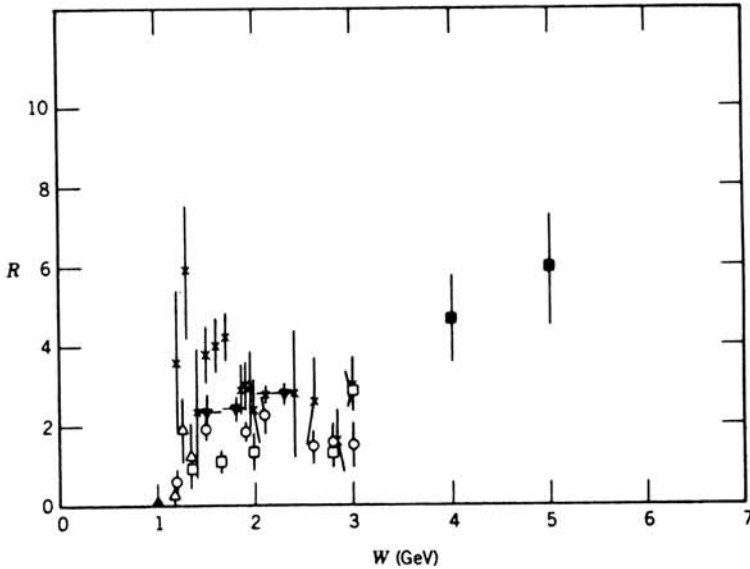
که در آن q و \bar{q} نمایانگر حالات کوارک و پادکوارک هستند. سپس q و \bar{q} پراثرژی (که مستقیماً قابل مشاهده نیستند) برای تشکیل مزونها یا باریونها برهم کنش می کنند. شکل ۱۴.۱۸ نمودار فاینمن را برای این فرایند نشان می دهد که بانمودار پراکندگی رادرفورد برای الکترون-کوارک یکسان است. تعداد نمودارهای مختلفی که به این ترتیب می توان رسم کرد دقیقاً با تعداد کوارکهایی که می توانند تولید شوند برابر است و سطح مقطع کل تمام تولیدات ممکن qq از جمع بستن تمام این حالات نهایی به دست می آید

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{هادرونها}) = \sum_i \sigma(e^+e^- \rightarrow q_i \bar{q}_i) \quad (27.17)$$

هریک از این نمودارها شبیه به نمودار رسم شده برای نابودی $e^+ + e^-$ و تولید $\mu^+ + \mu^-$ هستند که به نوبه خود بانمودار پراکندگی رادرفورد برای $e^- \mu^-$ یکسان است. بنا بر این برای نسبت سطح مقطعها در یک انرژی مشخص می توان نوشت

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{هادرونها})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)} \equiv R = \frac{\sum_i Q_{qi}^2}{Q_{\mu}^2} \quad (28.18)$$

زیرا سطح مقطع رادرفورد متناسب با مربع بار الکتریکی ذره پراکنده است. این نسبت را



شکل ۱۵.۱۸ نسبت R برای سطح مقطع تولیدها درون و موئون در نا بودی انرژی کل مرکز جرم متعلق به سیستم e^+e^- است. گستره انرژی ۱-۳ GeV، داده‌ها حول $R=2$ متمرکز می‌شوند.

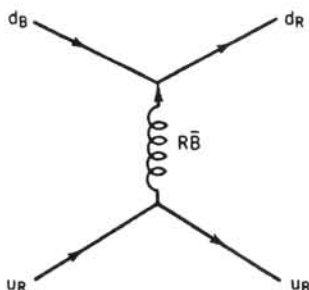
به این صورت به کار می‌بریم تا تمام عوامل سیستماتیکی در سطح مقطعها حذف شوند. اگر سه نوع کوارک (u, d, s) بتوانند تولید شوند، نسبت R به صورت زیر است

$$R = \frac{\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2}{1^2} = \frac{2}{3}$$

اما اگر ۹ نوع کوارک موجود باشند $(u_R, u_B, u_G, d_R, d_B, d_G, s_R, s_B, s_G)$ نسبت مذکور سه بار بزرگتر است. شکل ۱۵.۱۸ نسبت R را در گستره انرژی پایینتر از ۳ GeV نشان می‌دهد، و داده‌ها مشخصاً با $R=2/3$ بهتر از $R=2$ سازگارند.

مدرک صریح دیگری که دال بر چندتاییگی اضافی کوارکها بر اثر انتساب رنگهاست، از واپاشی $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ به دست می‌آید، که آهنگ واپاشی آنرا (بر اساس روشهای شمارشی شبیه به روشهای بالا)، بدون در نظر گرفتن رنگ برابر $1/9$ آهنگ مشاهده شده به دست می‌آوریم، در صورتی که با در نظر گرفتن رنگ، نتیجه‌ای به دست می‌آید که به خوبی با آهنگ مشاهده شده سازگار است.

نیروی بین کوارکها می‌تواند بواسطه تبادل ذرات بدون جرمی با اسپین ۱ به نام گلوئون به صورت نیروی تبادلی مجسم شود. میدانی که کوارکها را مقید می‌دارد یک میدان



شکل ۱۶.۱۸ یک کوارک سرخ u_R یک گلوئون $R\bar{B}$ را گسیل می‌کند که توسط کوارک d_B جذب می‌شود. توجه کنید که گلوئون طعم یا نوع کوارک را تغییر نمی‌دهد.

رنگی است، و بنابراین رنگ نقشی بسیار اساسیتر از تصحیح آمار شمارش حالات کوارک به تنهایی ایفا می‌کند. رنگ برای برهم‌کنشهای قوی میان کوارکها همانند بارالکتریکی برای برهم‌کنش الکترومغناطیسی بین الکترونهاست. رنگ همان «بار» برهم‌کنش بنیادی قوی است و گلوئونها حامل آن هستند. و بنابراین گلوئونها را باید به صورت ترکیباتی از یک رنگ و احتمالاً یک پاد رنگ متفاوت نمایش داد. این نمایش نباید با نمایش مزونها که ترکیباتی از کوارک-پاد کوارک هستند، اشتباه شود. گلوئونها بدون جرم هستند و خواص رنگ-پاد رنگ را به همان صورتی منتقل می‌کنند که ذرات دیگری می‌توانند حامل بارالکتریکی باشند. مثلاً، شکل ۱۶.۱۸ یک گلوئون $R\bar{B}$ را نشان می‌دهد که بین کوارکهای سرخ و آبی رد و بدل می‌شود. در عمل، کوارک سرخ سرخی خود را با یک گلوئون گسیل می‌کند و با گسیل پاد آبی، آبی می‌شود. از سوی دیگر، کوارک آبی، گلوئون $R\bar{B}$ را جذب می‌کند و با حذف رنگ آبی آن یک رنگ سرخ به دست می‌آورد. با شمارش ساده ترکیبات ممکن رنگ-پاد رنگ، انتظار می‌رود ۹ گلوئون به صورتهای $R\bar{R}$ ، $R\bar{B}$ ، $R\bar{G}$ ، $B\bar{R}$ ، $B\bar{B}$ ، $B\bar{G}$ ، $G\bar{R}$ ، $G\bar{B}$ ، $G\bar{G}$ حاصل شوند. سه ترکیب «بی رنگ» را باید بدقت بررسی کرد زیرا خواص تقارنی میدانهای رنگی ایجاب می‌کند که ترکیبات مذکور به سه طریق زیر باهم جفت شوند

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (R\bar{R} - G\bar{G}) \quad \frac{1}{\sqrt{6}} (R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B}) \quad \frac{1}{\sqrt{3}} (R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B})$$

از این ترکیبات بی رنگ، اولی و دومی می‌توانند رنگ را منتقل کنند اما سومی نمی‌تواند و بنابراین نباید به عنوان عامل میدان رنگی تلقی شود. به این ترتیب، ۸ گلوئون رنگی به عنوان منشأ برهم‌کنش کوارک باقی می‌ماند.

مدارک حاکی از وجود گلوئونها در مرتبه اول ازدو آزمایش به دست می‌آید. در پراکندگی ناکشسان عمیق الکترونها از پروتونها، که در بخش قبل مورد بحث قرار گرفت، می‌توان کسری از تکانه درونی پروتون را که به کوارکها منتقل می‌شود، استنباط کرد. این کسر

تنها در حدود ۵٪ است و بنابراین در حدود نصف تکانه درونی توسط سیستمهای غیر کوارک حمل می‌شود، اینها باید همان گلوئونها باشند. دومین دلیل را از آزمایش نابودی e^+e^- از همان نوعی که در بالا باعث شد، به دست می‌آوریم که در آن در حالت نهایی هادرونها تولید می‌شوند. در فرایند $e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q + \bar{q}$ یک زوج کوارک-پاد کوارک بر انرژی تولید می‌شود که (خود به خود) در جهت مخالف حرکت می‌کنند. در مدت زمانی از مرتبه برهم کنشهای قوی، کوارک و پاد کوارک به «رگباری» از هادرونها تبدیل می‌شوند اما تکانه اولیه زوج کوارک-پاد کوارک حفظ می‌شود. بنا بر این همان طور که در شکل ۱۷.۱۸ (الف) نمایش داده شد، دو جهت هادرونی را که در خلاف جهت یکدیگر از نقطه واکنش بیرون می‌آیند مشاهده می‌کنیم. اما در تعداد کمی از واکنشها، مانند شکل ۱۷.۱۸ (ب)، سه جهت (یا بیشتر) تولید می‌شود. چون برای $e^+ + e^-$ هیچ ترکیبی از کوارکها و پاد کوارکها با تولید سه جهت امکان پذیر نیست، توضیح قابل قبول این است که یکی از کوارکها یک گلوئون تابش می‌کند و آن هم جهت خودش را تشکیل می‌دهد. زوایای مشاهده شده بین جهتهای کوارک و گلوئون با انتساب اسپین یک به گلوئون سازگاری دارد.

۵.۱۸ واکنشها و واپاشیها در مدل کوارکی

تمام واکنشها و واپاشیهای ذرات بنیادی توسط مدل کوارکی قابل دزک هستند و سطح مقطع واکنشها و طول عمر واپاشیها را می‌توان محاسبه و با آزمایش مقایسه کرد. در انجام این عمل باید چندین قانون را به شرح زیر دنبال کنیم:

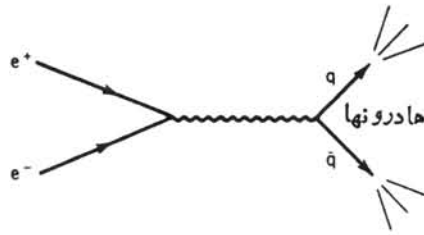
۱. برهم کنشهای قوی نمی‌توانند طعم کوارکها را تغییر دهند؛ فقط باز آرای کوارکها در میان ذرات می‌تواند صورت گیرد.
۲. زوجهای کوارک-پاد کوارک کاملاً مشابه آفرینش و نابودی الکترون و پوزیترون، به کمک فوتونها می‌توانند تولید یا نابود شوند.
۳. در برهم کنشهای ضعیف ممکن است باگسیل یا جذب یک بوزون ضعیف W^\pm ، طعم کوارک تغییر کند.

$$u \rightarrow d + W^+ \quad \bar{u} \rightarrow \bar{d} + W^-$$

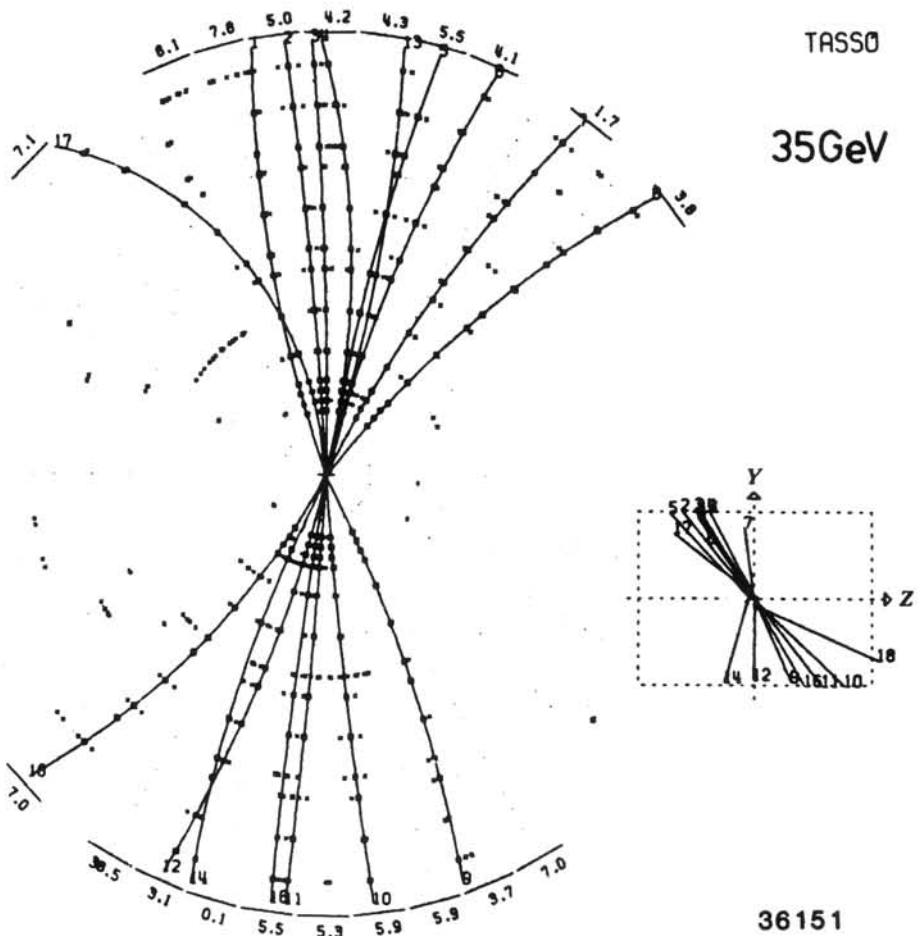
$$s \rightarrow u + W^- \quad \bar{s} \rightarrow \bar{u} + W^+$$

فرایندهای خنثای ضعیفی که طعم را تغییر دهند ($s \rightarrow d + Z^0$) ممنوع هستند. تنها فرایندهای خنثای ضعیفی که مجازند فرایندهای نظیر $Z^0 \rightarrow u + \bar{u}$ و انواع آن هستند.

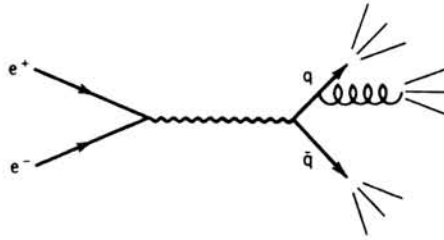
بیاید برای شروع با بررسی چند واکنش ساده ساختار کوارکی آنها را مورد مطالعه



(الف)



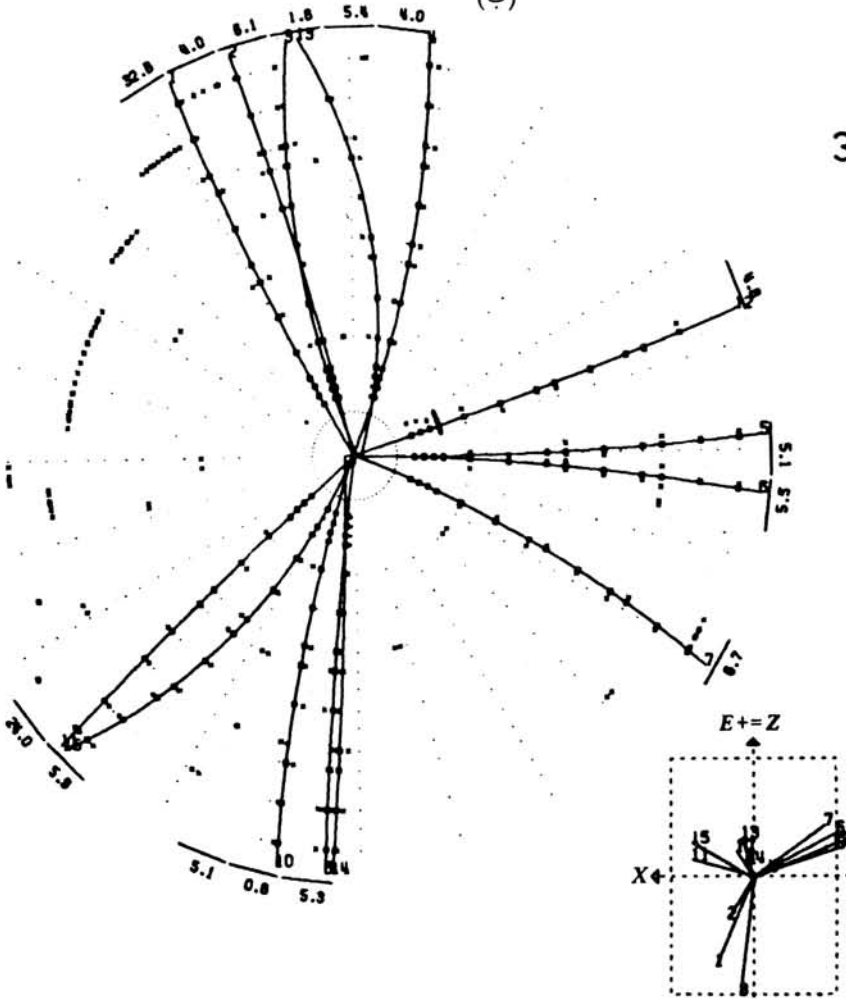
شکل ۱۷۰۱۸ (الف) یک رویداد دوجتی که در آن $q\bar{q}$ و $q\bar{q}$ هر یک رگباری از هادرون ایجاد می کنند. (ب) یک رویداد نسبتاً غیر معمول سه جتی، که در آن یکی از کوآرکها یک گلوئون تابش می کنند که آن هم به نوپه خود رگباری از هادرون ایجاد می کند. رد قابل مشاهده، مسیر هادرونها را نشان می دهد که توسط یک میدان مغناطیسی به صورت قوسی درمی آید.



(ب)

TASSO

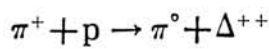
35GeV

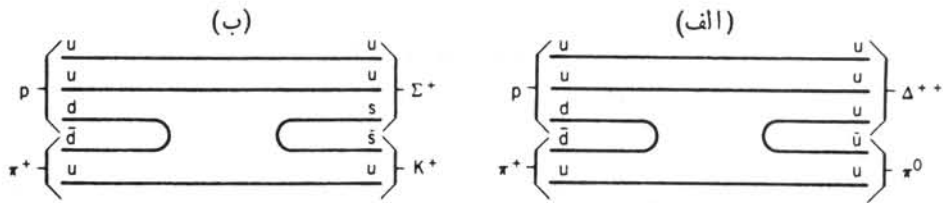


36152

شکل ۱۷۰۱۸ (ادامه)

قراردهیم. مثلا شکل ۱۸۰۱۸ واکنش زیر را نشان می‌دهد





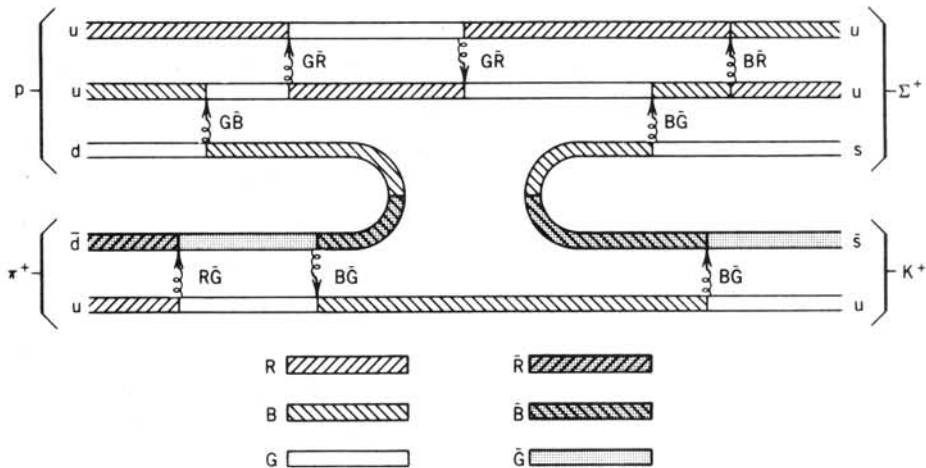
شکل ۱۸.۱۸ ساختار کوارکی واکنشهای (الف) $p + \pi^+ \rightarrow \Delta^{++} + \pi^0$ و (ب) $p + \pi^+ \rightarrow \Sigma^+ + K^+$

اجزای کوارکی عبارت اند از

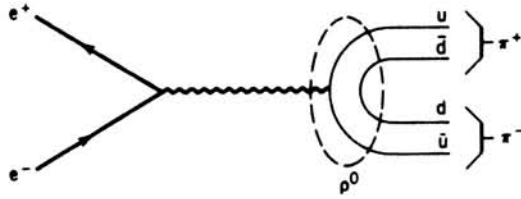
$$u\bar{d} + uud \rightarrow u\bar{u} + uuu$$

در اصل، فرایند به صورت $d + \bar{d} \rightarrow u + \bar{u}$ ، یعنی نابودی یک زوج dd و تولید یک زوج $u\bar{u}$ است. با جانشین کردن $s\bar{s}$ به جای زوج $u\bar{u}$ ، باریون $(uus = \Sigma^+)$ و مزون $(us = K^+)$ دیگری تشکیل می شود.

این نمودارهای ساده، گلوئونهایی را که طی واکنش مابین کوارکها و پادکوارکها مبادله می شوند و نیز رنگ کوارکها و گلوئونهای مختلف را نشان نمی دهند. در شکل ۱۹.۱۸ نمودار کاملتری نمایش داده شده است. گلوئونها به طور مداوم مابین اجزای کوارکی مبادله می شوند و به دلیل این تبادل گلوئون، ذرات با هم پیوند می یابند و نهایتاً واکنش صورت



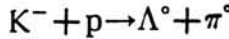
شکل ۱۹.۱۸ همان شکل ۱۸.۱۸ (ب) است که در آن رنگ کوارکها و گلوئونهای مبادله شده نیز نشان داده شده است.



شکل ۲۰.۱۸ واکنش $e^+ + e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. مزون ρ^0 موقتاً به صورت جفت شدگی $u\bar{u}$ و $d\bar{d}$ وجود می‌آید.

می‌گیرد (این واکنش را به ساده‌ترین شکل یعنی $u + \bar{u} \rightarrow$ گلوئون $d + d \rightarrow$ می‌توان در نظر گرفت).

بعضی از قوانین پایستگی که از طریق تجربی حاصل شده‌اند، خود به خود در مدل کواریکی واکنشها معتبر می‌مانند. به عنوان مثال، پایستگی شگفتی در واکنش

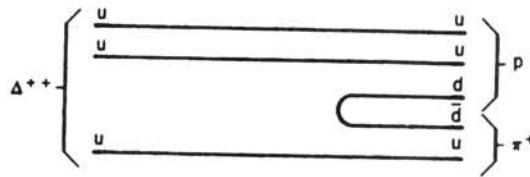


به سادگی بدین معنی است که با یک کواریک منفرد s آغاز می‌کنیم و با همان پایان می‌دهیم، در حالی که همان‌طور که در شکل ۱۸.۱۸ (ب) دیده می‌شود، تولید وابسته همواره ناشی از تولید یک زوج $s\bar{s}$ است. به این ترتیب مدل کواریک، راهی مستقیم برای فهم پدیده تولید وابسته است که در عمل مشاهده می‌شود. همین‌طور چون هر یک از کواریکها به صورت جداگانه در رابطه گلن-نیشیجیما، معادله (۲۲.۱۸)، صدق می‌کند، هر ترکیبی از کواریکها نیز در آن صادق خواهد بود.

تولید هادرونها در برخوردهای e^+e^- شامل تشکیل یک یا چند زوج $q\bar{q}$ از حالات واسطه فوتونهای مجازی، مانند شکل ۲۰.۱۸ است. در اینجا، فوتون زوجهای $d\bar{d}$ و $u\bar{u}$ را تشکیل می‌دهد که موقتاً به صورت یک مزون ρ^0 با هم جفت می‌شوند $[\rho^0 = (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}]$ و سپس قویاً به π^+ و π^- واپاشیده می‌شود.

واپاشی هادرونها می‌تواند از طریق یکی از فرایندهای قوی، الکترومغناطیسی، و یا ضعیف رخ دهد. واپاشیهای قوی، موجب بازآراییهای ساده (مانند مورد واپاشی ρ^0 در شکل ۲۰.۱۸) یا تولید $q\bar{q}$ در نتیجه تبادل گلوئون می‌شوند. مثالی دیگر از واپاشی قوی، فرایند $p + \pi^+ \rightarrow \Delta^{++}$ است که به تولید یک زوج $d\bar{d}$ (شکل ۲۱.۱۸) منجر می‌شود.

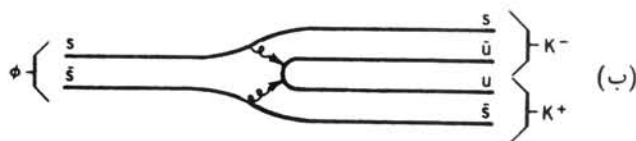
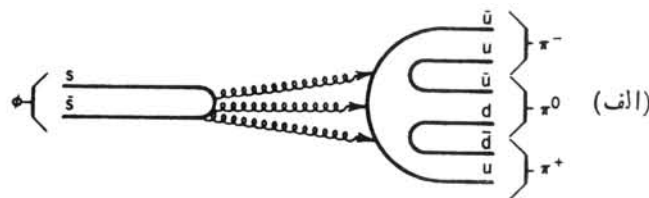
یکی از ویژگیهای مشاهده شده واپاشیهای قوی این است که واپاشیهای کاملاً «انفصالی» کواریک-پاد کواریک ($q\bar{q} \rightarrow q'q'$) گلوئونها ($q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$) قویاً تحت الشعاع تولید کواریک-پاد کواریک ($q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$) قرار می‌گیرند. به عنوان مثال، واپاشی $\phi \rightarrow 3\pi$ را در نظر بگیرید. محتوای کواریکی ϕ به صورت $s\bar{s}$ است. تشکیل یک زوج $q\bar{q}$ نباید مستلزم انتقال خاص رنگ در نموداری مانند شکل ۲۲.۱۸ (الف) باشد، بنابراین چون گلوئونها حامل یک رنگ خاص هستند لازم است که در هر فرایند حداقل دو گلوئون مبادله شود. از سوی دیگر، رسیدن زوج $s\bar{s}$ به حالت نهایی، مانند شکل ۲۲.۱۸ (ب)، موجب ظهور گلوئونهای رنگی جداگانه می‌شود. فرونشانی مدهای واپاشی انفصالی را قاعده تسواینگ می‌گویند.



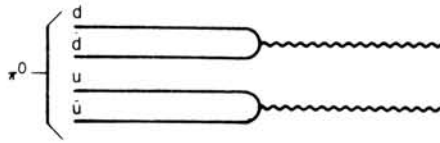
شکل ۲۱.۱۸ ساختار کوارکی در واپاشی $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$.

بر اساس فرض فضای فاز به سادگی می توان انتظار داشت که $\phi \rightarrow 3\pi$ در مقایسه با $\phi \rightarrow K^+K^-$ ، احتمال وقوع بیشتری داشته باشد. عامل چگالی حالتها که آهنگ واپاشی به آن بستگی دارد، شامل عوامل وابسته به تکانه است که موجب می شود انتظار داشته باشیم برای واپاشیهایی که ذرات محصول می توانند تکانه های بزرگتری کسب کنند آهنگ واپاشی بزرگتر شود. مقدار Q برای واپاشی $\phi \rightarrow 2K$ فقط برابر 33 MeV است، درحالی که برای $\phi \rightarrow 3\pi$ مقدار آن برابر 605 MeV است؛ بنابراین انرژی جنبشی برای حالات نهایی 3π بیست برابر مقدار آن برای حالات نهایی $2K$ است، و احتمال واپاشی $\phi \rightarrow 3\pi$ خیلی بیشتر است. در واقع، واپاشیهای مشهود مزون ϕ با احتمال ۸۵٪ به $2K$ و با احتمال تنها ۱۵٪ به 3π صورت می گیرد، و این نشان می دهد که مد واپاشی محتمل تر شدیداً توسط قاعده تساویگ فر و نشان شده است. این مسئله، نتایجی مهم برای مطالعات خواص مزونهای ϕ که در بخش آینده مورد بحث قرار می گیرد، در بر خواهد داشت.

در مدل کوارکی، واپاشیهای الکترومغناطیسی از طریق واکنشهای نابودی به شکل $q\bar{q} \rightarrow \gamma$ می توانند به وقوع بپیوندند. مثلاً، π^0 که در مدل کوارکی به صورت



شکل ۲۲.۱۸ (الف) واپاشی $\phi \rightarrow 3\pi$ ؛ این نوع نمودارهای کوارکی «انفصالی» به فرایندهای واپاشی شدیداً ممنوع قاعده تساویگ مربوط می شوند. (ب) واپاشی $\phi \rightarrow 2K$ که بنا به قاعده تساویگ مجاز است.

شکل ۲۳.۱۸ واپاشی ρ^0 به دو فوتون.

$(d\bar{d} - u\bar{u})/\sqrt{2}$ نمایش داده می‌شود، به دو γ واپاشیده می‌شود که می‌توان آن را به صورت شکل ۲۳.۱۸ تصویر کرد. همچنین امکان دارد که یک کوارک، فقط یک γ تابش کند و به این ترتیب هویت خود را (و به دلیل عدم حمل بار قوی توسط فوتونها، رنگش را) حفظ کند، اما امکان دارد حالت داخلی حرکت کوارکها در هادرون تغییر کند. واپاشی $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ ، که در شکل ۲۴.۱۸ نمایش داده شده است، مثالی از این مورد است.

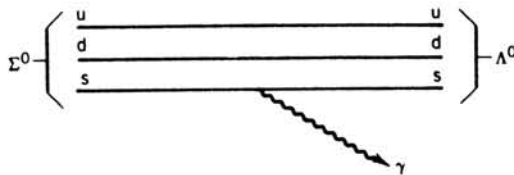
واپاشیهای لپتونی مزونها می‌توانند به صورت الکترومغناطیسی، مانند $\mu^+ \mu^-$ یا $q\bar{q} \rightarrow \gamma \rightarrow e^+ e^-$ رخ دهند. شکل ۲۵.۱۸ این فرایند را نشان می‌دهد، که می‌توان آن را مانند واکنش معکوس $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$ که در شکل ۱۴.۱۸ نمایش داده شده است، با یک پراکندگی رادرفوردی لپتون کوارک نمایش داد. احتمال واپاشی، مانند سطح مقطع داده شده در معادله (۲۸.۱۸) بستگی به کل بارهای کوارک دارد. در محاسبات واپاشی، بارهای کوارک باید توسط ضرایب آنها در تابع موج مزونها به حساب آورده شوند. بنابراین برای ρ^0 داریم

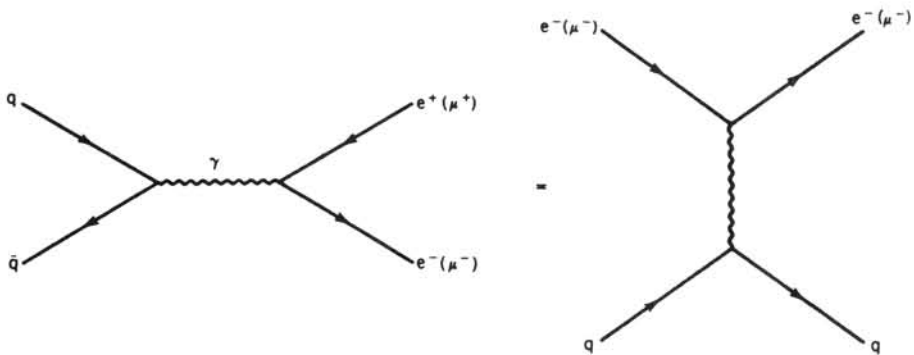
$$\Gamma(\rho^0 \rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \mu^-) \propto \left(\sum_i Q_{qi} \right)^2 = \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2}{3} \right) - \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-\frac{1}{3} \right) \right]^2 = \frac{1}{2}$$

درحالی که برای $\omega = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ داریم

$$\Gamma(\omega \rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \mu^-) \propto \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2}{3} \right) + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-\frac{1}{3} \right) \right]^2 = \frac{1}{18}$$

و برای $\phi = s\bar{s}$ خواهیم داشت

شکل ۲۴.۱۸ واپاشی Σ^0 به $\Lambda^0 + \gamma$.

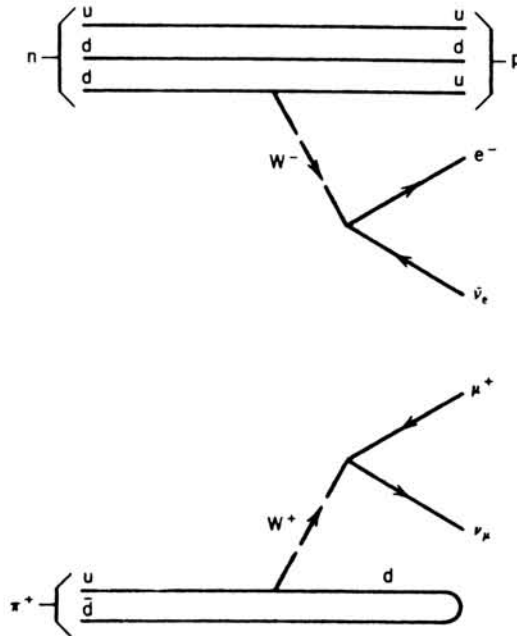


شکل ۲۵.۱۸ ناپودی کوارک-پادکوارک به لپتونها، و فرایند معادل پراکندگی رادرفورد.

$$\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-) \propto \left(\frac{1}{3}\right)^2 = \frac{1}{9}$$

پهنای جزئی مشاهده شده که از طریق کسرهای انشعاب اندازه گیری شده با پهنای کل ارتباط دارند به تقریب عبارت اند از $\Gamma(\rho) = 17 \text{ keV}$ ، $\Gamma(\omega) = 17 \text{ keV}$ ، $\Gamma(\phi) = 274 \text{ keV}$ (خطاها در حدود $\pm 10\%$ هستند). با چشمپوشی از عوامل دیگری که در پهنای مؤثرند، این پهنایها به نسبت $10:1:15$ هستند که تقریباً با نسبت $9:1:2$ که از بار کوارک محاسبه شده اند وفق می دهد.

و پاشیهای ضعیف کوارکها می توانند طعم کوارکها را تغییر دهند، و پاشیهای ضعیف هادرونها، از طریق فرایندهایی نظیر $q \rightarrow q' + W^\pm$ که پس از آن بوزون ضعیف به یک الکترون یا یک موئون و نوترینویا پادنوترینوی همراه آن و پاشیده می شود، در مدل کوارکی گنجانده می شوند. و پاشی آشنای نوترون در شکل ۲۶.۱۸ نمایش داده شده است. در تمام و پاشیهای هادرونی که در آنها لپتون گسیل می شود (موسوم به و پاشیهای نیمه لپتونی است زیرا فقط حالت نهایی دارای لپتون است)، فرایندهای مشابهی رخ می دهند. و پاشیهای نیمه لپتونی مزونها را هم می توان به همان صورت نموداری که در شکل ۲۶.۱۸ برای π^+ نشان داده شده است نمایش داد. همچنین از محتوای کوارک می توانیم بفهمیم که چرا و پاشیهای معینی فرونشانی می شوند یا مشاهده نمی شوند. مثلاً و پاشی $\Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ مستلزم و پاشیهای کوارکی $uus \rightarrow udd$ است، بنابراین فرایندی از مرتبه بالا را نشان می دهد که چندین و پاشی ضعیف را به دنبال دارد و همان گونه که در شکل ۲۷.۱۸ نشان داده شده است، در مقایسه با فرایندهای ضعیف $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + \nu_e$ یا $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ باید با احتمال خیلی کمتری رخ دهد.

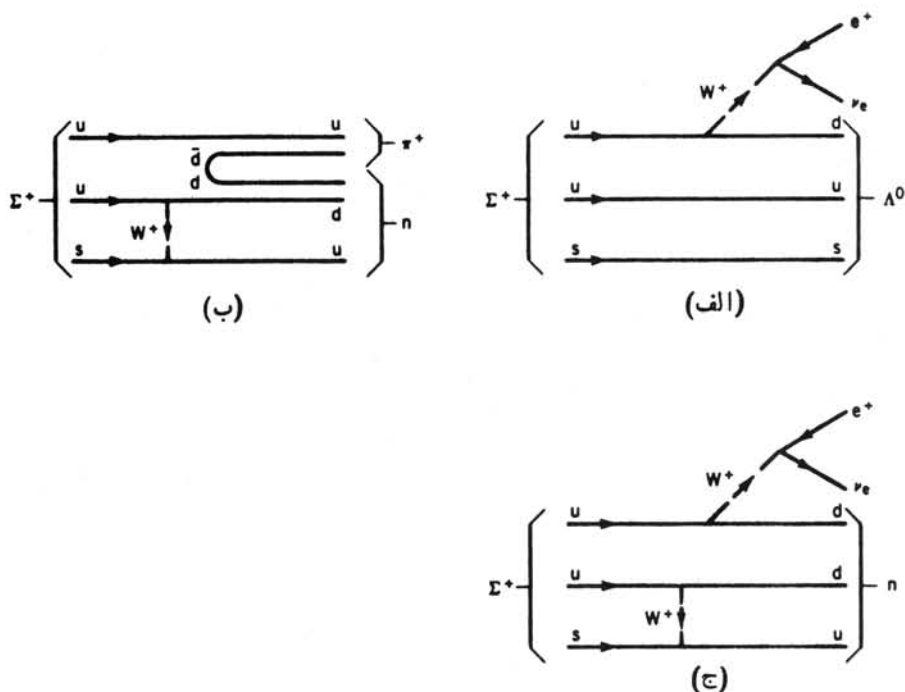


شکل ۲۶.۱۸ واپاشی ضعیف نوترون از واپاشی کوارک-ی $d \rightarrow u + W^-$ و به دنبال آن از $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ ناشی می‌شود و واپاشی $\pi^+ \rightarrow W^+ + d$ و به دنبال آن از $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ناشی می‌شود.

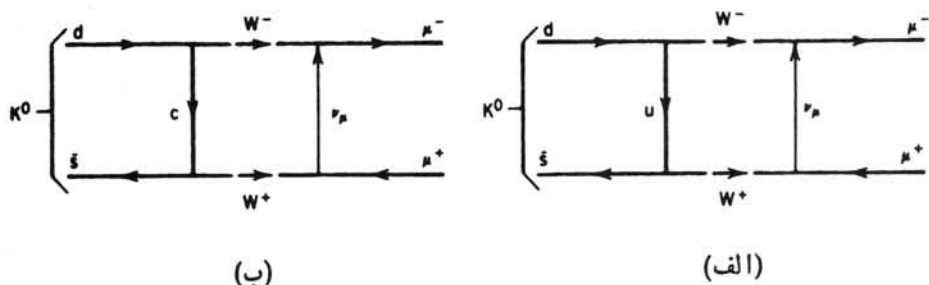
۶.۱۸ افسون، زیبایی، و حقیقت

علیرغم موفقیت مدل کوارک، نظریه ساده‌ای که تاکنون توصیف شده است از همه نظر خوب نیست. عدم وجود ویا فرونشانی شدید واپاشیهای خنثی (بار الکتریکی هادرون تغییر نمی‌کند) درحالی که شگفتی‌شان تغییر می‌کند یک مسئله خاص است، که نمونه‌ای از این مورد $K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ یا $K^+ \rightarrow \pi^+ + \mu^+ + \mu^-$ است که در شکل ۲۸.۱۸ نمایش داده شده است. حدود بالای این فرایندها نسبت به دیگر فرایندهای ضعیف مجاز برابر 10^{-7} یا کمتر است، اگر چه این فرایندها طبق تمام قواعد شناخته شده واپاشیهای ضعیف، مجاز محسوب می‌شوند.

هر یک از فرایندهای بالا شامل یک حالت واسطه مشاهده نشده با یک کوارک u یا \bar{u} است، یعنی همان گونه که همه واپاشیهای خنثی با تغییر شگفتی باید باشند، زیرا $d \leftrightarrow s$ در یک فرایند ضعیف مستقیم مجاز نیست درحالی که در فرایند غیر مستقیم $d \leftrightarrow u \leftrightarrow s$ که دوبروزن W در آن دخالت کند، مجاز است. در سال ۱۹۷۵، گلاشو، ایلیوپولیس، و مایانی سازوکاری را مطرح کردند که طی آن این فرایندها فرونشاند می‌شدند. آنها وجود کوارک چهارمی را پیشنهاد کردند که آن را کوارک افسونگر c نامیدند. به این کوارک یک

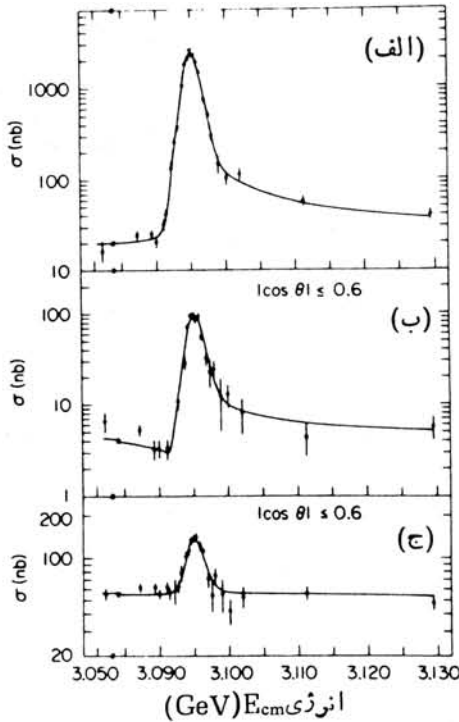


شکل ۲۷.۱۸ واپاشیهای (الف) $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + \nu_e$ و (ب) $\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n$ که هر یک شامل دو رأس برهم کنش ضعیف جداگانه هستند، در حالی که (ج) شامل چهار رأس است. بنابراین واپاشی $\Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ در (ج) با احتمال کمتری به وقوع می پیوندد تا (الف) و (ب).

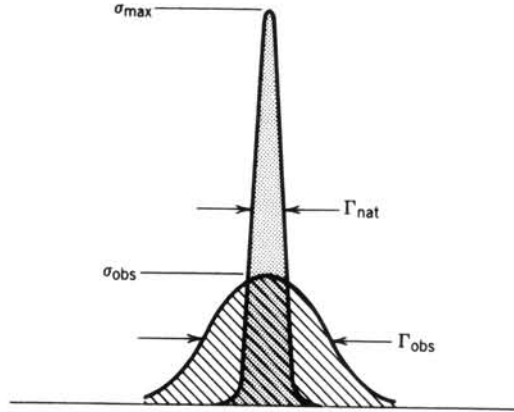


شکل ۲۸.۱۸ فرایند (الف) واپاشی $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ را نشان می دهد که از یک حالت واسطه که شامل کوارک مجازی u است می گذرد. چون این واپاشی مشاهده نمی شود، فرایندی رقیب که در شکل (ب) نشان داده شده است باید ممکن باشد تا اثرات واپاشی فرایند (الف) را خنثی کند. فرایند (ب) حاوی یک کوارک مجازی واسطه c است.

عدد کوانتومی جدید به نام افسون (C) برابر $1+$ نسبت دادند، برای همه کوارکهای دیگر یعنی (u, s, d) این عدد کوانتومی برابر $C=0$ است. کوارک c بدون شگفتی ($S=0$) است، اما از جهات متعددی عدد کوانتومی C نقشی بسیار مشابه شگفتی دارد: مثلاً، واپاشیهای ضعیف می‌توانند C را به اندازه یک واحد تغییر دهند. کوارک c ، نظیر کوارک u ، بار $(2/3)e+$ دارد، و بنا بر این می‌تواند به صورتی مشابه، به واسطه دو W^{\pm} موجب جفت‌شدگی s و d شود: $s \leftrightarrow c \leftrightarrow d$. گلاشو و همکارانش گفتند که دوفرايند $s \leftrightarrow u \leftrightarrow d$ و $s \leftrightarrow c \leftrightarrow d$ دقیقاً یکدیگر را خشی می‌کنند و بدین‌سان فرایندهای واپاشی شکل 28.18 فرونشانده می‌شوند. چهارسال بعد از طرح افسون، تشدید بی‌سار باریک، به‌طور همزمان در SLAC با برخوردهای e^+e^- (شکل ۲۹.۱۸) و در بروکهاون با برخوردهای پروتون-پروتون، مشاهده شد. تشدید سطح مقطع در شکل ۲۹.۱۸ پهنایی را نشان می‌دهد که مشخصه توان تفکیک دستگاه است، پهنای واقعی این تشدید (که توسط گروه SLAC به‌عنوان ψ و توسط گروه بروکهاون با عنوان J معرفی شده است و گاهی هم به صورت J/ψ نمایش داده می‌شود، ولی به نظر می‌رسد ψ بیشتر طرفدار داشته باشد) در حدود



شکل ۲۹.۱۸ سطح مقطع e^+e^- که تشدید بی‌سار باریک ψ را نشان می‌دهد. بخش (الف) سطح مقطع کلی تولید هادرونها در حالت نهایی، بخش (ب) حالات نهایی $\mu^+\mu^-$ و بخش (ج) حالات نهایی e^+e^- را نشان می‌دهد.



شکل ۳۰.۱۸ قلهٔ باریک با پهنای Γ_{nat} (سایه‌دار) به دلیل اثرات دستگاهی به قله‌ای کوتاه‌تر و پهن‌تر (هاشورخورده) با مساحتی یکسان تبدیل شده است، اگرچه پهنای وسطی مقطع مشاهده شده σ_{obs} و Γ_{obs} با پهنای وسطی مقطع قلهٔ پهن نشده بسیار متفاوت‌اند.

۱/۱۰۰ پهنای دستگاهی است که در شکل نموده شده است. پهنای را می‌توان با مراجعه به شکل ۳۰.۱۸ دریافت. اگرچه پهنای طبیعی مشاهده نمی‌شود؛ ولی مساحت تشدید در اثر پهن شدن تغییر نمی‌کند و سطح مقطعهای شکل ۲۹.۱۸ را می‌توان به طور عددی محاسبه و با انتگرال تشدید برایت-ویگنر برای واپاشی تشدید e^+e^- مقایسه کرد.

$$\int \sigma(E) dE = \int \frac{\pi}{k^2} g \frac{\Gamma_{ee}^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} dE$$

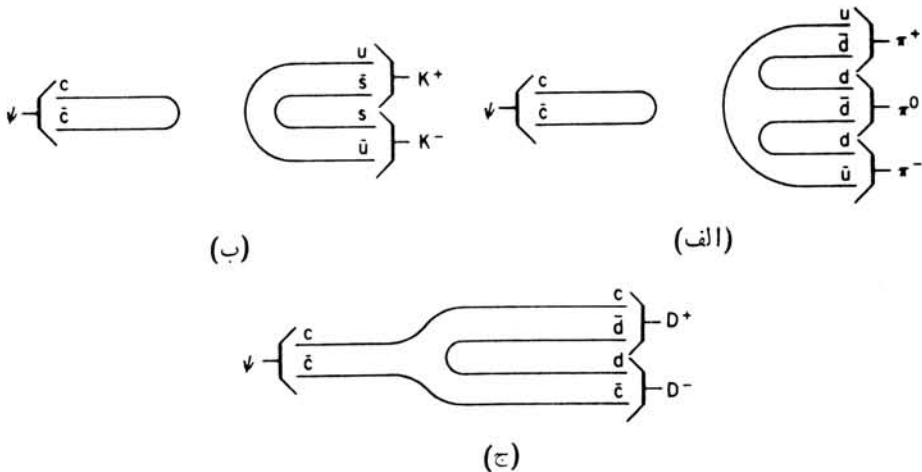
$$= \frac{\pi^2}{2k^2} (2s+1) \frac{\Gamma_{ee}^2}{\Gamma} = \frac{\pi^2}{2k^2} (2s+1) \left(\frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma}\right)^2 \Gamma \quad (29.18)$$

که در آن s اسپین تشدید است و فرض شده است که تغییر k^2 در سطح تشدید کم باشد. از مقایسهٔ سطح مقطعهای هادرونها $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ و $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (شکلهای ۲۹.۱۸ الف و ج) حاصل می‌شود $\Gamma_{ee}/\Gamma \approx 150/2000 = 0.075$ و از تخمین عددی تقریبی سطح تشدید در شکل ۲۹.۱۸ ج (با تقریب زدن قله به صورت مثلث) نتیجه $300 \text{ nb} \cdot \text{MeV}$ به دست می‌آید. اندازه‌گیریهای بعدی نشان می‌دهد که $s=1$ است و از معادلهٔ (۲۹.۱۸) می‌توان نتیجه گرفت که $\Gamma \approx 0.03 \text{ MeV}$ می‌شود. با محاسبه‌ای دقیق‌تر، پهنای کلی $\Gamma = 0.063 \text{ MeV}$ به دست می‌آید. این پهنای برای چنین مزون سنگینی فوق‌العاده باریک است؛ مطمئناً باید تعدادی کانالهای واپاشی هادرونی ($\pi^+\pi^-$ ، K^+K^- ، 3π ، و حتی pp) موجود باشند و باید واپاشیهای سریعی را از طریق برهم‌کنشهای قوی انتظار داشته باشیم

که پهنای معمول آنها 100MeV است. با وجود این، واپاشی ψ سه مرتبه بزرگی کندتر است.

به زودی دریافتند که ψ معرف حالت $c\bar{c}$ است (که اکنون چارمونیم نامیده می شود، و نامگذاری آن در مقایسه با e^+e^- که پوزیترونیم نامیده می شود انجام شده است). این حالت پایتترین حالت مقید cc است، و به زودی تشدیدهای دیگر در انرژیهای 3686MeV ($\Gamma = 0.215\text{MeV}$)، 3770MeV ($\Gamma = 25\text{MeV}$)، 4030MeV ($\Gamma = 52\text{MeV}$)، 4160MeV ($\Gamma = 78\text{MeV}$)، و 4415MeV ($\Gamma = 43\text{MeV}$) کشف شدند. عامل کندسازی واپاشی دو حالت پایین ψ ، قاعده تساویگ است که در بخش ۵.۱۸ مورد بحث قرار گرفت. شکل ۳۱.۱۸ واپاشیهای ممکن را برای چارمونیم و تبدیل آن را به 3π یا $2K$ نشان می دهد. هر یک از اینها یک نمودار «انفصالی» است و در نتیجه طبق قاعده تساویگ فرونشاندن می شود. یک واپاشی ممکن که بنا به قاعده تساویگ مجاز است نیز نمایش داده شده است. ترکیبات $d\bar{c}$ و $c\bar{d}$ با مزونهای افسونگری به نام D^+ و D^- همراه هستند. این مزونها دارای انرژیهای سکون 1869.4MeV هستند در نتیجه دو حالت تشدید پایینی ψ (3097 و 3686MeV) ازمد واپاشی D^+D^- ، از لحاظ انرژی ممنوع هستند. پایتترین حالت تشدید چاره ای ندارد جز اینکه در یک مد فرونشاندن تساویگ واپاشی کند و بنا بر این پهنای آن بسیار باریک باشد. اولین «حالت برانگیخته» ψ در 3686MeV نیز نسبتاً باریک است؛ ψ می تواند به صورت الکترومغناطیسی واپاشیده شود و به حالت پایه برگردد، مثلاً به صورت $2\pi + \psi \rightarrow \psi' + \pi$ بدون آنکه قاعده تساویگ نقض شود. حالات سنگینتر، در انرژیهای دوبرابر انرژی D^\pm (3739MeV)، می توانند از طریق برهم کنش قوی به هادرونها واپاشیده شوند.

مزونهای D^\pm و همتهای خنثای آنها یعنی D^0 و \bar{D}^0 یک مجموعه مزونهای افسونگر

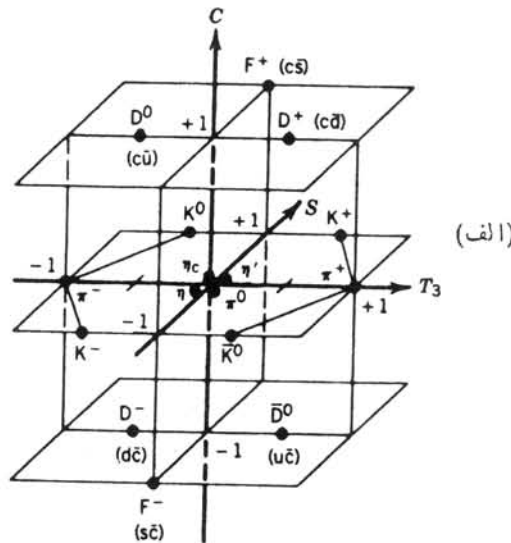


شکل ۳۱.۱۸ (الف و ب) مدهای واپاشی $c\bar{c}$ که بنا به قاعده تساویگ ممنوع شده اند. (ج) مد واپاشی مجاز از نظر قاعده تساویگ و ممنوع از نظر ایستکی انرژی برای دو حالت پایینی ψ .

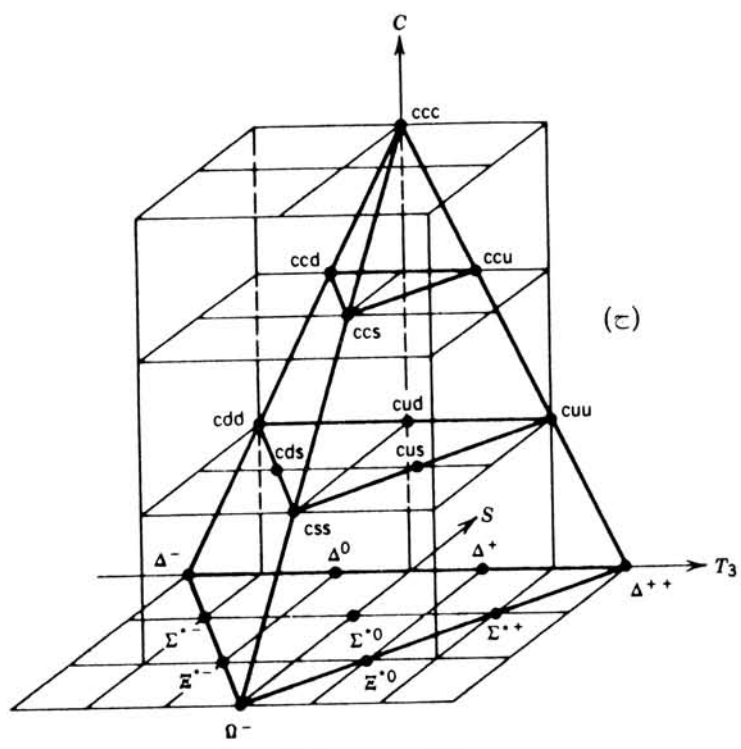
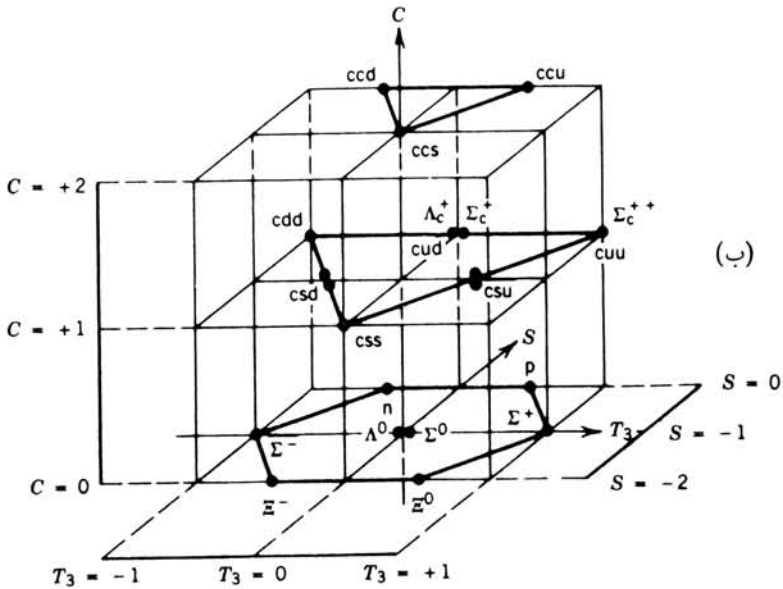
$(C = \pm 1)$ را تشکیل می‌دهند که کاملاً مشابه مجموعه مزونهای شگفت K است. واپاشی D^{\pm} از طریق برهم کنش ضعیف ($\tau = 10^{-12} s$) به چند حالت نهایی ممکن که شامل $K^0, \bar{K}^0, K^{\pm}, \pi^{\pm}$ ، و غیره است، صورت می‌گیرد. اعضای خنثای D^0 و \bar{D}^0 این مجموعه نیز به‌طور مشابه واپاشیده می‌شوند.

مزونهای D جفت‌شدگی کوآرک c با d و u را نشان می‌دهند، همچنین مزونی وجود دارد که هم دارای شگفتی و هم افسون است و جفت‌شدگی c و s را نشان می‌دهد؛ این مزونها $F^{\pm} (1971 \text{ MeV})$ نامیده می‌شوند. آنها به صورت ضعیف ($2 \times 10^{-13} s$) نیز واپاشیده می‌شوند. اکنون نمودار شگفتی برحسب ایزوسپین را که برای مزونهای با اسپین صفر در شکل ۱۳۰۱۸ نمایش شده است، باید درسه بعد رسم کرد به‌طوری که افسون در امتداد محور سوم باشد (شکل ۳۲۰۱۸). همچنین باید باریونهای افسونگر نیز وجود داشته باشند که از سه کوآرک که دستکم یکی از آنها باید کوآرک c باشد تشکیل می‌شوند. کشفهایی که تاکنون به‌عمل آمده است حاکی از وجود $\Lambda_c^+ (uds)$ ، مشابه حالت معمولی $\Lambda^0 = uds$ در 2282 MeV است که عمدتاً به صورت ضعیف، در $\Delta S = -1$ و $\Delta C = +1$ به Λ^0 واپاشیده می‌شود. همچنین شواهدی بر وجود $\Sigma_c(uuc)$ در انرژی 2450 MeV در دست است که به $\Lambda_c^+ + \pi$ واپاشیده می‌شود.

در سال ۱۹۷۷، سری دیگری از تشدیدهای باریک در گستره انرژی حدود 10 GeV



شکل ۳۲۰۱۸ (الف) مزونهای ممکن با اسپین صفر، (ب) باریونهای با اسپین $1/2$ ، و (ج) باریونهای با اسپین $3/2$ که تمام ترکیبات چهار کوآرک u, d, s, c در آنها مجاز است. در هر نمودار، صفحه $C = 0$ همان است که در شکل ۱۱۰۱۸ دیدیم، بجز در مورد مزونهای با اسپین صفر که باید در آنها $\eta_c (= c\bar{c})$ هم در نظر گرفت. [نموداری مشابه برای مزونهای با اسپین ۱ باید شامل $\psi (= c\bar{c})$ در صفحه $C = 0$ باشد.]



شکل ۳۳.۱۸ (ادامه). (۴)

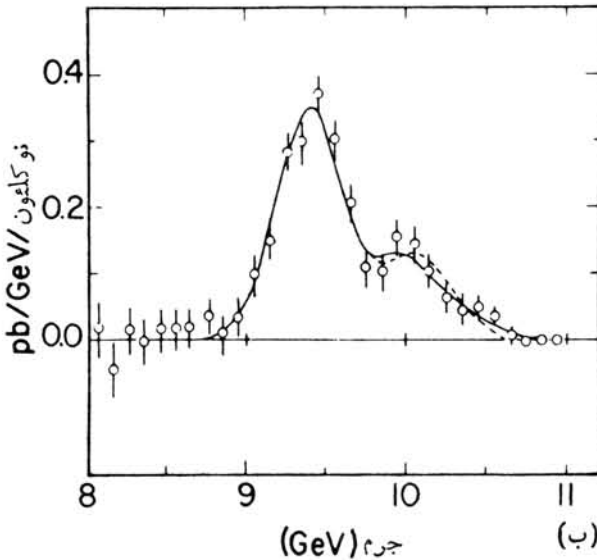
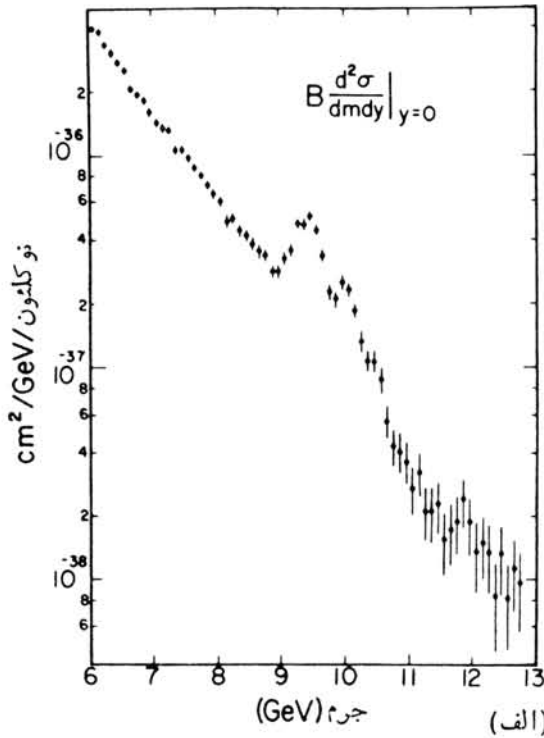
در آزمایشهای pp در آزمایشگاه فرمی کشف شد. این اکتشافات به سرعت در مطالعات e^+e^- در DESY تأیید شد، و پایتترین تشدیدی که اکنون Υ (اوپسیلون) نامیده می‌شود در شکل ۳۳.۱۸ نمایش داده شده است. از اینجا به بعد، داستان شبیه به تشدیدهای ψ به پیش می‌رود، پهنای پایتترین تشدید فوق‌العاده کوچک (44keV) است، و پهنایها همانند واپاشیهای ψ برای تمام حالت‌های برانگیخته با اسپین ۱ کوچک می‌مانند تا اینکه با حالت با انرژی 10575MeV و پهنای $\Gamma = 14\text{MeV}$ روبه‌رو می‌شویم. تعبیر این پهنایهای باریک دقیقاً مانند مورد ψ است: Υ حالتی مقید از کوارک جدید دیگری به نام b و ضد کوارک آن یعنی \bar{b} است. واپاشیها طبق قاعده تساویگک تا انرژی آستانه تولید مزونهای B^\pm ($b\bar{u}$, $b\bar{d}$) با انرژی سکون 5271MeV فرونشاند می‌شوند. مزونهای B^0 و \bar{B}^0 ($b\bar{d}$ و $\bar{b}d$) هم وجود دارند؛ به این ترتیب B^\pm , B^0 ، و \bar{B}^0 مجموعه‌ای شبیه به D و K تشکیل می‌دهند. تاکنون هیچ مزونی با ترکیب کوارک $b\bar{s}$ یا $b\bar{c}$ کشف نشده است، اما شواهدی برای وجود باریون $(udb)\Lambda_b^0$ در انرژی 5425MeV وجود دارد.

طیف برانگیخته حالات $b\bar{b}$ شباهت زیادی به حالات $c\bar{c}$ دارد، این نکته در شکل ۳۴.۱۸ برای حالت‌های با اسپین ۱ (متناظر با همسویی موازی اسپینهای دو کوارک که در حالت مداری $l=0$ هستند) نمایش داده شده است. البته حالت‌های اسپینی دیگری نیز در هر دو نمایش وجود دارند.

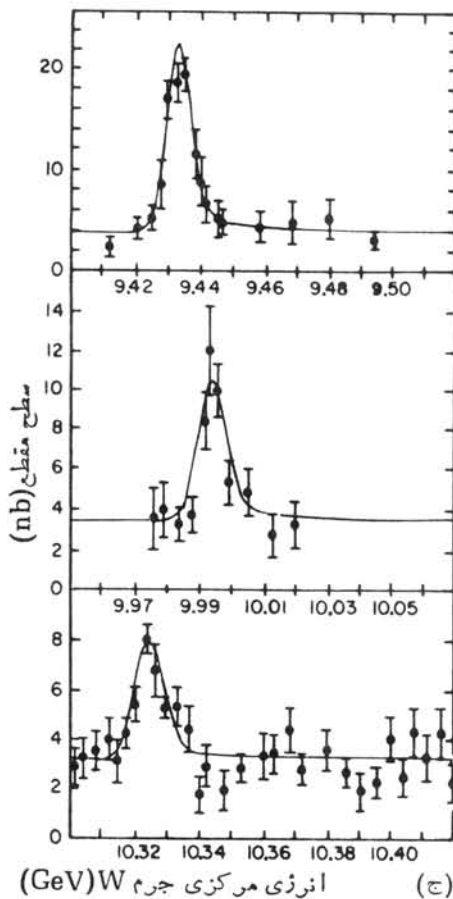
مقایسه پهنای اندازه‌گیری شده Γ_{ee} برای Υ با مقدار آن برای ترکیبات دیگر $q\bar{q}$ ، به طوری که در جدول ۴.۱۸ نمایش داده شده شدیداً با انتساب $e(1/3)$ — برای کوارک b سازگاری دارد. انتظار داریم که پهنای Γ_{ee} با مربع مجموع بار کوارکها در تابع موج مزون متناسب باشد، و چنانکه جدول ۴.۱۸ نشان می‌دهد $\Gamma_{ee}/(\sum Q_q)^2$ طبق انتظار واقعاً ثابت است.

نشانه دیگری از بار کوارک را می‌توان از نسبت R که در معادله (۲۸.۱۸) تعریف شده است، دریافت. با توجه به سه طعم (u, d, s) و سه رنگ، نسبتی که انتظار می‌رود برابر ۲ است که در شکل ۱۵.۱۸ نمایش داده شده است. در بالای آستانه $c\bar{c}$ ، مجموع باید برای چهار طعم (u, d, s, c) و سه رنگ در نظر گرفته شود و مقدار انتظاری R در بالاتر از انرژی 4GeV باید برابر $10/3$ باشد. شکل ۳۵.۱۸ نسبت R را در گستره ۵ تا 7GeV نشان می‌دهد که واقعاً این داده‌ها با مقدار انتظاری سازگاری کامل دارند. در بالاتر از آستانه تولید $b\bar{b}$ ، لازم است پنج طعم در نظر گرفته شوند و با نسبت دادن $e(1/3)$ به کوارک b ، انتظار می‌رود که مقدار R به $11/3$ برسد. شکل ۳۵.۱۸ نشان می‌دهد که مطابق انتظار، در بالاتر از تشدید Υ''' مقدار R به اندازه ۳۳٪ افزایش می‌یابد. با در نظر گرفتن سطح مقطعهای هادرونی و نسبت انشعاب e^+e^- ، شواهدی متقاعدکننده برای فرضیات اساسی مدل کوارک فراهم می‌شود.

چون به نظر می‌آید کوارکها به صورت زوج ظاهر می‌شوند (و به دلیل نظریه ریاضی دینامیک کوارکها که قویاً مؤید این ترویج است)، انتظار می‌رود که کوارک b کوارک همراهی



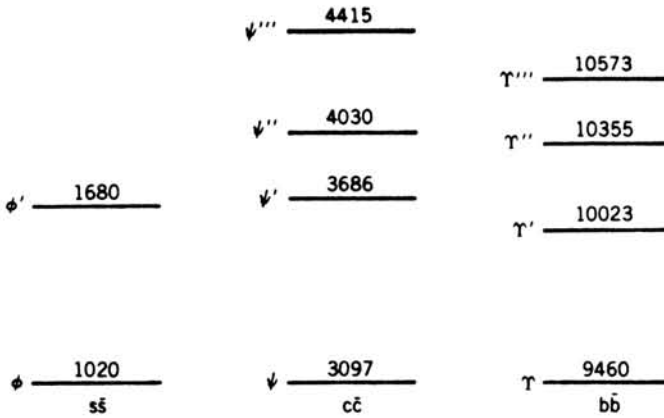
شکل ۳۳-۱۸ (الف) نمایش اولیه تشدیدهای Υ که از برخورد های پروتون-هسته منجر به حالات نهایی $\mu^+ \mu^-$ حاصل می شوند. در (ب)، دو قله تشدید پس از کم شدن شمارش زمینه نشان داده شده است. پهنای تشدید زیاد است که از مشخصه های تفکیک دستگاری است. شکل (ج)، جزئیات مربوط به تشدید پایینی Υ را با توجه به داده های $e^+ e^-$ نشان می دهد، توان تفکیک دستگاری در این حالات بالاست. پهنای 10 MeV اگرچه بسیار باریک است اما هنوز بسیار بزرگتر از پهنای طبیعی 4 keV است.



شکل ۳۳.۱۸ (ادامه)

داشته باشد که t نامیده می‌شود^۱ به طوری که بار آن برابر $e(2/3)+$ باشد. جستجو برای یافتن شواهدی بسر وجود کوارک سر t ، در طول افزایش سطح مقطع هادرونی در نسبت R تاکنون موفق نبوده است (شکل ۳۵.۱۸) و می‌توان نتیجه گرفت که جرم کوارک سر باید حداقل برابر 18 GeV باشد. در آزمایشی جدید (اکتبر ۱۹۸۴) در سرن بارویدادهایی دوجتی (مانند شکل ۱۷.۱۸) رو به روشند که انرژی کل ذره که توسط دوجت حمل می‌شود با جرم بوزون W تطبیق می‌کند. گروه CERN اظهار نظر کردند که آنها شاهد واپاشی $W^+ \rightarrow t\bar{b}$ بوده‌اند، و داده‌های آنها نشان می‌دهد که جرم کوارک t در گستره ۳۰ تا 50 GeV قرار دارد. در حال حاضر، جستجو برای تأیید این مقدار و تعبیر آن ادامه دارد.

۱. t حرف اول کلمه truth به معنی حقیقت در مقابل زیبایی و یا حرف اول کلمه top به معنی سر در مقابل ته



شکل ۴۴۰۱۸ حالت‌های اسپین ۱ برای کوآرکونیم (ترکیبات $q\bar{q}$) که با انرژی‌شان برحسب MeV نشان داده شده‌اند. انرژی‌های برانگیختگی وابستگی شدیدی به جرم کوآرک‌ها ندارند.

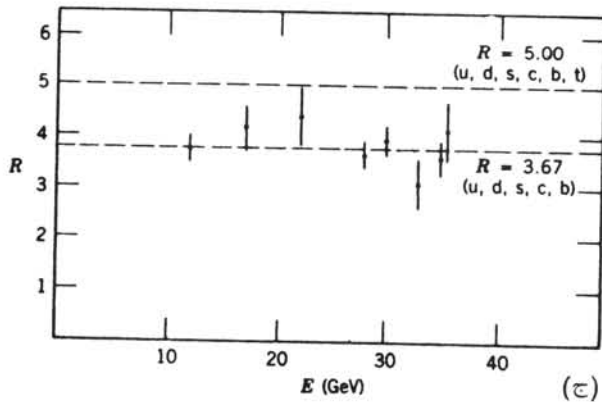
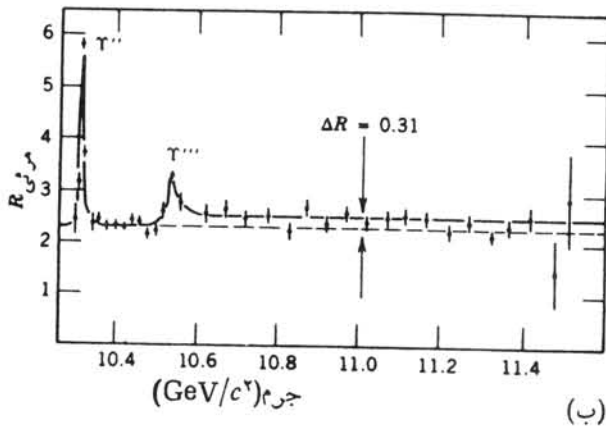
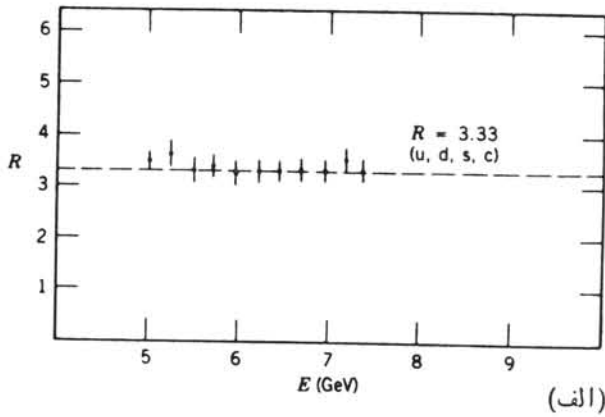
۷۰۱۸ دینامیک کوآرک‌ها

تاکنون (۱۹۸۷) با هیچ برخورد ذره‌ای انرژی بالا نتوانسته‌اند یک کوآرک آزاد تولید کنند. با وجود برخورددهنده 1000 GeV آزمایشگاه فرمی وعدم مشاهده کوآرک آزاد، این مسئله دشوار فلسفی مطرح می‌شود که شاید کوآرک‌ها دائماً در هادرونها مقید هستند و با هیچ انرژی نمی‌توان کوآرک را از محیط هادرونی آن آزاد کرد.

از سوی دیگر، نتایج آزمایش‌های پراکندگی عمیق ناکشسان، خاصیت معمایی و بسیار متفاوت کوآرک‌ها را نشان می‌دهد، اگر کوآرک‌ها را در مسافت‌های خیلی کوتاه (با استفاده از پراکندگی کاوشگری غیر هادرونی نظیر الکترون یا نوترینو) آزمایش کنیم، درمی‌یابیم که کوآرک‌ها تقریباً آزادانه حرکت می‌کنند و مانند این است که اصلاً مقید نیستند. در زبان کوآرک‌شناسان، این دو خاصیت را انقیاد فروسخ (محصور بودن کوآرک‌ها

جدول ۴۰۱۸ به‌ناهای e^+e^- درمزونهای $q\bar{q}$

ذره	ρ	ω	ϕ	ψ	τ
Γ_{ee} (برحسب keV)	0.8 ± 0.17	0.76 ± 0.10	0.61 ± 0.07	0.54 ± 0.05	0.30 ± 0.01
$(\sum Q_q)^2$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{18}$	$\frac{1}{9}$	$\frac{4}{9}$	$\frac{1}{9}$
$\Gamma_{ee}/(\sum Q_q)^2$	1.34 ± 0.16	1.37 ± 0.13	1.18 ± 0.09	1.08 ± 0.05	1.17 ± 0.05



شکل ۳۵۰۱۸ نسبت تولید هادرون به تولید موئون، R ، در نابودی e^+e^- (الف) در ناحیه پایینتر از تشدیدهای T ، مقادیر اندازه‌گیری شده دال بر وجود چهار کوارک اند. (ب) در بالای آستانه $b\bar{b}$ (تشدید T'')، مقدار R طبق انتظار به اندازه 3.67 ± 0.06 بالا می‌رود، داده‌های نشان داده شده هنوز به‌نجار نشده‌اند، اما افزایش R مشهود است. (ج) هیچ مدرکی دال بر افزایش R که متناظر با بالا رفتن آستانه تا 3.58 GeV است وجود ندارد، این بدان معنی است که جرم کوارک سرحد اقل 1.8 GeV است.

در نواحی به اندازه هادرونها که انرژیهای زیاد یا نامحدودی برای آزاد کردن آنها و رساندن آنها به فواصل بزرگتر لازم است) و آزادی جانبی (حرکت آزاد در فواصل کوتاه) می نامند. هر نظریه موفق برهم کنشهای کوآرک باید قادر باشد که این خواص به ظاهر متناقض را توصیف کند.

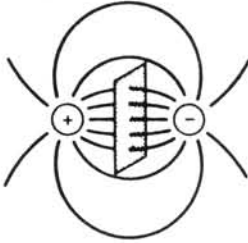
درست مشابه الکترو دینامیک کوانتومی (QED) یعنی نظریه کوانتومی میدان الکترومغناطیسی، کرومودینامیک کوانتومی (QCD) یا نظریه کوانتومی میدان رنگها را داریم. ما به جزئیات ریاضی این نظریه بسیار مجرد وارد نمی شویم، اما به بعضی مشخصات برجسته آن در مقایسه با QED اشاره می کنیم.

در نظریه QED، بارهای الکتریکی از طریق میدانهای الکترومغناطیسی که در اثر تبادل فوتونهای مجازی یا حقیقی انتشار می یابند، برهم کنش می کنند. در نظریه QCD، کوآرکها از طریق تبادل گلوئون برهم کنش می کنند. همان طور که فوتونها حاملین میدان الکترومغناطیسی هستند، گلوئونها هم حاملین میدان قوی رنگها هستند. آنچه این دو نظریه را از این چنین متفاوت می سازد این است که خود فوتونها دارای بار الکتریکی نیستند و بنا بر این تحت تأثیر میدان الکتریکی قرار نمی گیرند؛ اما در مقابل، گلوئونها حامل رنگ خالص هستند و بنا بر این مستقیماً با کوآرکها برهم کنش می کنند. یعنی، یک کوآرک می تواند یک گلوئون گسیل کند و سپس با آن برهم کنش و گلوئونهای اضافی تولید کند؛ اما یک فوتون نمی تواند با بارهای نزدیک به خود تبادل فوتون کند. این خاصیت گلوئونها موجب می شود که پیچیدگی ریاضی QCD به میزان قابل ملاحظه ای برسد.

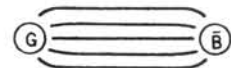
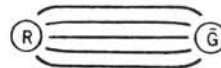
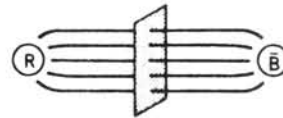
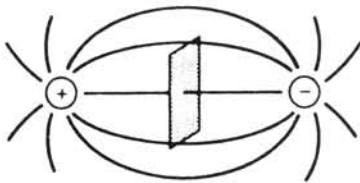
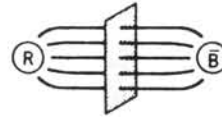
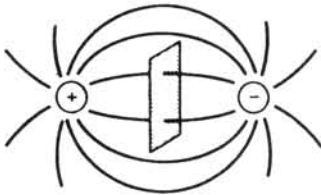
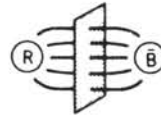
گسیل گلوئونهای رنگی نشانه ای از عملکرد آزادی جانبی است. الکترونی که فوتونهای مجازی گسیل می کند همچنان به صورت الکترونی با بار e — باقی می ماند، اما یک کوآرک که گلوئونی مجازی گسیل می کند باید بارنگ خود را تغییر دهد. بنا بر این بار رنگی کوآرک روی کره ای به شعاع مرتبه بزرگی یک هادرون (۵ دره تا ۱ fm) پخش می شود. اگر کوآرک دیگری در آن کره نفوذ کند، این میدان رنگی «ناخالص» به یک برهم کنش کوآرک-کوآرک بسیار کاهش یافته منجر می شود. اگر برهم کنشهای کوآرک را روی یک شعاع کوچک در مقایسه با ۱ fm در نظر بگیریم، تنها کسر کوچکی از بار رنگی آن مشاهده می شود، و به نظر می آید که قید آن بسیار ضعیف و تقریباً آزاد است.

طرز رفتار برهم کنشهای کوآرک با افزایش فاصله را می توان با مقایسه با QED توجیه کرد. شکل ۳۶.۱۸ اختلاف بین میدان الکتریکی دوبار و میدان رنگی دو کوآرک را نشان می دهد. چگالی خطوط میدان الکتریکی گذرنده از هر سطح با میدان الکتریکی در آن نقطه متناسب است؛ بنابراین با افزایش فاصله بارها، چگالی خطوط میدان و میدان الکتریکی بین بارها کاهش می یابد. با در نظر گرفتن خطوط میدان الکتریکی به عنوان نمایش تبادل فوتونهای مجازی بین بارها، فوراً مشخص می شود که چرا خطوط میدان QCD رفتاری متفاوت دارند- فوتونهای تبادل شده برهم کنش نمی کنند، در حالی که گلوئونهای تبدالی برهم کنش می کنند. در نتیجه برهم کنش گلوئون-گلوئون، خطوط میدان رنگ در یک لوله باریک جمع می شوند. با افزایش فاصله، نیرو (که مجدداً به صورت چگالی خطوط میدان

میدان الکتریکی



میدان رنگی



شکل ۳۶.۱۸ با افزایش فاصله بین دو بار نقطه‌ای، میدان الکتریکی (مطابق چگالی خطوط میدان الکتریکی گذرنده از واحد سطح) کاهش می‌یابد. میدان رنگی با افزایش فاصله، ثابت می‌ماند. سرانجام، تلاش برای جدا کردن کوارکها و ایجاد فواصل به اندازه کافی بزرگ، منجر به تولید یک زوج جدید $q\bar{q}$ می‌شود.

گذرنده از یک سطح نمایش داده می‌شود) تقریباً ثابت می‌ماند، همچنانکه سعی می‌کنیم جدایی را به فواصل بزرگ برسانیم، کار انجام شده از آستانه تولید یک زوج $q\bar{q}$ تجاوز می‌کند و به حدی می‌رسد که منجر به تشکیل یک مزون می‌شود. بنا بر این با صرف انرژی برای یک هسته، به منظور آزاد کردن کوارک، انتظار می‌رود مزونهای جدیدی خلق شوند و این دقیقاً همان پدیده‌ای است که مشاهده می‌شود.

با این مدل ساده می‌توان محاسباتی تقریبی از طیف برانگیختگی زوجهای کوارک-پادکوارک، مانند آنچه در مورد ذرات ψ یا Υ به دست می‌آید، انجام داد. اگر نیرو تقریباً ثابت باشد، آنگاه پتانسیل به صورت خطی بر حسب فاصله جدایی به صورت $V(r) = kr - V_0$ تغییر می‌کنند. ما می‌توانیم بخش شعاعی معادله شرودینگر را برای این پتانسیل (بافرض حالت‌های s) به صورت زیر در نظر بگیریم

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u}{dr^2} + [kr - V_0]u(r) = Eu(r) \quad (30.18)$$

جواب این معادله دیفرانسیل به صورت تابع ایری است، و انرژیها را از جداول ریاضی صفرهای تابع ایری با استفاده از مقادیر a_n ($a_1 = -2.3381$)، $a_2 = -4.0879$ ، $a_3 = -5.5206$ ، $a_4 = -6.7867$ ، $a_5 = 7.9441$ ، ... به دست می‌آوریم

$$E_n = |a_n| \left(\frac{k^2 \hbar^2}{2m} \right)^{1/2} - V_0. \quad (31.18)$$

طیف انتظاری حالت‌های s در شکل ۳۷.۱۸ نمایش داده شده و با ترازهای متناظر ψ و Υ مقایسه شده است. سازگاری بین این دو آنقدر خوب است که می‌توان اعتبار نظریه را قابل توجیه دانست.

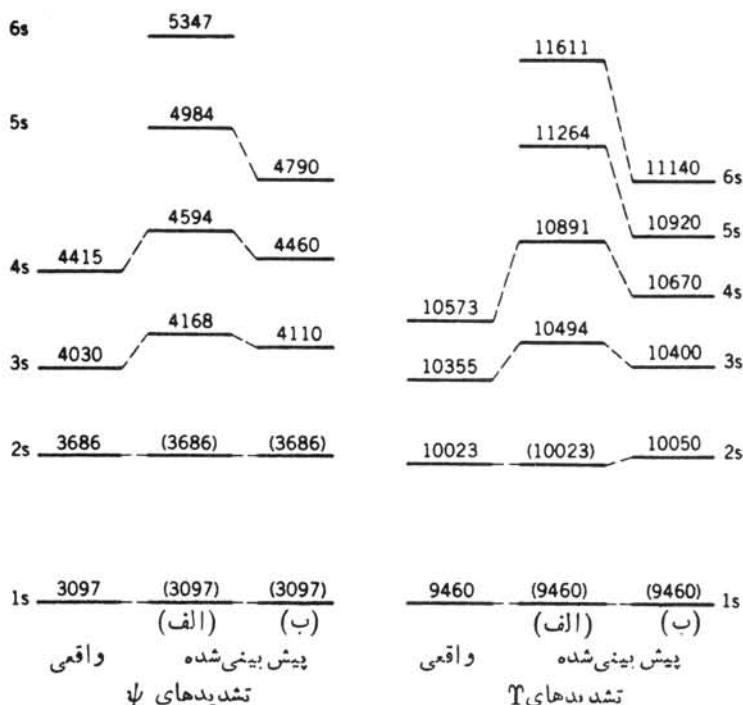
جرم کوارکها به خودی خود در هیچ محاسبه QCD ظاهر نمی‌شود؛ در واقع اگر کوارکها همیشه در حصار و مقید باشند، معنایی ندارد که از جرم سکون یک کوارک آزاد صحبت شود. در عوض، می‌توانیم جرم مؤثر کوارک را در زمانی که در یک هادرون است بیابیم؛ این جرم معمولاً به عنوان جرم کوارک سازنده شناخته می‌شود. ساده‌ترین موارد عبارت‌اند از $\bar{b}b$ ، $\bar{c}c$ ، و $\bar{s}s = \phi$ که از روی آنها می‌توان تقریبهای زیر را به دست آورد

$$m_{bc} \simeq \frac{1}{2} m_{\Upsilon} c^2 \simeq 4.7 \text{ GeV}$$

$$m_{cc} \simeq \frac{1}{2} m_{\psi} c^2 \simeq 1.5 \text{ GeV}$$

$$m_{sc} \simeq \frac{1}{2} m_{\phi} c^2 \simeq 500 \text{ MeV}$$

برای کوارکهای u و d، هیچ حالت خالص $u\bar{u}$ یا $d\bar{d}$ وجود ندارد، اگر چه در تشابه با مقادیر بالا می‌توانیم $1/2 m_{\omega} c^2$ یا $1/2 m_{\rho} c^2$ را در نظر بگیریم، زیرا ρ^0 و ω ترکیباتی از $u\bar{u}$ و $d\bar{d}$ هستند. از این طریق، با فرض مساوی بودن جرم کوارکهای u و d، مقدار 380 MeV را برای u و d به دست می‌آوریم. انرژی جرمی پروتون و نوترون فقط 1 MeV با هم اختلاف دارند و از نظر کوارکی اختلافشان در جانشینی u به جای d است



شکل ۳۷.۱۸ انرژیهای محاسبه شده حالت‌های $q\bar{q}$ در مدل‌های پتانسیل ساده. انرژیهای پیش‌بینی شده با استفاده از (الف) $V(r) = kr - V_0$ و (ب) $V(r) = kr - b/r$ محاسبه شده‌اند. پتانسیل اول اندکی ساده‌تر حل می‌شود، اما دومی بر آورد بهتری از انرژیهای اندازه‌گیری شده ψ و T به دست می‌دهد. مقادیر داخل پرانتز، داده‌های وارد شده به مدلها هستند که برای تعیین پارامترها (k, V_0, b) به کار می‌روند.

که به این ترتیب شاهد خوبی برای برقراری رابطه $m_u = m_d$ در دست داریم. در واقع، تقریبی دیگر برای کوارکهای u و d می‌تواند $\approx 310 \text{ MeV} \approx \frac{1}{3} m_n c^2$ باشد. بنابراین تخمین زیر عاقلانه به نظر می‌رسد

$$m_u c^2 \approx m_d c^2 \approx 350 \text{ MeV}$$

برای آزمودن این تخمین، انتظار داریم که جرم $\Lambda(uds)$ از جرم نوکلئون به اندازه $150 \text{ MeV} = m_s c^2 - m_u c^2$ بیشتر باشد. اختلاف مشاهده شده 170 MeV است که سازگاری آن با برآورد تقریبی از آنچه انتظار می‌رفت بهتر است. پایینترین حالت‌های مزونهای افسونگر نیز، با $D(c\bar{u})$ در 1870 MeV (مقدار تخمینی 1850 MeV) و $F(c\bar{s})$ در 1971 MeV (مقدار تخمینی 2000 MeV)، کاملاً با این برآوردها سازگارند. گشاورهای مغناطیسی باریونها، درستی این جرمهای مؤثر را تأیید می‌کنند. اگر

کوارکها را به عنوان ذرات دیراک با اسپین ۱/۲ در نظر بگیریم، آنگاه گشتاورهای مغناطیسی کوارک چنین اند

$$\mu_q = \frac{Q_q \hbar}{2m_q} \quad (۳۲.۱۸)$$

ضریب g دیراک برابر $g_s = 2$ فرض شده است. از جفت شدگی برداری گشتاورهای مغناطیسی مختلف کوارکها با گشتاورهای باریونها حاصل می شود

$$\mu_p = \frac{4}{3} \mu_u - \frac{1}{3} \mu_d \quad (\text{الف } ۳۳.۱۸)$$

$$\mu_n = \frac{4}{3} \mu_d - \frac{1}{3} \mu_u \quad (\text{ب } ۳۳.۱۸)$$

$$\mu_\Lambda = \mu_s \quad (\text{ج } ۳۳.۱۸)$$

با حل این معادلات به طور همزمان، و با استفاده از گشتاورهای مغناطیسی مشاهده شده ($\mu_\Lambda = -0.61 \mu_N$, $\mu_n = -1.91 \mu_N$, $\mu_p = 2.79 \mu_N$) نتیجه می شود که $\mu_u = 1.85 \mu_N$ ، $\mu_d = 0.97 \mu_N$ ، $\mu_s = -0.61 \mu_N$ پرتون محاسبه می شود، به عنوان مثال به دست می آید

$$\mu_u = 1.85 \frac{e\hbar}{2m_p} = \frac{2}{3} \frac{e\hbar}{2m_u}$$

$$m_u = 0.36 m_p$$

یعنی $m_u c^2 = 340 \text{ MeV}$ می شود که با تخمین قبلی سازگار است. به طور مشابه، با استفاده از گشتاورهای مغناطیسی به دست می آید، $m_d c^2 = 340 \text{ MeV}$ و $m_s c^2 = 510 \text{ MeV}$ که با هم با تخمینهای قبلی سازگاری دارد. با قبول این مقادیر سه گشتاور مغناطیسی، می توانیم گشتاورهای مغناطیسی باریونهای سنگینتر با اسپین ۱/۲ (Σ و Ξ) را محاسبه کنیم، که بین مقادیر اندازه گیری شده و محاسبه شده سازگاری خوبی به دست می آید. اگر فرض کنیم $m_u = m_d$ باشد، از معادله (۳۲.۱۸) معلوم می شود که $\mu_u = -2\mu_d$ است و از ترکیب معادله (الف و ب) نتیجه $\mu_p/\mu_n = -1.85$ به دست می آید. نسبت اندازه گیری شده برابر $1.46 -$ است. بنابراین، مدل کوارکی با گشتاورهای مغناطیسی باریونی، بدون آنکه به ابرهای مزونی یا هر گونه ساختار مصنوعی در باریونها متوسل شویم، سازگاری بسیار خوبی نشان می دهد.

تلاش زیادی برای کشف کوارکهای آزاد صورت گرفته است، از خردده پاشیهای برخوردی بسیار پر انرژی پرتوهای کیهانی (که ممکن است انرژی کافی برای آزادسازی

يك كوارك قویاً مقید داشته باشد) گرفته تا رسوبهای اقیانوسی و مواد خاکی دیگر مورد جستجو قرار گرفته‌اند تا آنکه کوارکهای پرتوکیهانی را که در «اتمهای کوارکی» باید انبار شده‌اند و یا کوارکهایی را که در جهان اولیه به دنبال مهپانگ تشکیل شده‌اند، ببینند. جالبترین نتیجه‌ای که تاکنون به دست آمده بر اساس گزارش آزمایشهای ویلیام فیربنک استوار است. این آزمایشها به نوعی تکرار آزمایش قطره روغنی میلیکان است که در آنها از کره‌های ابررسانای نیوبیم استفاده شده که با روش مغناطیسی معلق شده‌اند. تعدادی از کره‌ها بارهایی سازگار با بار کسری $e(1/3)$ نشان دادند، و وقتی بخواهیم این نتیجه را با حضور کوارک آزاد روی کره توجیه کنیم، می‌بینیم چگالی حاصل از کوارکهای آزاد در ماده‌خاکی باید بسیار بزرگتر از حد بالای به دست آمده از مطالعات دیگر باشد. دلیل این مغایرت هنوز روشن نیست، اما وجود کوارکهای آزاد تأثیر حیاتی برای موفقیت مدل ندارد؛ اکتشاف يك كوارك آزاد، نظرم‌ان را در مورد مقید بودن کوارکها قدری تغییر می‌دهد اما در کل نظریه تأثیری مصیبت بار نخواهد داشت.

البته، لزوم اینکه تمام ذرات مشاهده شده حامل هیچگونه رنگ خالص نباشند، وجود کوارکها و گلوئونهای منزوی را ممنوع می‌شمارد، اما این الزام فرضی اساسی برای نظریه نیست بلکه فقط خلاصه‌ای از یافته‌های تجربی کنونی ماست. توجه به این نکته جالب است که در حالی که وجود يك گلوئون آزاد ممنوع است، وجود مجموعه‌ای از دو یا چند گلوئون که حامل هیچگونه رنگ خالص نباشد مجاز است و چنین مجموعه‌ای ممکن است وجود داشته باشد. شواهد دال بر وجود این ذرات که «گلوبال» نامیده می‌شود، ممکن است در برخورد های انرژی بالا یافت.

۸.۱۸ نظریه‌های وحدت بزرگ

توصیف ذرات بنیادی و برهم کنشهای آنها بر اساس نظریه‌هایی که تاکنون در این فصل بیان شده، کاملاً در تحلیل نتایج تعداد زیادی از آزمایشها موفق بوده است. اما هنوز سؤالاتی مطرح می‌شوند که نظریه پایه جوابگوی آنها نیست: لپتونها و کوارکها هر دو ظاهراً در تولید چندین نسل (احتمالاً سه نسل) دوتایی شرکت می‌کنند، به طوری که همه ذرات اسپین $1/2$ دارند

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

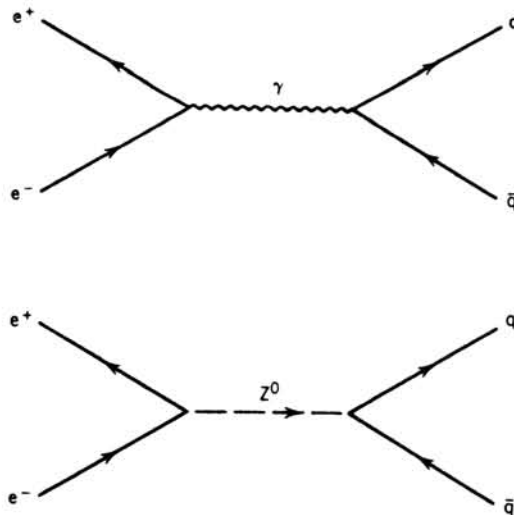
$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

۱. برای توصیف آزمایش به مقاله زیر مراجعه کنید:

آیا این تنها يك انطباق تصادفی است و یا تظاهراتی از نظریهٔ اساسیتر است؟ برهم کنشهای ضعیف والکترومغناطیسی توسط نظریهٔ الکتروضعیف وحدت یافته اند. آیا ممکن است که هر سه نوع برهم کنشهای ذره ای (ضعیف، الکترومغناطیسی، و قوی) را در يك چارچوب نظری منفرد وحدت ببخشیم؟

هر چه به انرژیهای بالاتر می رویم، برهم کنشهای ذرات به جای آنکه پیچیده تر شوند ساده تر می شوند. مثلا، نتیجهٔ برخوردهای پوزیترون-الکترون را که در شکل ۳۸.۱۸ به صورت ساده ای نشان داده شده در نظر می گیریم. در انرژیهای کمتر از 100 GeV ، تولید Z^0 ممکن نیست و برهم کنش به طور خاص الکترومغناطیسی است. در انرژیهای بالاتر، برهم کنشها می توانند به واسطهٔ تبادل Z^0 انجام شوند. اگر قرار بود که الکترونها در انرژیهای فوق العاده زیاد، مثلا 10^6 GeV با هم برخورد کنند، تبادل يك فوتون 10^6 GeV کاملا مشابه تبادل يك Z^0 با انرژی 10^6 GeV می شد، و تعداد آزمایشهایی که بتوانند این دو را از یکدیگر تمیز دهند بسیار کم می شد. مسئلهٔ نهایی وحدت بزرگ این است که آیا چنین اثری برای گلوئونها نیز رخ می دهد یا نه. در صورتی که جواب مثبت باشد، برهم کنش قوی نیز فردیت خود را در انرژیهای بالا از دست می دهد و هر سه برهم کنش مشخصهٔ مشترکی خواهند داشت.

اگر بین این سه نیرو و در انرژیهای به اندازهٔ کافی بالا تقارنی وجود داشته باشد، چرا در مطالعاتی که در انرژیهای قابل دسترس در آزمایشگاهها با استفاده از شتابدهنده ها انجام می شود، متفاوت به نظر می رسند؟ برای پاسخ به این مطلب، از مفهوم شکست خود به خودی تقارن کمک می گیریم - هر چه از انرژی وحدت (هر چه باشد) پایینتر می رویم، تقارن

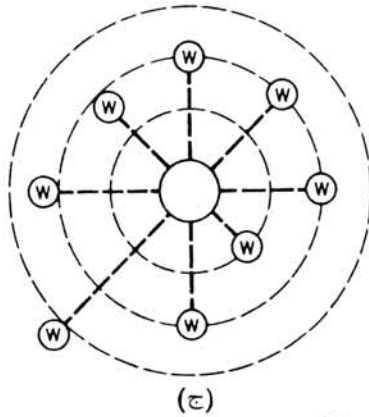
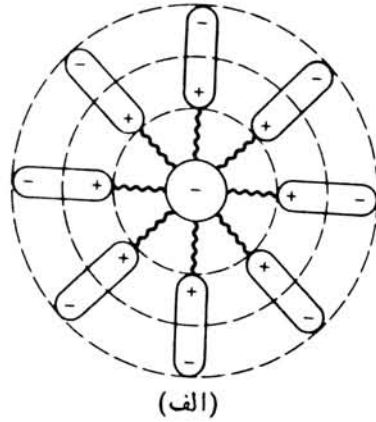
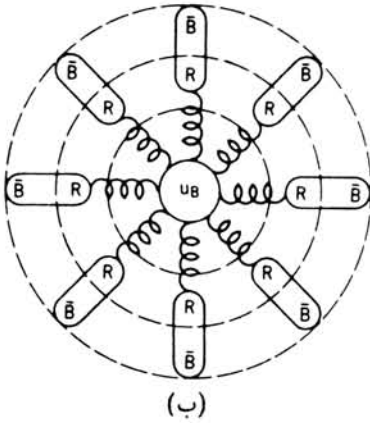


شکل ۳۸.۱۸ در انرژیهای بسیار بالا، محصولات نابودی e^+e^- از طریق فوتونها مشابه محصولات نابودی e^+e^- از طریق پوزونهای برداری است.

برهم کنشها خود به خود شکسته می‌شود و آنها به صورت سه نیروی مجزای قابل تمایز به نظر می‌رسند. یکی از موارد مشابه این اثر، انجماد ماده داغ و تبدیل آن به صورت جسم جامد است. مجموعه‌ای از اتمهای گازی آهن به صورت اتفاقی (از طریق برخورد) و بدون هیچ جهت ترجیحی یا هم برهم کنش می‌کنند؛ برهم کنشها دارای تقارن هندسی هستند. وقتی که این اتمها را سرد می‌کنیم و به آنها اجازه می‌دهیم که به آهن جامد تبدیل شوند، بلورهای مغناطیسی تشکیل خواهند شد که هر کدام از آنها يك زوج جداگانه قطب مغناطیسی (شمال و جنوب) دارند؛ جفت‌شدگی بین اتمها در حالت فرومغناطیسی، جهتی ترجیحی در فضا ایجاد می‌کند و تقارن هندسی خودبه‌خود شکسته می‌شود (یعنی بدون لزوم وارد کردن هر گونه قید خارجی در يك جهت ترجیحی). اثری مشابه ممکن است در جامداتسی رخ دهد که به صورت بلورهایی که دارای يك محور تقارن یگانه هستند منجمد شوند. مایعی که بلورها از آن تشکیل می‌شوند هیچگونه محور مرجع ترجیحی ندارد، ولی هر يك از بلورها يك شکل نامتقارن به دست می‌آورد. در هر دو مورد، دینامیک درونی سیستم موجب شکست خودبه‌خود تقارن هندسی می‌شود، چرا که سیستم سعی می‌کند که در پایینترین انرژی به حالت تعادل برسد.

اگر این تشابه واقعاً حقیقی باشد و اگر تقارن برهم کنش وحدت یافته بزرگ به طور خود به خود در انرژیهای آزمایشگاهی ضعیف ما، به صورت جفت‌شدگیهای ضعیف و قوی، الکترومغناطیسی شکسته شود، ممکن است بررسی که در چه انرژی وحدت اتفاق می‌افتد. چون کاشگرهای انرژی بالا نیز کاشگرهای فاصله کوتاه هستند، این سؤال مترادف با مطالعه برهم کنشهای اساسی در فواصل کوچک است. برهم کنشهای اساسی بار الکترونیکی را که در شکل ۳۹.۱۸ (الف) نمایش داده شده است در نظر بگیرید. حتی در غیاب ماده دیگر (در خلأ کامل)، میدان الکترونیکی شدید در فواصل کوتاه می‌تواند زوجهای e^+e^- (مجازی) به وجود آورد که بار اصلی توسط آنها محاصره می‌شود. این زوجها توسط فوتونهای مجازی خلق می‌شوند که گسیل آنها بر بار اصلی اثر نمی‌گذارد؛ و نتیجتاً عضو مثبت زوج مجازی به سوی بار منفی مرکزی جذب می‌شود. چیزی که ما به عنوان بار الکترون در نظر می‌گیریم، حقیقتاً محصول تعداد زیادی از این فرایندهاست (در واقع، تعداد نامحدودی از آنها)، اما ما تقریباً همواره بار را در فواصل بزرگ مطالعه می‌کنیم، یعنی با اثر خالص بار (ثابت) e یا به عبارت دیگر با ثابت جفت‌شدگی بدون بعد $\alpha = e^2 / 4\pi\epsilon_0 \hbar c$ رویه‌رومی شویم. اما اگر در فواصل بسیار کوتاه آزمایش کنیم، ثابت جفت‌شدگی الکترومغناطیسی افزایش خواهد یافت زیرا در این صورت از ابر ذرات مجازی مثبتی که الکترون «واقعی» را پوشانده است نفوذ می‌کنیم. بنابراین انتظار داریم که در انرژیهای بالاتر قوت برهم کنشهای الکترومغناطیسی افزایش یابد.

برهم کنش قوی، رفتاری متفاوت دارد. يك کوارک اساسی سرخ u را که با علامت u_R در شکل ۳۹.۱۸ (ب) نشان داده شده است در نظر بگیرید. این کوارک می‌تواند گلوئونهای مجازی رنگی مختلفی نظیر $\bar{R}\bar{B}$ یا $R\bar{G}$ گسیل کند؛ برای راحتی فقط $\bar{R}\bar{B}$ نمایش داده شده است. زمانی که u_R يك گلوئون $\bar{R}\bar{B}$ گسیل می‌کند، يك کوارک u_B خواهد شد:



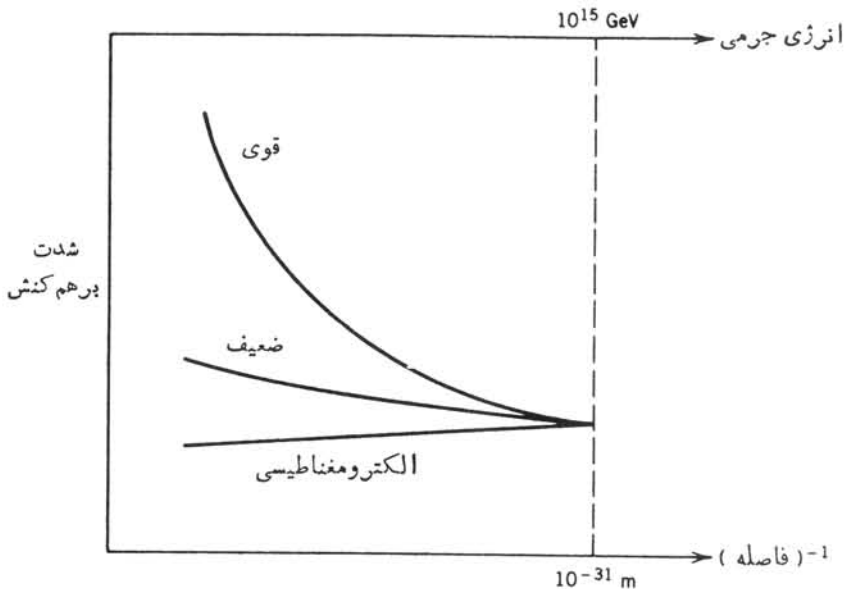
شکل ۳۹.۱۸ (الف) در نتیجه گسیل فوتون مجازی، الکترون توسط زوجهای e^+e^- محاصره شده است. در فواصل کوتاه، نیروی الکتریکی وارد باریک‌بار آزمون افزایش خواهد یافت. (ب) یک کوارک سرخ که گلوئونهای مجازی رنگی $R\bar{B}$ گسیل می‌کند، پارسرخ خود را در حجم بزرگی از فضا پخش می‌کند و در نتیجه نیروی سرخ وارد باریک‌بار آزمون در فواصل کوچک کاهش می‌یابد. (ج) یک الکترون پوزونهای مجازی W گسیل می‌کند و در عمل با پخش برهم‌کنش ضعیف، نیروی ضعیف وارد باریک‌بار آزمون را در فواصل کوتاه کاهش می‌دهد.

$u_R \rightarrow u_B + \bar{R}$ و به این ترتیب است که بار رنگی برهم‌کنش پایسته می‌ماند. برهم‌کنشهای قوی کوارک u_R توسط میدان رنگ آن مشخص می‌شود، یعنی توسط توزیع فضایی «سرخ» آن که روی جرمی که مشخصه آن بردگلوئونهای مجازی است پخش شده است. به این ترتیب، برهم‌کنشهای قوی با کاهش فاصله، کاهش می‌یابند. (اختلاف بین برهم‌کنشهای الکترومغناطیسی و قوی از اینجا ناشی می‌شود که فوتون، حامل هیچ بار الکتریکی نیست در حالی که گلوئون حامل بار قوی، یعنی رنگ است.)

برهم کنش ضعیف هم مانند برهم کنش قوی در فواصل کوتاه کاهش می‌یابد. ما می‌توانیم يك الکترون را به صورتی در نظر بگیریم که با ابری از ذرات برهم کنش کننده ضعیف ($e^- \rightarrow W^- + \nu$, $e^- \rightarrow e^- + Z^0$) احاطه شده است که در این صورت برهم کنش ضعیف در عمل «ناخالص» خواهد بود. این اثر کاملاً به شدت بار رنگی نیست، ولی شدت برهم کنش ضعیف در فواصل کوچک (انرژی بالا) کاهش می‌یابد.

آهننگ واقعی تغییر برهم کنشها که برحسب فاصله یا انرژی محاسبه شده در شکل ۴۰.۱۸ نمایش داده شده است. معلوم شده است که افزایش شدت برهم کنش الکترومغناطیسی و کاهش شدت برهم کنشهای ضعیف و قوی این سه برهم کنش را در مقیاس فاصله حدود $10^{-31} m = 10^{-16} fm$ به هم نزدیک می‌کند. اگر در این فاصله، برهم کنشها توسط ذره تبدلی X صورت گیرند، برای آنکه مقدار برد $10^{-16} fm$ باشد، باید انرژی جرمی این ذره از مرتبه $10^{15} GeV$ باشد. در این صورت، ممکن است انتظار داشته باشیم که در انرژی $10^{15} GeV$ ، که متأسفانه از توانایی بزرگترین شتابدهنده‌هایی که تا کنون ساخته شده و یا حتی در نظر گرفته شده است تجاوز می‌کند، شاهد وحدت نیروها باشیم (بزرگترین انرژی که تا کنون مطرح شده است $10^4 GeV$ بوده است).

با وجود این، نتایجی قابل مشاهده و قابل محاسبه از نظریه‌های وحدت بزرگ (GUT) در دست است. اولین نتیجه این است که توسط آنها می‌توان دامنه اختلاط رادربهم کنشهای الکتروضعیف (که فقط به عنوان پارامتری از نظریه الکتروضعیف به شمار می‌رفت، اما اکنون

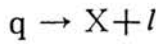


شکل ۴۰.۱۸ تغییرات شدت برهم کنشها برحسب فاصله، برهم کنشهای بنیادی را در فاصله‌ای در حدود $10^{-31} m$ به هم نزدیک می‌کند.

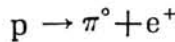
در GUT مستقیماً به صورت تابعی از m_X قابل محاسبه است) محاسبه کرد. مقدار بدست آمده، یعنی $\sin^2 \theta_W = 0.22$ ، کاملاً با مقدار اندازه گیری شده در برهم کنشهای نوترینو سازگاری دارد (به یاد آورید که $\cos \theta_W = m_{Z^0} / m_{W^\pm}$).

همچنین GUT می تواند ارتباط جرمی درون یک نسل را محاسبه کند؛ به عنوان مثال، نسبت جرمهای لپتون τ و کوارک b در حدود ۱:۳ محاسبه شده است که با جرمهای مشاهده شده بخوبی سازگار است.

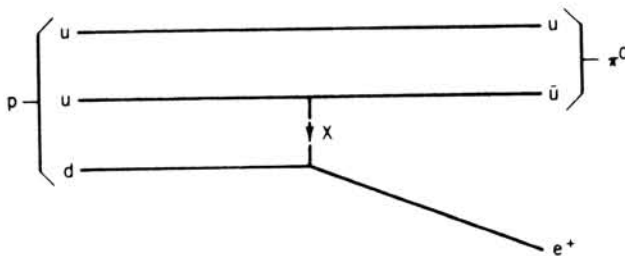
شاید بارزترین مشخصه GUT، جفت شدگی مستقیم لپتونها و کوارکهاست؛ یعنی در مقیاس انرژی 10^{15} GeV ، لپتونها و کوارکها معادل می شوند. در این صورت ممکن است کوارک در اثر گسیل یک ذره X به صورت لپتون در آید



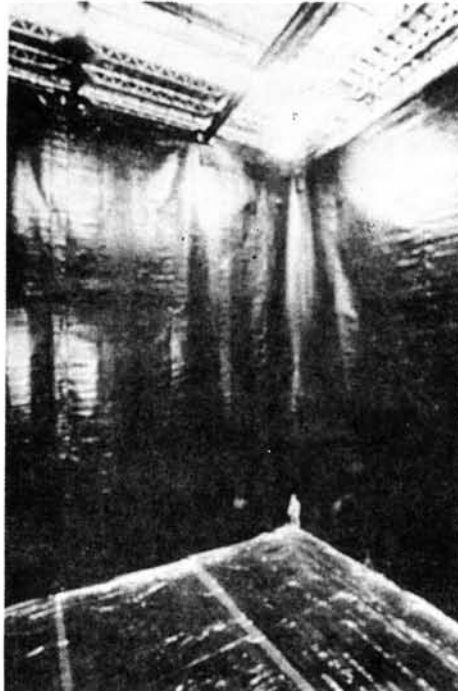
که در آن q را برای کوارک و l را برای لپتون به کار برده ایم. بنا به این نظریه، برای یک پروتون باید ممکن باشد که بنا به نموداری که در شکل ۴۱.۱۸ آمده است، به صورت زیر واپاشیده شود



طول عمری که برای این فرایند تخمین زده شده، از مرتبه 10^{31} سال است (مطابق با شکل محتوی آب که طول ضلع آن 20 m باشد، حاوی 3×10^{23} پروتون است و بنا بر این انتظار داریم که اگر طول عمر برابر 10^{31} سال باشد، تقریباً یک واپاشی در روز در این ظرف دیده شود. آزمایشهای زیادی در جریان هستند (شکل ۴۲.۱۸) که مدرکی برای واپاشی پروتون به دست دهند. تا کنون، هیچ رویدادی آشکار سازی نشده است، این مسئله چنین تفسیری می شود که طول عمر ممکن است بزرگتر از 10^{32} سال باشد؛ به این ترتیب GUT، در توجیه این پدیده با مشکلاتی مواجه می شود. خصوصاً اگر طول عمر از مرتبه 10^{32} سال یا بیشتر باشد (و بنا بر این احتمالاً در هر آزمایشی که در مقیاسی عملی انجام شود، غیر قابل مشاهده خواهد بود)، نظریه های وحدت فعلی با محاسبات m_X که بر اساس زاویه اختلاط الکترو-



شکل ۴۱.۱۸ واپاشی پروتون به $\pi^0 + e^+$ از طریق گسیل یک ذره X .



شکل ۴۲.۱۸ يك اتاقك زیرزمینی با پوشش پلاستیک، قبل از آنکه با آب یرشود؛ به کارگری که در گوشه ایستاده است توجه کنید. این اتاقك ۱۰۰۰۰ تن آب را در برمی گیرد که متناظر با $10^{23} \times 25$ نوکلئون است. سطح آب با 2048 لامپ تکثیرکن فوتونی پوشیده شده است تا نور (تایش چرنکوف) گسیل شده از ذرات پاردار سریع را که ممکن است از واپاشی پروتون حاصل شود، آشکارسازی کنند. این آزمایش توسط گروهی از دانشکاه کالیفرنیا دانشکاه میشیگان، و آزمایشگاه ملی بروکهاون انجام می شود.

ضعیف به دست آمده است، ناسازگار خواهند بود.

این مطالب پیشرفتهای هیجان انگیز تاریخ فیزیک ذرات را نشان می دهند؛ در واقع، برخی از برجستگان فیزیک نظری معتقدند که ما در حال نزدیک شدن به شناخت نهایی فیزیک ذرات هستیم و تولید نسل جدید شتابدهنده‌ها (20 TeV SSC) هیچ نتیجه جالب یا جدیدی به دست نخواهد داد. با این بحث، با توجه به قیود کیهان‌شناسی (فصل ۱۹)، تعداد نسلهای کوآرک و لپتون روی عدد سه ثابت می ماند، و در نتیجه اگر کوآرک t در انرژی 40 GeV مورد تأیید قرار گیرد، با استفاده از شتابدهنده‌های فعلی می توان طیف حالت‌های $t\bar{t}$ و ماهیت کوآرک t را روشن کرد. به این ترتیب ممکن است که «بیا بان» وسیعی در پیش رو داشته باشیم که در آن هیچ خاصیت جدیدی در انرژیهای بین 100 و 10^{15} GeV دیده نشود. از سوی دیگر، اظهار نظرهایی در جریان بوده است که کوآرکها و لپتونها ذرات بنیادی نیستند بلکه

زیر ساختارهایی دارند که ممکن است در فواصل کمتر از $10^{-18}m$ (برای انرژیهای بیشتر از $100 GeV$) ظاهر شوند. به این ترتیب، نسل آینده شتابدهنده‌های TeV ممکن است قادر به انجام آزمایشهایی باشد که بتوانند طیف‌نمایی کامل جدیدی از ذرات بنیادی ارائه دهند.

مراجع مطالعات تکمیلی

مراجع فیزیک ذرات بنیادی به دو گروه ریاضی تقسیم می‌شود: توصیفی (غیر ریاضی) و پیشرفته؛ چون فیزیک ذرات را نمی‌توان با فیزیک کوانتومی نانبسیستی تحلیل کرد، هیچ مطالعه سطح متوسطی ممکن نیست، و بررسی ریاضی کامل از سطح این کتاب خارج است. مطالب توصیفی ابتدایی برای فراهم کردن زمینه جهت مطالعات پیشرفته‌تر مفید هستند. مرجع زیر، هم به دلیل کامل بودن و هم به دلیل معرفی ریاضیات کافی برای خواننده پیشرفته با ارزش است.

J. E. Dodd, *The Ideas of Particle Physics* (Cambridge: Cambridge University Press, 1984).

کتاب زیر، اثر مقدماتی دیگری است که به دلیل ظرافت توصیف‌های غیر ریاضی مفاهیم فیزیک ذرات جدید با ارزش است

J. C. Polkinghorne, *The Particle Play* (Oxford: Freeman, 1981),

دو مرجع زیر هم کتابهایی توصیفی هستند که مطالب آنها مدل کوآرک را نیز شامل می‌شود.

B. Mc Cusker, *The Quest for Quarks* (Cambridge: Cambridge University Press, 1983) and H. Fritzsch, *Quarks: The Stuff of Matter* (New York: Basic Books, 1983).

تاریخ فیزیک ذرات نیز در حد خود یک مطالعه جذاب است. دو مرجع زیر در مورد تاریخ اخیر فیزیک ذرات بحث می‌کنند.

The Birth of Particle Physics, edited by L. Brown and L. Hoddeson (Cambridge: Cambridge University Press, 1983).

A. Pickering, *Constructing Quarks: A Sociological History of Particle Physics* (Chicago: University of Chicago Press, 1984.)

کتاب زیر شاهکاری است که دیدگاه‌های شخصی تاریخ اخیر اکتشافات اساسی فیزیک ذرات را مطرح می‌سازد.

R. P. Crease and C. C. Mann, *The Second Creation* (New York: Macmillan, 1986).

شاید بهترین منابع برای توصیف کارهای اخیر فیزیک ذرات، مقالات مجله

Scientific American باشند. نمونه‌هایی از این مقالات عبارت‌اند از

S. L. Glashow, "Quarks with Color and Flavor" (October 1975),

M. Jacob and P. Landshoff "The Inner Structure of the Proton" (Ma-

- rch 1980);
- H. Georgi, "A Unified Theory of Elementary Particles and Forces" (April 1981);
- S. Weinberg, "The Decay of the Proton" (June 1981);
- E. D. Bloom and G. J. Feldman, "Quarkonium" (May 1982).
- K. Ishikawa, "Glueballs" (November 1982);
- N. B. Mistry, R. A. Poling, and E. H. Thorndike, "Particles with Naked Beauty" (July 1983);
- C. Quigg, "Elementary Particles and Forces" (April 1985)
- J. M. LoSecco, F. Reines, and D. Sinclair, "The Search for Proton Decay" (June 1985).
- برای مطالعه جالبترین نظریه‌های بنیادی اخیر درباره ساختار اساسی ذرات بنیادی به مقالات زیر رجوع کنید.
- H. E. Haber and G. L. Kane, "Is Nature Supersymmetric?" (June 1986),
- M. B. Green, "Superstrings" (September 1986).
- تکنیکهای تجربی فیزیک ذرات اساساً باروشهای فیزیک هسته‌ای تفاوت دارند. برای مطالعه خلاصه‌ای جامع به کتاب زیر مراجعه کنید.
- R. C. Fernow, *Introduction to Experimental Particle Physics* (Cambridge: Cambridge University Press, 1986).
- کتابهای درسی و تک‌نگاریهای فیزیک ذرات از لحاظ ریاضی پیچیده و انتزاعی هستند. برخی از کتابهایی که تا حدودی یا عمدتاً درخور فهم خوانندگان این کتاب هستند عبارتند از:
- D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, 2nd ed. (Reading, MA: Addison-Wesley, 1982);
- E. Segrè, *Nuclei and Particles*, 2nd ed. (Reading, MA: Benjamin, 1977), Chapters 13–20;
- K. Gottfried and V. F. Weisskopf, *Concepts of Particle Physics*, Vols. 1 and 2 (Oxford: Oxford University Press, 1984 and 1986);
- H. Frauenfelder and E. M. Henley, *Subatomic Physics* (Englewood Cliffs, NJ, Prentice-Hall, 1974), Chapters 5–13.
- بعضی از کتابهای درسی پیشرفته فیزیک ذرات عبارتند از:
- D. C. Cheng and G.K. O'Neill, *Elementary Particle Physics* (Reading, MA: Addison-Wesley, 1979);
- E. D. Commins and P. H. Bucksbaum, *Weak Interactions of Leptons and Quarks* (Cambridge: Cambridge University Press, 1983);
- F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons* (New York: Wiley, 1984);
- L. B. Okun, *Leptons and Quarks* (Amsterdam: North-Holland, 1982).

مسائل

۱. برای فرایندهای زیر، نمودارهای فاینمن را رسم کنید.
 (الف) تبادل دو پیونونی بین Λ^0 و p (به عنوان مثال، شکل ۴.۱۸ را ببینید و مطمئن شوید که ذره را در حالت واسطه به درستی تشخیص می دهید)؛
 (ب) $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$

۲. انرژی جنبشی هر ذرهٔ محصول را در واکنشهای دو جسمی زیر (در چارچوب سکون ذرهٔ اولیه) پیدا کنید:

$$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^- \quad (\text{ج}) \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\text{الف})$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (\text{د}) \quad \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \quad (\text{ب})$$

۳. انرژی جنبشی بیشینه را برای هر ذرهٔ نهایی در واکنشهای زیر (چارچوب سکون ذره اولیه) بیابید.

$$K_L^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu \quad (\text{ج}) \quad \omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (\text{الف})$$

$$\psi \rightarrow \omega + K^0 + \bar{K}^0 \quad (\text{د}) \quad \Sigma^- \rightarrow n + \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (\text{ب})$$

۴. در واکنشهای زیر، انرژیهای جنبشی دو ذرهٔ خروجی را بیابید. در هر مورد، فرض کنید که ذرهٔ اولیه با تکانهٔ آزمایشگاهی مشخص بر ذرهٔ دومی که در حال سکون است برخورد می کند.

$$p_i = 1.2 \text{ GeV}/c, \quad K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+ \quad (\text{الف})$$

$$p_i = 2.2 \text{ GeV}/c, \quad \pi^- + p \rightarrow \rho^0 + n \quad (\text{ب})$$

۵. انرژی جنبشی آستانه را برای هر یک از واکنشهای زیر بیابید. فرض کنید که ذرهٔ اول بر ذرهٔ دوم که در حال سکون است برخورد می کند.

$$K^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+ \quad (\text{الف})$$

$$\bar{p} + p \rightarrow T \quad (\text{ب})$$

$$\pi^- + p \rightarrow \omega + n \quad (\text{ج})$$

۶. تحقیق کنید که آیا هر یک از واکنشها یا واکنشهای زیر قوانین اساسی پایستگی را نقض

می‌کنند یا خیر. در صورت نقض، در هر مورد ذکر کنید که کدام قانون نقض می‌شود. و فرایند از طریق چه برهم‌کنشی تحقق خواهد یافت (البته اگر تحقیقی در کار باشد).

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^0 + \pi^- \quad (\text{د}) \quad \pi^+ + p \rightarrow p + p + \bar{n} \quad (\text{الف})$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + \mu^- \quad (\text{ه}) \quad \Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (\text{ب})$$

$$\Lambda^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + n \quad (\text{و}) \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^- \quad (\text{ج})$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + K^- \quad (\text{ز}) \quad \pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \Sigma^0 \quad (\text{ر})$$

۷. محتوای کوارکی و آپاشیهای زیر را بررسی کنید.

$$\bar{\Xi}^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- \quad (\text{ج}) \quad \Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^- \quad (\text{الف})$$

$$\Lambda_c^+ \rightarrow p + \bar{K}^0 \quad (\text{د}) \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (\text{ب})$$

۸. محتوای کوارکی و اکشهای زیر را بررسی کنید.

$$K^- + p \rightarrow \bar{\Xi}^- + K^+ \quad (\text{ج}) \quad K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0 \quad (\text{الف})$$

$$\pi^- + n \rightarrow \Delta^- + \pi^0 \quad (\text{د}) \quad p + p \rightarrow p + \pi^+ + \Lambda^0 + K^0 \quad (\text{ب})$$

اختر فیزیک هسته‌ای

از دیدگاه متخصصان فیزیک هسته‌ای و ذرات بنیادی، جهان اولیه نمایانگر عالیترین شتاب‌دهنده ذرات است که در آن انرژی و چگالی ذرات بیشتر از آن چیزی است که می‌توانیم امیدوار باشیم با ساختن شتاب‌دهنده‌های مصنوعی به آن دست می‌یابیم. واکنشها با آهنگ و تنوع غیر قابل‌تصورى انجام گرفته‌اند، اما (شاید در کمال تعجب) با مطالعه محصولات نهایی واکنشها می‌توانیم در مورد جزئیات این واکنشها که روی زمین قابل اندازه‌گیری نیستند بررسی کنیم. مبنای درک این واکنشهای تکاملی، خصوصیات شناخته شده‌ای است که در آزمایشگاهها قابل اندازه‌گیری است. چیزی که در حال حاضر مدل استاندارد مهبانگ داغ کیهانشناسی گفته می‌شود یک چارچوب کلی است که بر پایه نظریه نسبیت عام، خواص هسته‌ای و ذرات که مستقیماً قابل اندازه‌گیری‌اند، برداشتهایی از مدل استاندارد ذرات بنیادی که در فصل ۱۸ مورد بحث واقع شد، و تعمیمهایی بر اساس فرضیات قابل قبول استوار است. داده‌های ورودی باید نتایجی به دست دهد که با مشاهدات توافق داشته باشد. ابتدایی‌ترین این مشاهدات، میزان نسبی ایزوتوپهای سبک‌گوناگون است که در آغاز دوران تشکیل عناصر تولید شده‌اند. فراوانیهای مورد مشاهده رامی‌توان به صورت قیدهایی روی فرایندهای اصلی دوران تشکیل به کار برد.

وظیفه بسیار دشوارتر، درک چگونگی تشکیل عناصر سنگینتر بعد از واکنشهای گداخت و گیراندازی نوترون در داخل ستاره‌هاست. این فرایندها نه تنها از لحاظ فیزیک هسته‌ای خیلی پیچیده‌اند (وامکان پیاده کردنشان در آزمایشگاهها بسیار سخت است) بلکه مکانیک و

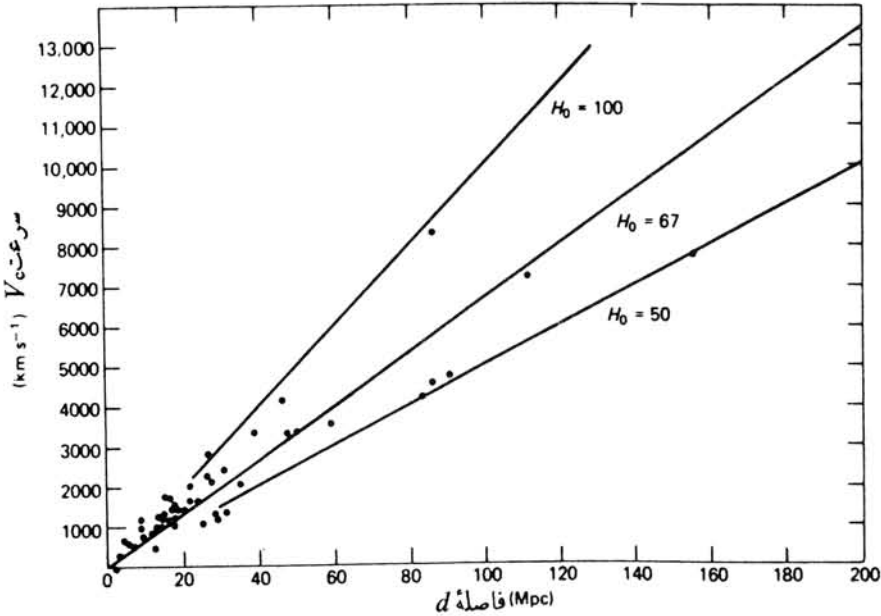
ترمودینامیک آنها نیز بسیار کم فهمیده شده است. در اینجا شواهد مشاهداتی از طریق مشاهدات اخترشناسی حاصل شده اند که فقط شامل تلسکوپهای اپتیکی معمولی نیست بلکه بتازگی از طیف سنجهای ذرات و پرتوگامای مستقر بر سفینه‌های فضایی نیز استفاده شده است. در این مورد هم واکنشها و واپاشیهای هسته‌ای مشاهده شده در آزمایشگاههای زمینی می‌توانند حدود اصلی مربوط به ماهیت و واکنشهای هسته‌ای ستاره‌ها و مدت آنها را مشخص کنند. ازدیدگاه ناظر زمینی تحول عالم را می‌توان به چهار مرحله تقسیم کرد: ساخت هسته‌ای اولیه و ایجاداتم، چگالش کهکشانها، ساخت هسته‌ای در ستاره‌ها، و تکامل منظومه شمسی، چیزی که به آن عمر جهان گفته می‌شود، مجموع دوره‌های زمانی این چهار تحول پیاپی است. اولین مرحله از زمان مهبانگ ($t = 0$) تا موقع تولید اتمهای پایدار هیدروژن و هلیم (به علاوه مقدار خیلی کمی از مواد دیگر) دوام داشته است. با اینکه عدم قطعیت فراوانی در مورد این عصر وجود دارد (ناشی از عدم قطعیت در مورد خواص بنیادی هسته‌ها و ذرات) ولی اثر کمی روی تخمین طول این دوره دارد، و از طرف دیگر طول این زمان (حدود 10^6 سال) آنقدر کوچک است که خطای ناشی از آن نسبتاً بی‌اهمیت است. چگالش کهکشانها تنها در اثر نیروی گرانش صورت می‌پذیرد و فیزیک هسته‌ای و ذرات بنیادی هیچ اثری روی این دوره که از 1 Gy تا 2 Gy (گیگاسال $= 10^9 \text{ y}$) تخمین زده می‌شود، ندارد. مرحله ساخت هسته‌ای ستاره‌ها دارای بیشترین عدم قطعیت است که شاید به حدود $\pm 2 \text{ Gy}$ بالغ می‌شود، اما خواهیم دید که نتایج مطالعات جدید و واکنشهای هسته‌ای سازگاری خوبی با استنباطهای مبتنی بر روشهای مستقل اخترشناسی پیدا کرده است. در پایان، دوران تکامل منظومه شمسی نیز بخوبی شناخته شده است و عدم قطعیت اندکی در آن وجود دارد.

۱۰۱۹ کیهان‌شناسی مهبانگ داغ

یکی از کشفیات مهم فیزیک قرن بیستم انبساط جهان است. این امر را دوین‌ها بل با توجه به مشاهدات زیادی که از خطوط جذبی طیف کهکشانهای دور دست در اختیار داشت، استنباط کرده است. ها بل کشف کرد که طیفها به سوی سرخ منتقل می‌شوند؛ یعنی خطوط جذب، در مقایسه با خطوط جذب منابع زمینی، به طرف انتهای طول موج بلند (سرخ) طیف مرئی نزدیکتر می‌شوند. این جا به جایی سرخ شبیه به اثر دوپلر در تابش الکترومغناطیسی است، و ها بل با توجه به میزان جا به جایی سرخ توانست سرعتهای عقب نشینی کهکشانها را نسبت به زمین به دست آورد. او که از طریق مشاهدات مستقل فاصله زمین تا کهکشانها را می‌دانست، یک رابطه خطی بین فاصله d و سرعت عقب نشینی کهکشان v به دست آورد

$$v = Hd \quad (10.19)$$

که در آن H را پارامتر ها بل می‌گویند. شکل ۱۰۱۹ رابطه خطی ها بل را نشان می‌دهد. در حال حاضر، بهترین مقدار برای پارامتر ها بل در حدود مقدار زیر است



شکل ۱۰۱۹ رابطه سرعت-فاصله برای گروه‌ها و خوشه‌های کهکشانی. خط راست رابطه هابل را نشان می‌دهد.

$$H = 67 \frac{\text{km/s}}{\text{Mpc}}$$

یک مگا پارسک (Mpc) برابر $10^6 \times 3.26$ سال نوری است. عدم قطعیت این مقدار بزرگ است و تا حدود $50 - 100 \text{ km/s/Mpc}$ می‌تواند تغییر کند.

طبق مدل فعلی این انبساط یک خاصیت عمومی جهان است ولی ممکن است به علت گرانش در طول زمان تغییر کند. عقب رفتن کهکشانها حاصل از گسترش عمومی جهان است، اما اگر جهان نامتناهی باشد ما نمی‌توانیم شعاع آن را تعریف کنیم. به جای آن ضریب مقیاس $R(t)$ تعریف می‌شود که وابستگی زمانی هر نوع طولی را به دست می‌دهد. به عنوان نمونه، فاصله بین کهکشانها متناسب با افزایش ضریب مقیاس زیاد می‌شود. پارامترها بل را بر حسب ضریب مقیاس می‌توان به صورت زیر نوشت

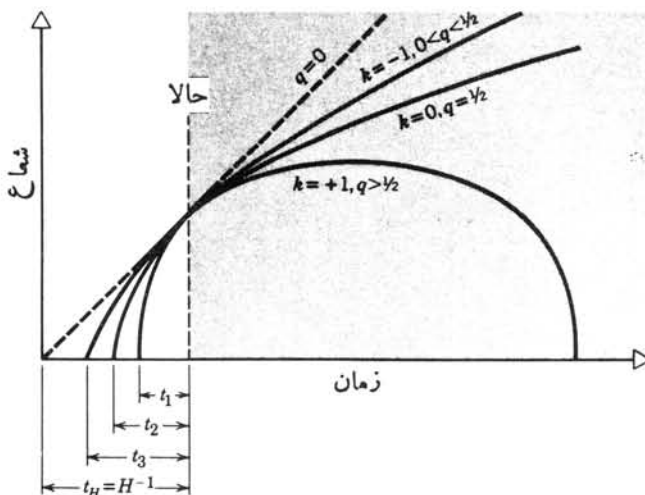
$$H = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} \quad (2.19)$$

اگر جهان با یک آهنگ ثابت گسترش یابد، در این صورت H ثابت است ولی جاذبه گرانش متقابل کهکشانها باعث می‌شود که سرعت عقب نشینی کاهش یابد و در نتیجه H تابعی از زمان شود.

باحل معادلات دینامیکی مثل هر سیستم مکانیکی می‌توان رفتار سیستم جهانی را طی زمان تحول به دست آورد، که در این مورد باید معادلات تانسوری نظریه نسبیت عام را حل کرد. مکانیک این نظریه از سطح این کتاب خارج است، اما نتیجه آن را می‌توان به صورت ساده زیر نمایش داد

$$H^2 = \frac{(dR/dt)^2}{R^2} = \frac{\lambda \pi G}{3} \rho(t) - \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (3.19)$$

که در آن G ثابت گرانش نیوتونی ($6.67 \times 10^{-11} \text{ N.m}^2/\text{kg}^2$) و $\rho(t)$ مجموع جرم متوسط و چگالی انرژی جهان است. ضریب هندسی k توسط هندسه بنیادی فضا-زمان تعیین می‌شود: برای جهان «تخت» داریم $k=0$ و در آن صورت قوانین هندسه قوانین اقلیدسی است؛ برای دنیای کروی بسته $k=+1$ است (انحنای مثبت)؛ و برای دنیای منحنی زینی شکل داریم $k=-1$. ثابت کیهان‌شناختی Λ را برای بحث فعلی صفر فرض کرده‌ایم. اگر گسترش جهان از لحظه $t=0$ با آهنگ ثابتی dR/dt انجام شده باشد، ارتباط بین فاصله و سرعت عقب‌نشینی در معادله (۱.۱۹) به صورت $d=vt$ خواهد بود که در آن t عمر جهان است. در این صورت داریم $t = H^{-1} = 15 \text{ Gy}$ که عدم قطعیت آن در حدود $\pm 5 \text{ Gy}$ است. البته این یک حد بالا برای عمر واقعی جهان است زیرا پارامترها بل را با مشاهده کیهان‌های



شکل ۳.۱۹ و ابستگی شعاع با ضریب مقیاس جهان به زمان برای انواع مختلف جهان‌های ممکن: $q=0$ جهان با آهنگ ثابت انبساط؛ $k=-1$ جهان باز و منحنی؛ $k=0$ جهان باز و تخت؛ $k=+1$ جهان بسته که منبسط و سپس منقبض می‌شود. q پارامتر بدون بعد شتاب منفی به صورت $-R(d^2R/dt^2)/(dR/dt)^2$ تعریف می‌شود و مقدار اثر پرهم کنش‌های گرانشی را در کندسازی (یا حتی معکوس‌سازی) انبساط نشان می‌دهد.

که اکنون از آن سرعت اولیه عقب نشینی‌شان کاسته‌اند به دست آورده‌ایم. در گذشته H مقدار بزرگتری داشت که منجر به عمر کمتری برای جهان می‌شود. شکل ۲۰۱۹ نشان می‌دهد که وابستگی ضرایب مقیاس مختلف به زمان منجر به عمرهایی می‌شود که از H^{-1} کمترند.

در این محاسبات تعریف عملیاتی عمر عالم از زمانی که در آن $R = 0$ بوده است در نظر گرفته می‌شود، یعنی گسترش جهان بدان معنی است که با برگشت به زمانهای قبل، کهکشانیها را آنقدر نزدیک به هم پیدامی‌کنیم که یک حالت با انرژی و چگالی ماده فوق‌العاده زیاد را اشغال کرده‌اند. با برن یابی به زمان $t = 0$ به یک تکینگی ریاضی که همان وقوع مهبانگ است می‌رسیم.

قبل از اینکه حالت جهان را قبل از مهبانگ بررسی کنیم بایستی به شکل جوابهای معادله (۳۰۱۹) توجه کنیم. فرض می‌کنیم $k = 0$ است، این باعث می‌شود تا از جمله‌ای که زیاد هم جالب نیست چشمپوشی شود. بعد از وقوع مهبانگ، جهان تحت تسلط تابش بوده است (با سرعت حرکت ماده چنان زیاد بوده است که رفتار آن طبق رابطه $E = pc = hc/\lambda$ تابش گونه بود)، و چگالی انرژی تابشی به قدر زیر است

$$\rho_R = \frac{\text{انرژی}}{\text{حجم}} = \text{تعداد کوانتومها در واحد حجم} \times \text{انرژی بر کوانتوم}$$

$$\propto \frac{1}{R} \times \frac{1}{R^3}$$

که در آن عامل R^{-1} ناشی از λ^{-1} در انرژی کوانتوم و عامل R^{-3} حاصل از حجم است. در این صورت می‌توانیم فرض کنیم $\rho_R = C/R^4$ (ثابت C حذف می‌شود) و معادله (۳۰۱۹) به صورت زیر درمی‌آید

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{8\pi GC}{3}} \frac{1}{R^2} \quad (4.19)$$

که با انتگرال گیری حاصل می‌شود

$$t = \sqrt{\frac{3}{32\pi G \rho_R}} \quad (5.19)$$

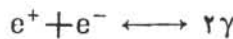
اگر ρ_R را بر مبنای چگالی انرژی $u(T)$ تابش جسم سیاه برای سیستم تابشی در دمای T در نظر بگیریم، داریم

$$u(T) = \sigma T^4 \quad (6.19)$$

که در آن σ ثابت استفان-بولتزمن است. در این صورت به رابطه بنیادی بین عمر t (بر حسب ثانیه) و دمای T (بر حسب کلوین) در دوره‌ای که تابش نقش اصلی را دارد می‌رسیم

$$T = \frac{1.35 \times 10^{10}}{t^{1/2}} \quad (7.19)$$

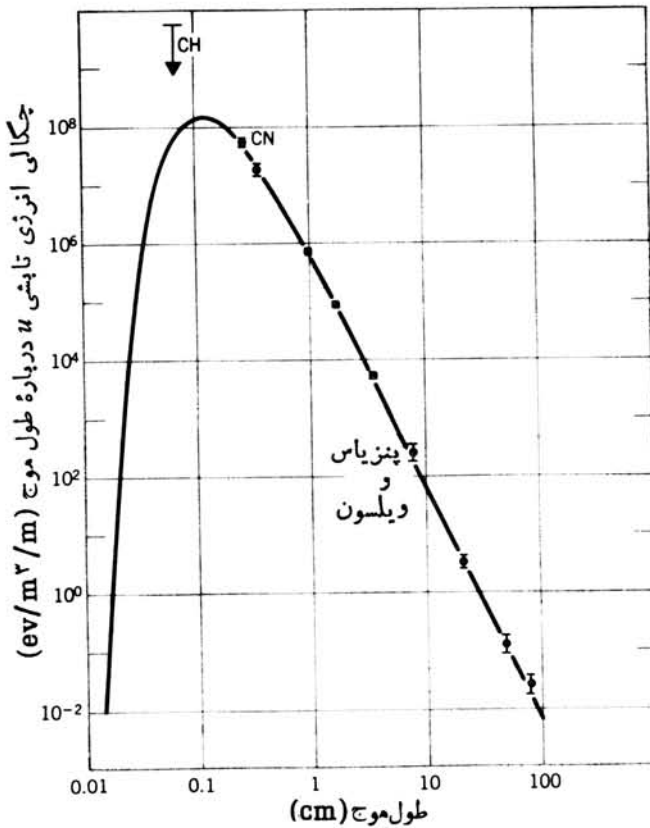
دما پارامتر مهمی برای توصیف جهان اولیه است. اگر دما به اندازه کافی زیاد باشد ماده و تابش در تعادل اند و تولید ذره-پاد ذره به همان اندازه نابود شدن آنها اتفاق می‌افتد، مثلاً در مورد الکترون داریم



برای اینکه $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ اتفاق بیفتد انرژی فوتونهای تابشی باید حداقل برابر 1.02 MeV باشد و در نتیجه اگر فوتونهای انرژی متوسط kT (در اینجا k ثابت ترمودینامیکی بولتزمن است) داشته باشند، دمای مربوط به انرژی مطابق، $T = 6 \times 10^9 \text{ K}$ می‌شود. در این صورت وقتی $T < 6 \times 10^9 \text{ K}$ (مطابق $t > 6 \text{ s}$) است میدان تابشی دیگر به اندازه کافی پر انرژی نیست تا واکنشهای $2\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ و $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ باهم در تعادل باشند و واکنش اولی ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$) مسلط می‌شود.

این طرح کلی مهبانگ کیهان‌شناختی است: جهان فعلی از تکینگی فضا-زمان در دما و چگالی بینهایت خلق شده است، و آن مخلوطی از بیشتر ذرات بنیادی و پاد ذرات آنها بعلاوه تابش است. همینطور که جهان گسترش می‌یابد و سرد می‌شود، ذرات به نوبت از حالت تعادل با تابش خارج می‌شوند. در حال حاضر ما شاهد باقیمانده برهم کنشهای ذره‌ای بعلاوه باقیمانده تابش، که از زمان جداشدگی در 10^6 s اولیه تا کنون برهم کنشهای مختصری با ماده داشته است، هستیم.

کشف تجربی که همراه با بسط هابل باعث تثبیت نظریه مهبانگ شد، تابش زمینه میکرو موج عمومی بود که فوراً به تابش باقیمانده از مهبانگ نسبت داده شد. کشف اصلی توسط آرتو پنتز یاس و رابرت ویلسون در سال ۱۹۶۴ میلادی صورت پذیرفت. آنها کوشش می‌کردند تا از یک گیرنده رادیویی که روی طول موج 7.35 cm تنظیم و برای تماس با ماهواره‌ها ساخته شده بود استفاده کنند. در طول این کار آنها متوجه یک «نوفه» زمینه شدند که با تمام تلاش‌شان نمی‌توانستند آن را حذف کنند. آنها سرانجام این نوفه را به عنوان یک علامت واقعی در نظر گرفتند و متوجه شدند که در تمام جهات و در شب و روز به طور یکنواخت وجود دارد. با اندازه‌گیری چگالی انرژی تابش در طول موج $\lambda = 7.35 \text{ cm}$ آنها توانستند دمای جسم سیاه را معادل $2.7 \pm 0.1 \text{ K}$ محاسبه کنند. اندازه‌گیریها در طول موجهای مختلف نشان داد که همان‌طور که فکر می‌شد تابش دارای طیف جسم سیاه (شکل ۳.۱۹) است. بهترین دمایی که در حال حاضر به دست آمده است برابر $2.7 \pm 0.1 \text{ K}$ است.



شکل ۳۰۱۹ طیف طول موج تابش زمینه میکرو موج کیهانی. نقاط، اطلاعات تجربی و منحنی بر طیف جسم سیاه برای دمای $T=2.7K$ است.

بدین ترتیب سیمای کلی کیهان‌شناسی مهبانگ مورد تأیید واقع شد و فقط بایستی جزئیات آن را تعیین کرد. ساز و کار درستی که باعث تراکم کپکشانها از حالت اصلی که به صورت ترکیبی همگن از ذرات بوده است هنوز واضح نیست. همین‌طور سازوکاری که این امر را تضمین می‌کند که دو نقطه از دو انتهای جهان قابل مشاهده‌ما، با اینکه به یکدیگر متصل نشده‌اند (یعنی نور طی عمر فعلی جهان نتوانسته است از یک سر جهان به سر دیگر آن سفر کند) دارای خواص یکسان باشند، هنوز مشخص نیست. ممکن است ذرات خارق العاده‌ای در انرژیها و چگالیهای بالاتر جهان اولیه موجود بوده‌اند و نقش مهمی را بازی کرده‌اند، ولی از طرف دیگر مطابق نظر بعضی از فیزیکدانان انرژی بالا فهرست ذراتی که در فصل ۱۸ بررسی شد شاید تقریباً کامل باشد که در این صورت جایی برای ذرات خارق العاده باقی نمی‌ماند.

۲.۱۹ برهم کنشهای ذره‌ای وهسته‌ای در جهان اولیه

با اینکه هنوز نفهمیده‌ایم که چگونه به لحظات اولیه بعد از مه‌بانگ به عقب برویم، ولی خیلی از مسائل ریز ساختار جهان در این دوره در آن قسمت از داسمانی که برایمان جالب است وارد نمی‌شوند.

برای مثال، زمانهای حدود $t = 10^{-12}$ s را در نظر بگیرید. در آن زمان دما با استفاده از معادله (۷.۱۹) حدود 10^{16} K و مطابق با کوانتوم انرژی kT متوسط 1000 GeV است. به استثنای امکان وجود کوارکهای آزاد که جرمشان را نمی‌دانیم (و شاید در حالت آزاد امکان وجودشان هم نیست)، تمام ذرات شناخته شده در این انرژی می‌توانند خلق شوند. تمام انواع ذرات بایستی در تراکم تعادلی باشند، برای نمونه واکنش تولید لپتون

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$$

$$\gamma + \gamma \rightarrow \mu^+ + \mu^-$$

$$\gamma + \gamma \rightarrow \tau^+ + \tau^-$$

با احتمالی که با توجه به چگالی حالت‌های قابل دسترسی برای ذرات نهایی تعیین می‌شود اتفاق می‌افتد. ولی از آنجا که انرژیهای در حال سکون تمام ذرات خیلی کمتر از 1000 GeV است، تکانه قابل دسترسی برای همه تقریباً یکسان است و آهنگ تولید کاملاً یکی است. اگر قرار باشد نسل دیگری از لپتونها وجود داشته باشد، آنها نیز در حال تعادل با فوتونها تولید خواهند شد.

چگالی عددی فوتونها را می‌توان از رابطه تابش جسم سیاه به دست آورد. چگالی انرژی به قرار زیر است

$$u(E)dE = \frac{\lambda \pi E^3}{(hc)^3} \frac{1}{e^{E/kT} - 1} dE \quad (8.19)$$

وتعداد در فاصله انرژی به صورت زیر است

$$n(E)dE = \frac{u(E)}{E} dE = \frac{\lambda \pi E^2}{(hc)^3} \frac{1}{e^{E/kT} - 1} dE \quad (9.19)$$

با انتگرال گیری روی تمام انرژیها از معادله (۸.۱۹) و (۹.۱۹) و محاسبه ثابتها، چگالی انرژی کل و چگالی عددی فوتونها در دمای T چنین به دست می‌آید

$$\rho_\gamma = 4.7 \times 10^2 T^4 \text{ eV/m}^3 \quad (10.19)$$

$$N_\gamma = 2.0 \times 10^7 T^3 \text{ Photon/m}^3 \quad (11.19)$$

که در آن T بر حسب کلونین است. دردمای فعلی $۲۷K$ چگالی تعداد فوتونها

$$۴ \times 10^8 / m^3 = ۴00 / cm^3$$

است. این فوتونها در حال حاضر دارای متوسط انرژی کمتر از $۰.۰۰۱ eV$ هستند که علت عدم آشکارسازی آنها در شرایط معمولی است، زیرا انرژی موجود در هر سانتی متر مکعب در حدود $۰.۲۵ eV$ از فوتونهای اولیه است.

چگالی ماده فعلی جهان را به سختی می‌توان تخمین زد. بهترین حدس برای ماده مرئی $\rho_0 \sim 3 \times 10^{-27} g/cm^3$ است، ولی به نظر می‌رسد که خوشه‌های کهکشانی به کمک ماده نامرئی اضافی به یکدیگر می‌چسبند که در این صورت عدم قطعیت در چگالی ماده ممکن است به یک مرتبه بزرگی بالغ شود. بدینخواه این مقدار را بسایک ضرب ۲ برای ماده نامرئی افزایش می‌دهیم و به دست می‌آوریم

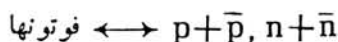
$$\rho_0 \sim 6 \times 10^{-27} g/cm^3$$

$$\sim ۰.۴ \text{ nucleon}/m^3$$

چگالی فعلی نوکلئونها فقط در حدود 10^{-9} برابر چگالی فعلی فوتونهاست. از آنجا که هیچ سازوکاری برای نسابودی نوکلئونها در مقیاس طول عمر جهان موجود نیست، مدل کیهانشناختی باید بتواند مسئله عدم تعادل فوتونها و ازدیاد آنها نسبت به نوکلئونها را توجیه کند.

همچنین معتقدیم که جهان منحصراً از ماده تشکیل شده است و پادماده چندانی در آن وجود ندارد. آزمودن این فرض مشکل است، زیرا کهکشانهایی که از پادماده تشکیل شده باشند را با هیچ روش مشاهده پذیری نمی‌توان از کهکشانهای متشکل از ماده تشخیص داد. اگر تقریباً بین ماده و پادماده توازن برقرار می‌بود، بایستی هر از گاهی بارویارویی گردوغبار و گازهای بین ستارگان واکنشهای نابودی ذره و پادماده باگسیل فوتونهای انرژی بالا صورت می‌گرفت. میزان مشاهده چنین فوتونهایی بسیار پایین است که از تحقق بسیار اندک نابودی پادماده خبر می‌دهد. لذا فرض می‌کنیم که جهان فقط از ماده معمولی تشکیل یافته است.

اگر به زمانی برگردیم که $\langle T \rangle < 10^{-6} s$ بوده است، فوتونها دارای آن انرژی بوده‌اند که بتوانند جفت نوکلئون-پاد نوکلئون تولید کنند



بنابراین باید انتظار داشته باشیم که تعداد نوکلئونها و پاد نوکلئونها دست بهم برابر باشند. حتی اگر در ابتدای آن دوره کوارکهای آزاد خلق می‌شوند، انتظار داریم که توازن به صورت زیر برقرار باشد

$$q + \bar{q} \longleftrightarrow \text{فوتونها}$$

توازن بین‌ماده و پادماده با توجه به واپاشیهای ناقص CP مورد تردید است (بخش ۶.۱۷)، زیرا در این واپاشیها بک مورد بر دیگر موارد ترجیح دارد. دوران ذرات X که مربوط به نظریه‌های وحدت بزرگ (GUT، بخش ۸.۱۸) است، بین‌ماده و پادماده فرق می‌گذارد، و آهنگ نسبی تولیدشان

$$X \rightarrow q + q$$

و

$$\bar{X} \rightarrow \bar{q} + \bar{q}$$

ممکن است با هم مساوی نباشد. اگر این‌طور باشد، بین‌ماده و پاد ماده بعد از 10^{-6} s، یعنی زمانی که نوکلئون‌ها و پاد نوکلئون‌ها دیگر نمی‌توانند توسط میدان تابش خلق شوند، عدم توازن کوچکی برقرار بوده است که پادماده با همان مقدار ماده نابود شده است و ماده باقی‌مانده همان است که امروزه آن را مشاهده می‌کنیم. عدم توازن بایستی بسیار کم و در حدود یک قسمت در 10^9 بوده باشد تا ما در حال حاضر بتوانیم نسبت 10^{-9} نوکلئون به فوتون را مشاهده کنیم. با توجه به اینکه جرم وحدت به تقریب برابر 10^{16} GeV است، دمای که در آن عدم توازن شروع می‌شود باید 10^{28} K باشد که در نتیجه به عمر 10^{-36} s مربوط می‌شود.

بیا بید حالا به دوران 10^{-6} s $t > 10^{-6}$ s برویم که در آن 10^{13} K $T \lesssim 1$ GeV است. تا بودی نوکلئون-پاد نوکلئون صورت می‌پذیرد اما دیگر بافر ایند معکوس تولید در تعادل نیست. انبوهی از لپتون‌ها و نوترینوها وجود دارند، لذا برهم‌کنشهای ضعیف برای تبدیل پروتون‌ها به نوترینوها صورت می‌پذیرد

$$p + \bar{\nu}_e \longleftrightarrow n + e^+$$

$$n + \nu_e \longleftrightarrow p + e^-$$

اگر e^\pm و ν_e و $\bar{\nu}_e$ خیلی زیاد باشند برهم‌کنشهای فوق در هر یک از جهات امکان دارد صورت پذیرند، و در این زمان اولیه تعداد نوترینوها و پروتون‌ها بایستی با هم برابر باشند. در زمان $t = 10^{-2}$ s داریم $T = 10^{11}$ K $(E = 10 \text{ MeV})$. حالا الکترون‌ها تنها لپتون‌های باردار هستند که باقی می‌مانند و در نتیجه $\mu (mc^2 = 105 \text{ MeV})$ و $\tau (mc^2 = 1784 \text{ MeV})$ دیگر تولید نمی‌شوند (زیرا به صورت الکترون‌ها واپاشیده و یا به صورت فوتونها نابود می‌شوند)، اما به طریق برهم‌کنش ضعیف خنثی تمام نوترینوها می‌توانند تولید شوند

$$e^+ + e^- \longleftrightarrow Z^0 \longleftrightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$$

$$e^+ + e^- \leftrightarrow Z^0 \leftrightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$$

$$e^+ + e^- \leftrightarrow Z^0 \leftrightarrow \nu_\tau + \bar{\nu}_\tau$$

اگر نوترینوها بدون جرم باشند (یا اگر جرم آنها در مقایسه با 10MeV کوچک باشد)، در این صورت این واکنشها در تعادل خواهند بود و میزان نسبی نوترینوها ثابت باقی می‌ماند.

متناظر به هر یک از این نوع ذرات یک ضریب وزن آماری g_i

$$(i = e^+, e^-, \nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau, \dots)$$

که تعداد حالت‌های اسپین یا قطبیدگی مجاز را می‌دهد وجود دارد. برای راحتی زوجهای e^+ و e^- را (به عنوان e) و زوجهای ν_i و $\bar{\nu}_i$ را (به عنوان ν_i) دسته بندی می‌کنیم که بنا بر این داریم

$$g_e = 4 \quad (\text{دو حالت اسپینی برای هر } e^+ \text{ و } e^-)$$

$$g_{\nu_i} = 2 \quad (i = e, \mu, \tau \dots \text{ حالت‌های } \nu_i \text{ و } \bar{\nu}_i \text{ برای } i = e, \mu, \tau \dots) \quad (12.19)$$

چگالیهای عددی و انرژی مربوط به هر قسمت از تابع توزیع فرمی-دیراک پیروی می‌کند

$$u(E)dE = g_i \frac{4\pi E^3}{(hc)^3} \frac{1}{e^{E/kT} + 1} dE \quad (13.19)$$

نتیجه مشابهی هم برای $n(E)$ یا چگالی عددی به دست می‌آید که نظیر معادله (۹.۱۹) است. با انتگرال گیریهای لازم چگالی کل عددی ذرات و انرژی الکترونها به صورت زیر در می‌آید

$$N_e = \frac{3}{4} N_\gamma \quad (14.19)$$

$$\rho_e = \frac{7}{4} \rho_\gamma \quad (15.19)$$

که در آنها N_γ و ρ_γ چگالیهای کل عددی و انرژی فوتونها هستند که از روابط (۱۱.۱۹) و (۱۵.۱۹) به دست می‌آیند. سهم حاصل از نوترینوها نیز به قرار زیر است

$$N_\nu = \frac{3}{4} n_\nu N_\gamma \quad (16.19)$$

$$\rho_\nu = \frac{\gamma}{\lambda} n_\nu \rho_\gamma \quad (17.19)$$

که در آن n_ν تعداد انواع مختلف نوترینوهاست ($n_\nu = 3$ فقط برای e, μ, τ). چون نوترینوها کمی از پروتونها جرمشان بیشتر است، بنا بر این مطابق ضریب بولتزمن تعداد کمتری از آنها در مخلوط تعادلی بادمای T موجود است

$$\frac{N_n}{N_p} = e^{-(m_n - m_p)c^2/kT} \quad (18.19)$$

تفاوت جرم حدود 1.3 MeV است که در $kT = 10 \text{ MeV}$ (در 10^9 s) به نسبت $N_n/N_p \approx 0.88$ منجر می‌شود. برای برقراری شرط تعادل وجود مقدار کافی از e^\pm و ν_e جهت تبدیل $p \leftrightarrow n$ لازم است.

در $t = 1 \text{ s}$ ($E = 1 \text{ MeV}$; $T = 10^9 \text{ K}$) دیگر برهم کنشهای نوترینو مهم نیستند، یعنی هیچیک از برهم کنشهای باردار و خنثای نوترینوها درواکنشها سهمی ندارند. این دوران جدایی نوترینو است که از آن زمان نوترینوها به طور آزاد باجهان گسترش یافته‌اند و عملاً ازواکنشهای هسته‌ای مصون مانده‌اند.

درست بعد از جدایی نوترینو، واکنش $e^+ + e^- \rightarrow \gamma\gamma$ امکان پذیر است اما نه عکس آن. در این صورت چگالی انرژی فوتونها تا اندازه‌ای زیادی شود، و در عمل دمای فوتونها کمتر از نوترینوهای آزاد که در حال گسترش اندکاهش می‌یابد. می‌توان نشان داد که اثر آن برای سه‌گروه از لپتونها به صورت زیر است

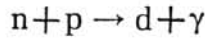
$$\frac{T_\gamma}{T_\nu} = \left(\frac{11}{4}\right)^{1/3} \approx 1.4 \quad (19.19)$$

بنا بر این، دمای فعلی نوترینوها در حدود 2 K است.

بعد از نابودی پوزیترونها و الکترونها مجموعه عظیمی از فوتونها، 10^{-9} برابر آنها الکترون و پروتون (به تعداد مساوی برای اینکه بار الکتریکی برابر صفر شود)، و تعداد نوترون (طبق ضریب بولتزمن) که اندکی کمتر از تعداد پوزیترونهاست، باقی می‌مانند. به این ترتیب دوران برهم کنش ذرات پایان می‌یابد و زمان واکنشهای هسته‌ای شروع می‌شود. بعد از تشکیل هسته‌های سبک و پایدار (^2H ، ^3He ، ^4He)، جهان به طور پیوسته گسترش می‌یابد و سرد می‌شود تا اینکه فوتونها جفت زدایی می‌شوند، یعنی اتمهای خنثی شکل می‌گیرند زیرا فوتونها انرژی کافی برای یونش آنها ندارند. این شاید در دمای 3000 K و در سن حدود 700000 y اتفاق می‌افتد. با ادامه گسترش جهان فوتونها مستقل از برهم کنش ماده (که به علت اینکه دیگر برهم کنشها نمی‌توانند در فواصل بزرگ عمل کنند، برهم کنش به گرانس محدود می‌شود) به سرد شدن ادامه می‌دهند تا اینکه به دمای کنونی 2.7 K که در حال حاضر مشاهده می‌کنیم می‌رسند.

۳.۱۹ تشکیل هسته‌های اولیه

برای شروع تولید هسته‌های سنگین، اولین واکنشی که باید صورت گیرد عبارت است از

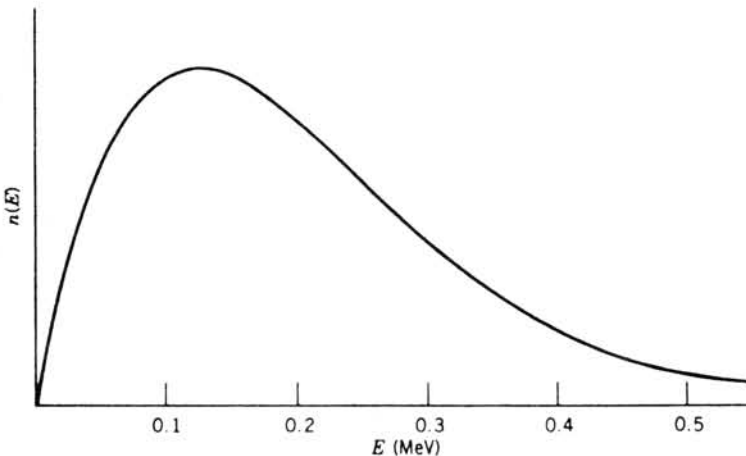


در دماهای بالا، عکس این واکنش نیز به همان سرعت تولید دوتریم انجام می‌پذیرد و هیچ تجمعی از هسته‌های دوتریم به وجود نمی‌آید. انرژی فوتون لازم برای تجزیه فوتونی برابر 2.225 MeV (انرژی بستگی دوتریم) است، اما باید به خاطر داشت که تعداد فوتونها 10^9 بار از پروتونها و نوترونها بیشتر است. فوتونها دارای طیف جسم سیاه هستند که از معادله (۹.۱۹) به دست می‌آید و البته تا انرژیهای خیلی بالا ادامه دارد (شکل ۴.۱۹). وقتی تعداد فوتونها در انتهای انرژیهای بالا در انرژی بالاتر از حدود 2.225 MeV کمتر از تعداد نوکلونها باشد که در تشکیل دوتریم شرکت می‌کنند باشد، تعداد خیلی زیادی فوتون برای تولید دوتریم وجود نخواهد داشت. مامی توانیم دمایی که در آن این مسئله اتفاق می‌افتد را با تقریب زدن انتهای $n(E)$ به صورت یک تابع نمایی محاسبه کنیم

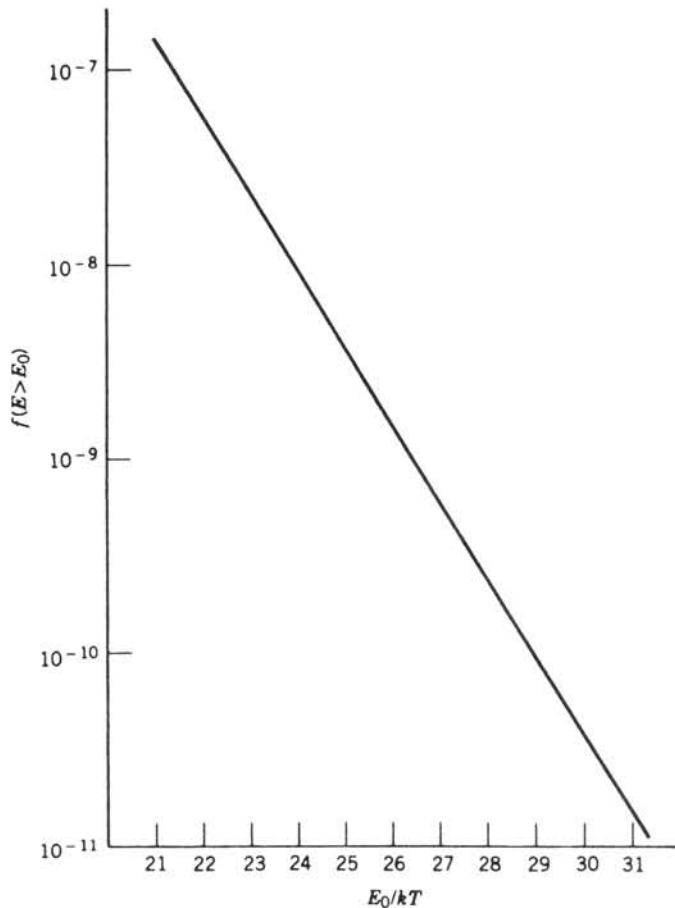
$$n(E)dE \cong \frac{\lambda \pi E^2}{(hc)^3} e^{-E/kT} dE \quad (20.19)$$

با انتگرال‌گیری برای انرژیهای بالاتر از E_0 داریم

$$N_\gamma(E > E_0) = \frac{\lambda \pi}{(hc)^3} (kT)^3 e^{-E_0/kT} \left[\left(\frac{E_0}{kT} \right)^2 + 2 \left(\frac{E_0}{kT} \right) + 2 \right] \quad (21.19)$$



شکل ۴.۱۹ تعداد فوتونهای جسم سیاه در انرژی E برای دمای $T = 9 \times 10^{-8} \text{ K}$



شکل ۵.۱۹ کسر f از فوتونهای با انرژیهای بالاتر از E_0 .

با تقسیم آن بر چگالی عددی کل، کسر f بالای E_0 را به دست می‌آوریم

$$f(E > E_0) = 0.42 e^{-E_0/kT} \left[\left(\frac{E_0}{kT} \right)^2 + 2 \left(\frac{E_0}{kT} \right) + 2 \right] \quad (22.19)$$

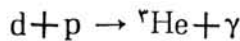
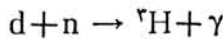
شکل ۵.۱۹ این تابع را در فاصله $10^{-7} < f < 10^{-11}$ که متناظر به $21 < E_0/kT < 31$ است، نشان می‌دهد.

تعداد نوکلئونهای حاضر برای تشکیل دوتریم با تعداد نوترونها تعیین می‌شود زیرا تعداد نوترونها نسبت به پروتونها کمتر است. نسبت N_n/N_p با کاهش دما طبق رابطه (۱۸.۱۹)، فقط تازمانی که e^{\pm} به اندازه کافی فراوان است و سریعاً برای تحقق تبدیل $p \leftrightarrow n$ عمل

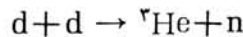
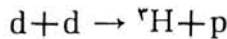
می‌کند، کاهش می‌یابد. دردمای مشخص T_* زمانی که میزان برهم‌کنش ضعیف خیلی کوچک می‌شود، نسبت N_n/N_p «منجمد» خواهد شد. بر پایه سطح مقطعهای معلوم برای برهم‌کنش ضعیف می‌توانیم این دما را در حدود $T_* = 9 \times 10^9 \text{K}$ تخمین بزنیم که مطابق، $N_n/N_p \simeq 0.2$ است و در زمان ۳۵ صورت می‌گیرد.

بنا بر این، نسبت تعداد نوترونها به تعداد کل نوکلئونها در ابتدا برابر ۰.۲ است. اگر نسبت نوکلئون به فوتون 10^{-9} باشد، کسر بحرانی فوتونهای با انرژی بالا که از تشکیل دوتریم جلوگیری می‌کنند برابر $10^{-9} \times 0.2$ خواهد بود که طبق رابطه (۲۲.۱۹) متناظر بادمای $T = 9 \times 10^8 \text{K}$ و در زمان $t \simeq 250 \text{s}$ است. همان‌طور که در شکل ۵.۱۹ دیده می‌شود، این برآورد حساسیت چندانی نسبت به مقدار f و در نتیجه نسبت به کسر N_n/N_p نخواهد داشت.

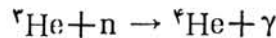
زمانی که دوتریم به اندازه کافی تشکیل شد، واکنشهای هسته‌ای دیگری می‌توانند صورت بگیرند. می‌توانیم هسته‌های باجرم ۳ را تشکیل دهیم



یا به وسیله

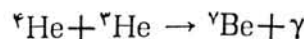
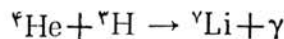


و سرانجام هسته ${}^4\text{He}$ می‌تواند تشکیل شود



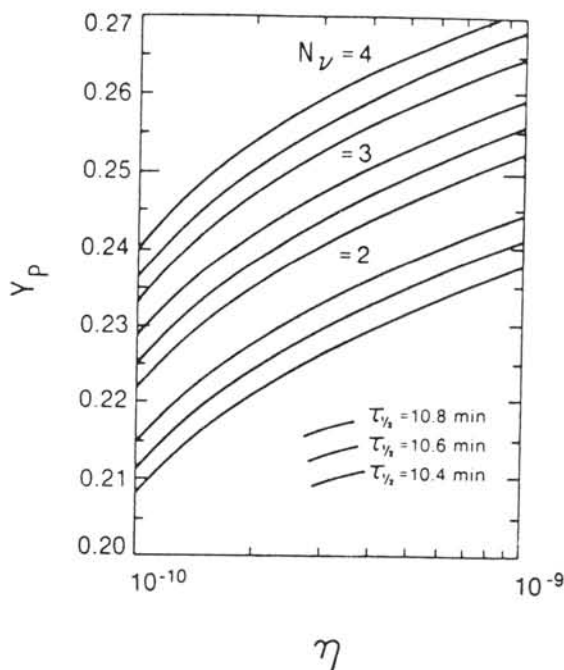
انرژیهای بستگی تمام محصولات این واکنش بیشتر از دوتریم است و در نتیجه اگر فوتون به اندازه کافی سرد شود، به طوری که دوتریم قابل تشکیل باشد، یقیناً بقیه واکنشها نیز می‌توانند انجام پذیرند.

از آنجا که هسته پایدار باجرم ۵ موجود نیست، ${}^4\text{He}$ محصول نهایی این فرایند است. ${}^6\text{Be}$ نیز ناپایدار است لذا دو تا ${}^4\text{He}$ نیز نمی‌توانند ترکیب شوند. مقدار کمی هسته‌های باجرم ۷ تولید می‌شود



اما سد کولنی برای این واکنشها در حدود ۱ MeV است و انرژی هسته‌ها کاملاً پایینتر از آن است (در شرایط تعادل $T = 9 \times 10^8 K$ ، متوسط انرژی جنبشی کمتر از ۱ MeV است). بدین ترتیب، اساساً تمام نوترون‌ها به صورت اجزای سازنده ${}^4\text{He}$ که دارای فراوانی نسبی $N_{\text{He}}/N_{\text{p}} = 0.081$ هستند (محاسبه شده از کسر «منجمد» $N_{\text{n}}/N_{\text{p}}$ بعد از تصحیح واپاشی بتا از نوترون‌های رادیواکتیو بین $t = 3\text{s}$ و $t = 250\text{s}$) درمی‌آیند. بنابراین فراوانی نسبی اولیه ${}^4\text{He}$ بر حسب «وزن» Y_{p} در حدود ۰.۲۴ است که صرف‌نظر از سوختن اضافی H و He در ستارگان، بایستی در جهان از $t = 250\text{s}$ تا به امروز ثابت مانده باشد.

فراوانی (وزنی) مشاهده شده ${}^4\text{He}$ در حدود $Y_{\text{p}} = 0.24 \pm 0.01$ است که بر پایه مشاهدات حاصل از سیستم‌های مختلف اخترشناختی، از جمله سحابی گازی، سحابی سیاره‌ای و ستارگان (به انضمام خورشید) استوار است. این توافق بسیار عالی بین فراوانی محاسبه شده و مشاهده شده را نباید دلیلی بر تأیید این نظریه تلقی کرد، زیرا فراوانی نهایی ${}^4\text{He}$ به نسبت انجماد مفروض $N_{\text{n}}/N_{\text{p}}$ بسیار حساس است که آن هم وابستگی زیادی به دمای محاسبه شده دارد که در آن عمل انجماد صورت می‌گیرد. این محاسبه شدیداً به نیمه عمر واپاشی نوترون (که بخوبی معین نیست $t_{1/2} = 10.6 \pm 0.2\text{ min}$) و تعداد انواع لپتون‌ها بستگی دارد. شکل ۶.۱۹



شکل ۶.۱۹ وابستگی فراوانی اولیه Y_{p} به نسبت نوکلئون به فوتون. وابستگی مورد انتظار برای نوترینوهای بدون جرم نوع ۲، ۳، یا ۴ نشان داده شده است. برای هر مورد سه منحنی ناشی از عدم قطعیت در مقدار تجربی نیمه عمر نوترون $10.6 \pm 0.2\text{ min}$ نشان داده شده است.

وابستگی Y_p را به تعداد انواع نوترینوهای بدون جرم (حداقل ۳ عدد طبق مدل استاندارد) و نسبت نوکلئون به فوتون نشان می‌دهد. چنانکه ملاحظه می‌کنید، فراوانی مشاهده شده ${}^4\text{He}$ امکان وجود یک نوع نوترینوی دیگر (نسل دیگری از لپتونها و شاید کوارکها) را فقط برای نسبت نوکلئون به فوتون کمتر از $10^{-10} \times 2$ به دست می‌دهد. این امر امکان وجود فقط دو نوع نوترینوی بدون جرم را با نسبتهای بزرگ نوکلئون به فوتون (بزرگتر از $10^{-10} \times 6$) فراهم می‌آورد (در این صورت، نوترینوی τ دارای جرم خواهد شد که برخلاف مدل استاندارد است ولی با توجه به حدود تجربی ضعیفی که روی جرم وجود دارد غیر مجاز نیست).

غیر از ${}^4\text{He}$ ، تراکم کمی از ${}^3\text{He}$ و ${}^7\text{Li}$ اولیه هم در جهان کنونی موجود است. خصوصاً دوتریم که برای تعیین نسبت نوکلئون به فوتون در فراوانی زیاد نوکلئون بسیار مهم است. چون ${}^2\text{H}$ بسیار سریع «می‌سوزد» و تبدیل به هسته‌های سنگینتر می‌شود، از تراکم آن کاسته می‌شود. نسبت N_d/N_p را می‌توان با استفاده از انتقال طیف جذبی اتم هیدروژن که توسط هسته‌های با جرم سنگینتر ${}^2\text{H}$ حاصل می‌شود، تعیین کرد. مقدار مشاهده شده شامل عدم قطعیت ناشی از نابودی ${}^2\text{H}$ اولیه در تحول کهکشانیها نیز می‌شود، ولی بهترین مقدار کنونی آن

$$N_d/N_p \sim 1 - 3 \times 10^{-5}$$

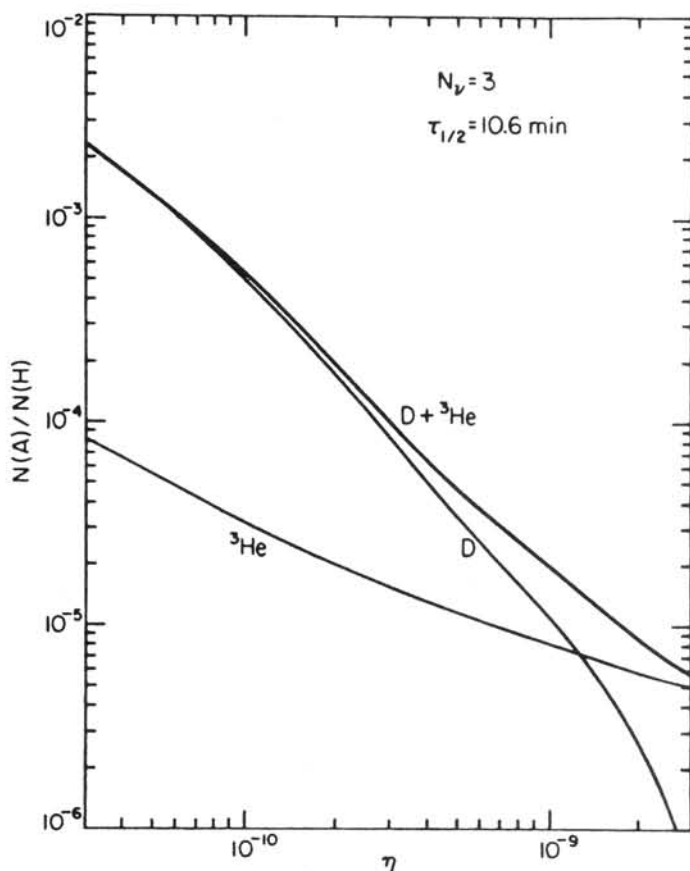
است.

ایزوتوپ ${}^3\text{He}$ مثل ${}^2\text{H}$ حاصل یک فرایند اولیه غیر کامل است، و فراوانی ${}^3\text{He}$ با افزایش چگالی نوکلئونهای اولیه کاهش می‌یابد. در اینجا هم ممکن است مشاهده فراوانیهای امروزی مقادیر اولیه را نشان ندهد، زیرا هلیوم «جدید» (${}^3\text{He}$) می‌تواند مخصوصاً با استفاده از دوتریم تشکیل شود. در این صورت فراوانی فعلی ${}^3\text{He}$ می‌تواند اندازه مجموع فراوانی اولیه ${}^2\text{H} + {}^3\text{He}$ را به دست دهد. بر پایه مشاهدات فراوانیهای خورشیدی به نظر می‌رسد که

$$(N_{{}^2\text{H}} + N_{{}^3\text{He}}) / N_p < 6 \times 10^{-5}$$

باشد.

شکل ۷.۱۹ فراوانی محاسبه شده با مدل استاندارد (سه نوع نوترینوی بدون جرم) را نشان می‌دهد. کاملاً آشکار است که فراوانیهای دوتریم و ${}^3\text{He}$ ، کسر نوکلئون به فوتون را مقید می‌سازد تا بزرگتر از حدود $10^{-10} \times 4$ باشد، و با مراجعه به شکل ۶.۱۹ هم معلوم می‌شود که این مقدار با وجود نوترینوی چهارم مغایرت دارد. با اینکه کارهای زیادی در هر دو زمینه نظری و تجربی باید انجام شوند تا مبنایی برای این استثناها فراهم شود، ولی به نظر می‌رسد که بحث کیهان‌شناختی نشان می‌دهد که هیچ ذره بنیادی دیگری جز همین سه نسل فعلی لپتونها و کوارکها وجود ندارد.



شکل ۲۰.۱۹ وابستگی فراوانی ${}^3\text{He}$ و ${}^2\text{H}$ به نسبت نوکلئون به فوتون.

۴.۱۹ تشکیل هسته‌ها در ستارگان ($A \leq 60$)

فرایند غالب در تشکیل عناصر $A \leq 60$ واکنشهای ذرات باردار بویژه واکنشهای حاصل از پروتونها و ذرات α هستند. احتمال اینکه چنین واکنشهایی صورت پذیرد به وجه مشترك بین توزیع گرمایی انرژی ذرات و احتمال نفوذ در سد کولنی بستگی دارد، یعنی درست مثل مورد واکنشهای همجوشی است که در بخش ۲۰.۱۴ مورد بحث واقع شد.

زندگی ستارگان با ترکیب هیدروژن و ۲۴٪ (نسبت وزنی) هلیم آغاز می شود. هنگامی که ابر گاز اولیه تغییر وضعیت می دهد، آنها انرژی گرانشی خود را به انرژی جنبشی تبدیل می کنند و به این ترتیب دمای ابر را افزایش می دهند. در نهایت دما آنقدر بالا می رود که پروتونها بر انرژی دافع کولنی فائق می آیند و واکنش همجوشی شروع می شود. فشار به طرف خارج

حاصل از تابش آزاد شده در همجوشی عملاً رمبش گرانشی را متوقف می‌کند و ستاره وارد فاز تعادلی (مثل خورشیدمان) می‌شود که ممکن است 10^{10} سال طول بکشد.

واکنشهای اساسی چرخه همجوشی پروتون-پروتون در بخش ۳.۱۴ مورد بحث قرار گرفته است و لازم نیست دوباره تکرار شود. زمانی که سوخت هیدروژن ستاره پایان یافت، رمبش گرانشی دوباره شروع می‌شود و در نهایت به دمای بالاتری (شاید $10^8 \times 2 - 1$ در مقایسه با 10^7 K) برای خورشید فعلی) می‌رسد که بر سد کولنی در برابر همجوشی ${}^4\text{He} - {}^4\text{He}$ فائق می‌آید. در اثر فشار تابش بزرگتر دمای گرانش افزایش می‌یابد و سطح خارجی ستاره را با ضریب بزرگی شاید با ضریب ۱۰۰ یا ۱۰۰۰ افزایش می‌دهد. چگالی انرژی ظاهری سطح کم می‌شود و دمای سطح ستاره به طور مؤثری کمتر می‌شود. این همان مرحله غول سرخ است.

از آنجا که هسته پایداری به جرم ۸ وجود ندارد، نتیجه واکنش

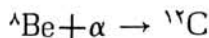


قابل مشاهده نیست و ${}^8\text{Be}$ (دوباره به دو ${}^4\text{He}$) در زمان حدود 10^{-16} s شکسته می‌شود. مقدار Q برابر 91.9 keV است و حتی در دمای $10^8 \text{ K} \times 2$ (انرژی گرمایی متوسط 17 keV) تعداد کمی از ذرات آلفای پر انرژی درد نباله بالای توزیع حرارتی انرژی برای ایجاد ${}^8\text{Be}$ آمادگی دارند. تراکم تعادلی ${}^8\text{Be}$ کم و از مرتبه ضریب بولتزمن

$$e^{-91.9 \text{ keV} / 17 \text{ keV}} = 4 \times 10^{-3}$$

است و آهنگ واکنش را درست مثل روشی که در بخش ۲.۱۴ برای واکنشهای D-D و D-T انجام دادیم می‌توان محاسبه کرد.

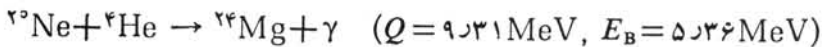
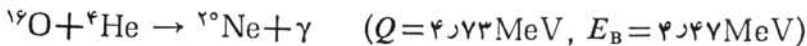
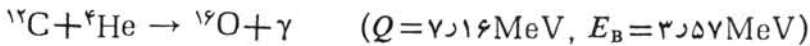
می‌دانیم که ${}^{12}\text{C}$ به فراوانی در جهان موجود است اما آهنگ محاسبه شده ${}^8\text{Be} + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ و ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha$ به اندازه‌ای نیست که بخش زیادی از فراوانی ${}^{12}\text{C}$ را همان طور که اولین بار توسط فرد هویل در ابتدای دهه ۱۹۵۰ مطرح شد تولید کند. مقدار Q برای



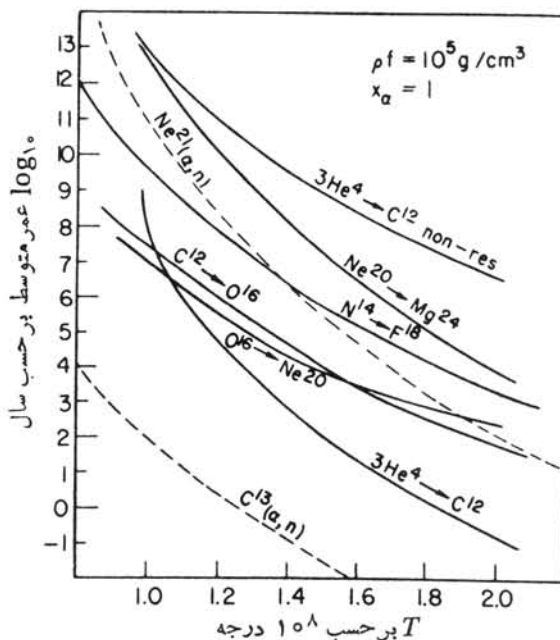
برابر 7.45 MeV است. هویل این طور استدلال کرد که تولید زیاد ${}^{12}\text{C}$ مستلزم این است این واکنش زیاد اتفاق بیفتد و نتیجتاً تشدید لازم دارد تا از دیاد سطح مقطع را در این انرژی در نظر بگیرد. او این پیشنهاد را برای فاولر که گروه تحقیقاتی اش در کلنک در دهه ۱۹۵۰ برنامه گسترده‌ای روی بررسی واکنشهای هسته‌ای مربوط به اختر فیزیک داشت، مطرح کرد. گروه کلنک، تشدید ${}^{12}\text{C}$ را که متناظر با حالت برانگیخته با انرژی 7.685 MeV است، درست بالای انرژی که هویل پیش‌بینی کرده بود اما کاملاً در محدوده‌ای که بتواند به دمای $10^8 \times 2 - 1$ برسد، کشف کرد. مقدار خالص Q برای ${}^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^8\text{Be}$ برابر 285 KeV

است. همچنین فاولر و همکارانش قادر بودند حالت برانگیخته ${}^{12}\text{C}$ در ${}^{12}\text{C} + \alpha$ را بعد از واپاشی بتا از ${}^{12}\text{B}$ باز تولید کنند. آنها آنرا به عنوان حالت o^+ تشخیص دادند و واپاشی آنرا به ذرات α مشاهده کردند، لذا واقعاً مشخص شد که این حالت می‌تواند با استفاده از سه ذره α تشکیل شود. انتساب حالت o^+ به احتمال جفت شدگی حالت s در واکنشهای انرژی پایین مطابقت دارد.

زمانی که ${}^{12}\text{C}$ تشکیل شد، واکنشهای دیگر ذرات α امکان پذیر است



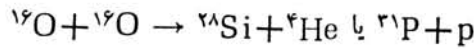
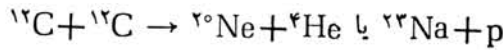
وقتی که E_B سد کولنی برای هسته‌های سنگینتر زیاد شود، احتمال ادامه زنجیره این واکنشها کم می‌شود. شکل ۸.۱۹ مقدار محاسبه شده متوسط طول عمر هسته‌هایی را که در این



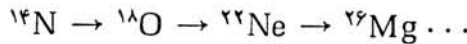
شکل ۸.۱۹ متوسط عمر واکنشهای ذرات α به صورت تابعی از دما بر حسب آهنگ واکنش عکس طول عمر است، بنابراین واکنشهای نزدیک به پایین شکل آنها می‌باشند که با بالاترین سرعت انجام می‌شوند.

واکنشها شرکت کرده‌اند نشان می‌دهد (این محاسبه به‌طور کلاسیک برای تشکیل هسته‌ها انجام شده است). خصوصاً به اهمیت تشدید ^{12}C توجه کنید که عملاً آهنگ واکنش را ۸ مرتبه افزایش می‌دهد.

زمانی که سوخت هلیوم تمام شود، رمبش گرانشی دوباره شروع می‌شود (مشروط بر اینکه ستاره به اندازه کافی جرم داشته باشد، وگرنه نیروی گرانشی آنقدر قوی نخواهد بود که با «فشار واگنی» حاصل از الکترونها که نمی‌خواهند تابع موجشان با یکدیگر همپوشی داشته باشد مقابله کند). این ستاره آنقدر گرم می‌شود که سوختن ^{12}C و ^{16}O آغاز می‌شود، و لذا انجام واکنشهای زیر



دردمایی از مرتبه 10^9K که در آن سد کولنی به سادگی قابل نفوذ است، امکان پذیر می‌شود. غیر از این واکنشها، دیگر واکنشهای گیر اندازی ذره α و نوکلئون نیز به سادگی انجام می‌پذیرد. به عنوان مثال، ^{14}N ممکن است در دومین نسل ستاره‌ها موجود باشد که اساساً از ^{12}C و به صورت قسمتی از چرخه کر بن در همجوشی پروتون-پروتون مورد بحث بخش ۳.۱۴ حاصل می‌شود. واکنشهای گیر اندازی α می‌تواند به صورت زنجیره

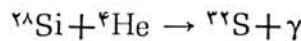
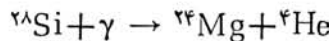


تولید شود. واکنشهایی غیر از (α, γ) ، و از جمله (α, n) یا (p, γ) با احتمال کمتری صورت می‌گیرند.

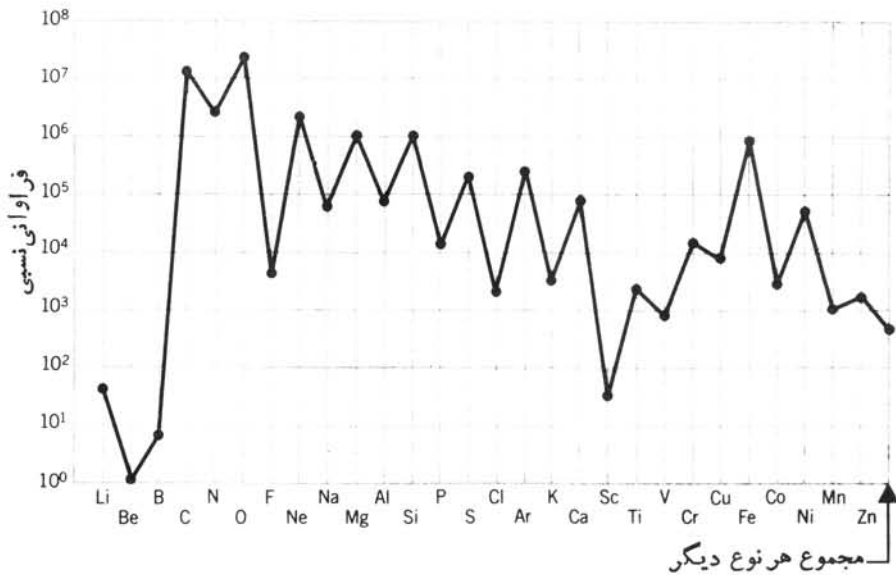
مرحله نهایی تولید هسته‌های نزدیک به جرم ۶۰ نتیجه سوختن سیلیسیم است که واقعاً زنجیره پیچیده‌ای از واکنشهاست و سریعاً در شرایط نزدیک به تعادل در اعماق دایع ستارگان صورت می‌گیرد. سد کولنی به قدری بالاست که تشکیل مستقیم از طریق واکنشهایی مثل



میسر نیست و به جای آن ترکیبهایی از واکنشهای تجزیه فوتونی (γ, α) ، (γ, p) ، یا (γ, n) که گیر اندازی نوکلئونهای تجزیه شده را به دنبال دارد، تحقق می‌یابد



بسیاری دیگر از واکنشهای مشابه نیز اتفاق می‌افتد. در فرایند تعادل، Si که در نتیجه سوختن



شکل ۹.۱۹ فراوانی نسبی (وزنی) عناصر بالای هلیوم.

اکسیژن حاصل شده است تا اندازه‌ای به هسته‌های سبکتر تبدیل و تاحدی به صورت هسته‌های سنگینتر «پخته» می‌شود. محصول نهایی زنجیرهٔ چنین واکنشهایی هسته‌های به جرم ۵۶ (^{56}Ni , ^{56}Co , ^{56}Fe) هستند. در این نقطه هیچ انرژی در واکنشهای گیراندازی آزاد نمی‌شود و فرایند متوقف می‌شود.

با مراجعه به شکل ۹.۱۹ می‌توان این داستان را مورد تأیید قرار داد. به طوری که ملاحظه می‌شود، فراوانیهای عناصری که توسط گیراندازی α ایجاد می‌شوند خیلی بیشتر (یک مرتبهٔ بزرگی یا بیشتر) از عناصر همسایهٔ Z فردهستند. همچنین به افت شدید عناصر پایینتر از C توجه کنید که این عناصر در فرایندهای ستاره‌ای که تا به حال مورد بحث قرار گرفته تشکیل نشده‌اند. برای درک آهنگ واکنشهای ذرات باردار در داخل ستاره‌ها بایستی کوشش کنیم تا شرایط مشابهی را با به‌کارگیری شتابدهنده‌ها روی زمین به وجود آوریم. انرژیهای لازم خیلی بالا ($\sim \text{MeV}$) نیستند، اما به باریکه‌های بسیار پر شدت (زیرا واکنشهای ذرات باردار به خاطر مشکلات عبور از سد کولنی در انرژی پایین به سختی اتفاق می‌افتند) و وسایلی با بهترین تکنیک انرژی (برای بررسی رفتار تشدیدهای تقریباً گسسته یا حالت‌های برانگیختهٔ مشخص) نیاز داریم.

احتمال واکنش در محیط ستارگان را می‌توان از راهی مشابه آهنگ واکنش همجوشی مثل بخش ۲۰.۱۴ محاسبه کرد. ذرات واکنش‌کننده ($a + X$) با یک توزیع گرمایی نشان داده می‌شوند.

$$n(E)dE \propto e^{-E/kT} \sqrt{E} dE \quad (23.19)$$

درحالی که سطح مقطع شکل اساسی زیر را دارد

$$\sigma(E) \propto \frac{1}{E} e^{-\gamma G} \quad (24.19)$$

که در آن G ضریب گاموف مطابق معادله (۱۷.۸) است

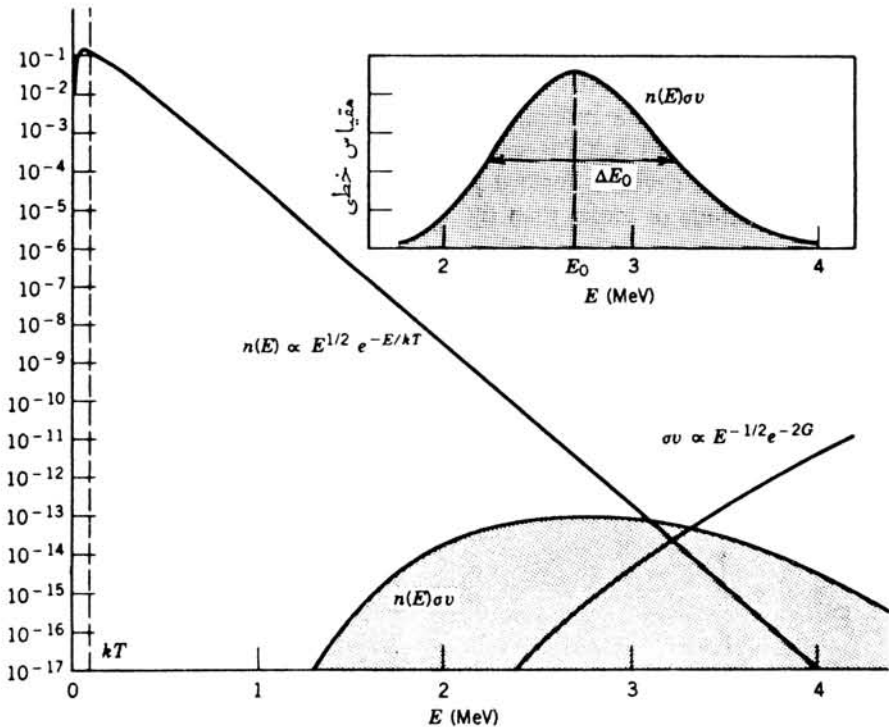
$$G \cong \frac{e^{\gamma}}{\sqrt{\pi} \epsilon_0} \frac{\pi Z_a Z_X}{\hbar v} \quad (25.19)$$

$$\gamma G \cong Z_a Z_X A_{\text{eff}}^{1/2} E^{-1/2} \quad (26.19)$$

تمام انرژیها و سرعتها در مرکز جرم داده شده‌اند. «عدد جرمی مؤثر» A_{eff} برابر

$$A_a A_X / (A_a + A_X)$$

است. در معادله (۲۶.۱۹) انرژی E بر حسب MeV داده شده است



شکل ۱۵.۱۹ وابستگی $n(E)$ و σ به انرژی. حاصلضرب آنها که متناسب با آهنک و اکسید است با ناحیه سایه‌دار نشان داده شده است. شکل کوچک در بالا آهنک و اکسید را نشان می‌دهد که در مقیاس خطی رسم شده است و قله انرژی E_0 و پهنای ΔE_0 را نمایش می‌دهد. توجه کنید که آهنک و اکسید در انرژیهای خیلی بالاتر از kT قله پیدا می‌کند. منحنیها برای $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ در دمای متناظر با ۱ MeV $kT = 0$ رسم شده‌اند.

ضریب نفوذ درسد با ازدیاد انرژی افزایش می‌یابد درحالی که از تعداد ذرات کاسته می‌شود. شکل ۱۵.۱۹ ناحیه مشترک بین این دو تابع انرژی را نشان می‌دهد. احتمال واکنش فقط در ناحیه سایه‌دار بزرگ است که دو تابع توزیع روی هم قرار می‌گیرند، و به این ترتیب معیار معمولی «انرژی مؤثر» توزیع حرارتی، kT ، برای مشخص کردن این واکنشها که منحصرأ در انرژیهای خیلی بزرگتر از kT صورت می‌گیرند نامناسب است.

آهنکگ واکنش به حاصلضرب σv و تعداد ذرات موجود در انرژی مشخص بستگی

دارد

$$\text{آهنکگ} \propto n(E)\sigma(E)v$$

$$\propto (\sqrt{E} e^{-E/kT}) \left(\frac{1}{E} e^{-\tau_0} \right) \sqrt{E} = e^{-E/kT - \tau_0} \quad (27.19)$$

که ناحیه فصل مشترک را در شکل ۱۵.۱۹ نشان می‌دهد. انرژی مشخص این فرایند را می‌توان بر حسب انرژی قله E_0 و پهنا ΔE_0 تابع توزیع محاسبه کرد

$$E_0 = \left(\frac{1}{4} kT Z_a Z_x A_{\text{eff}}^{1/2} \right)^{2/3} \quad (28.19)$$

$$\Delta E_0 = 2^{1/6} 3^{-1/2} (Z_a Z_x A_{\text{eff}}^{1/2})^{1/3} (kT)^{5/6} \quad (29.19)$$

برای به دست آوردن اطلاعات مربوط به آهنکگ واکنش در داخل يك ستاره، باید بتوانیم واکنشها را با استفاده از شنا بدهنده‌ها، نه در انرژیهای kT ، بلکه در انرژیهای E_0 بررسی کنیم. برای مثال در مورد $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ برای باز آفرینی شرایط ستارگان در $1 \text{ MeV} = 0.1 kT$ (که مطابق $T = 10^9 \text{ K}$ است) باید واکنش را در انرژی مرکز جرم $E_0 = 2.3 \text{ MeV}$ بررسی کنیم.

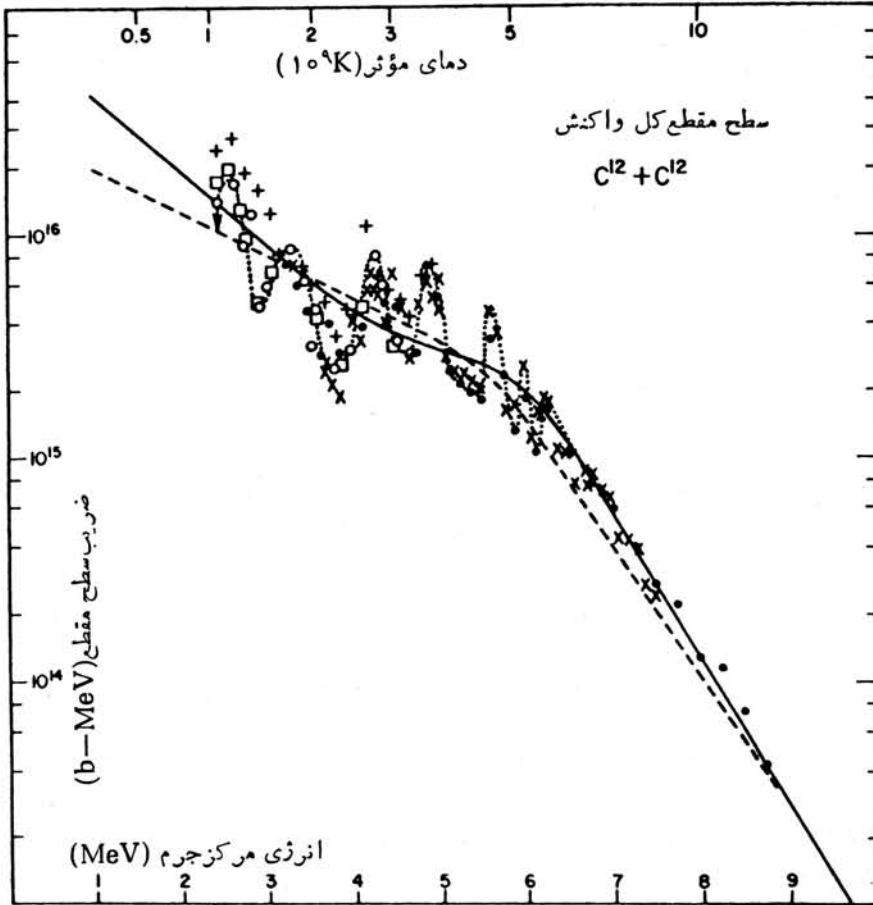
بیا بید معادله (۲۴.۱۹) را دوباره بنویسیم

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} e^{-\tau_0} S(E) \quad (30.19)$$

که در آن $S(E)$ شامل تمام اطلاعات ساختار هسته غیر از ضریب نفوذ درسد است. برای مثال اگر سطح مقطع در مجاورت تشدید اندازه گیری شود، در این صورت داریم

$$S(E) = g \Gamma_{ax} \Gamma_{by} \frac{1}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (31.19)$$

که در آن Γ_{ax} سهم غیر کولنی پهنا E ورودی است (که فقط شامل تابع موجهای هسته‌ای است). برای محاسبه آهنکگ واکنش بایستی ضریب $S(E)$ را معین کنیم که می‌توان آن را



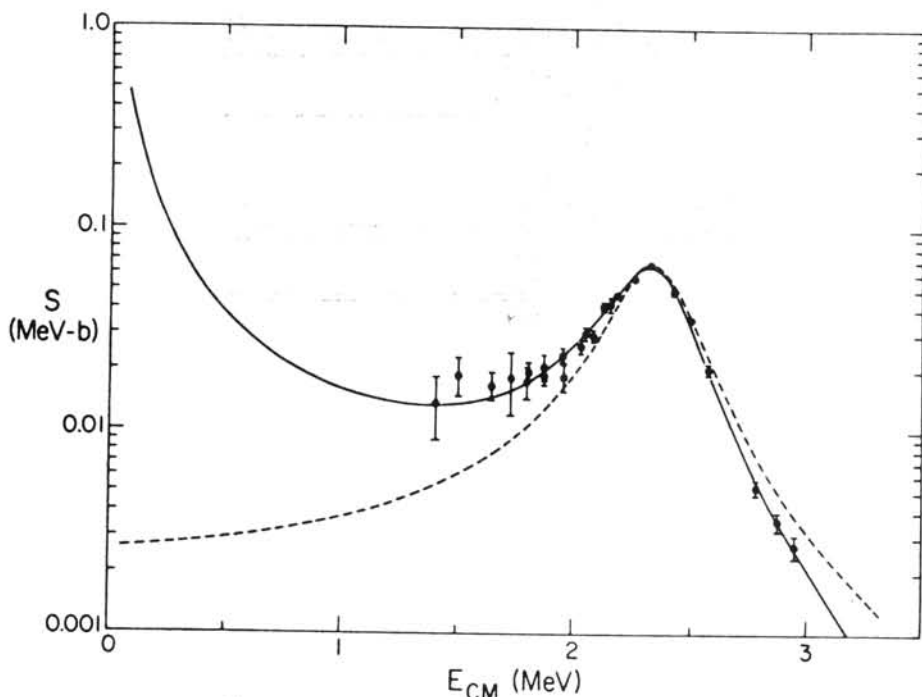
شکل ۱۱-۱۹ ضرب سطح مقطع $S(E)$ برای $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

مستقیماً از سطح مقطع به دست آورد

$$S(E) = E\sigma(E)e^{\gamma C} \quad (۳۲-۱۹)$$

شکل ۱۱-۱۹، ضرب سطح مقطع $S(E)$ را برای $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ که دارای یک زمینۀ غیر-تشدیدی هموار همراه با چندین قلۀ مربوط به ساختار تشدید است نمایش می‌دهد. مقدار Q برای واکنش $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$ بزرگ (13.9 MeV) است، بنا بر این ساختار به حالت‌های خیلی برانگیخته سیستم مرکب مربوط می‌شود.

شکل ۱۲-۱۹ ضرب سطح مقطع $S(E)$ را برای $^{12}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O}$ نشان می‌دهد. این منحنی عمدتاً یک تشدید پهن منفرد را نشان می‌دهد که متناظر با یک حالت ناپایدار آلفا در 2.5 MeV بالاتر از آستانه $^{12}\text{C} + ^4\text{He}$ (در شکل ۱۳-۱۹) است. سطح مقطع محاسبه شده

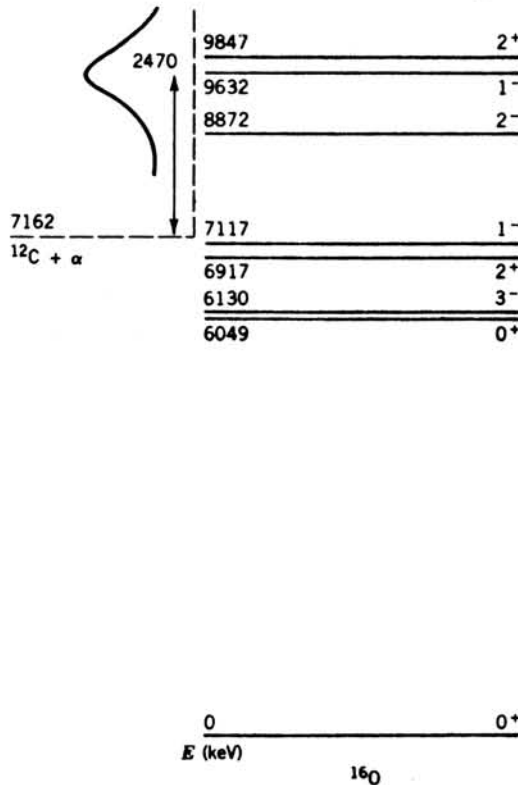


شکل ۱۴۰۱۹ ضریب سطح مقطع $S(E)$ برای $^{12}\text{C} + \alpha \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$. منحنی خط چین پرازش نظری است که از سهم حالت‌های مقید ^{16}O صرف نظر کرده است، در حالی که منحنی پررنگ پیوسته پرازشی است که اثر حالت‌های مقید را هم در نظر گرفته است و توافق بهتری را با نتایج تجربی نشان می‌دهد.

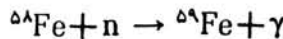
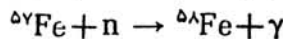
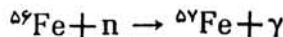
بامقادیر اندازه‌گیری شده بخوبی توافق دارد، اما دو حالت برانگیخته ^{16}O در پایین انرژی $^{12}\text{C} + ^4\text{He}$ اثر زیادی در سطح مقطع محاسبه شده دارند و نمی‌توان از آنها صرف نظر کرد. تعیین دقیق سطح مقطع‌های واکنش ذره باردار در گستره انرژی‌های MeV و همچنین اطلاعات کامل از ساختار و خواص حالت‌های برانگیخته، اهمیتی اساسی در محاسبات آهنگ واکنش و دمای داخلی مدل‌های داخل ستارگان دارد. به خاطر کار مهم مربوط به اندازه‌گیری چنین واکنش‌هایی بوده است که فاولر در سال ۱۹۸۳ به دریافت جایزه نوبل مفتخر شد.

۵.۱۹ تشکیل هسته‌ها در ستارگان ($A > 60$)

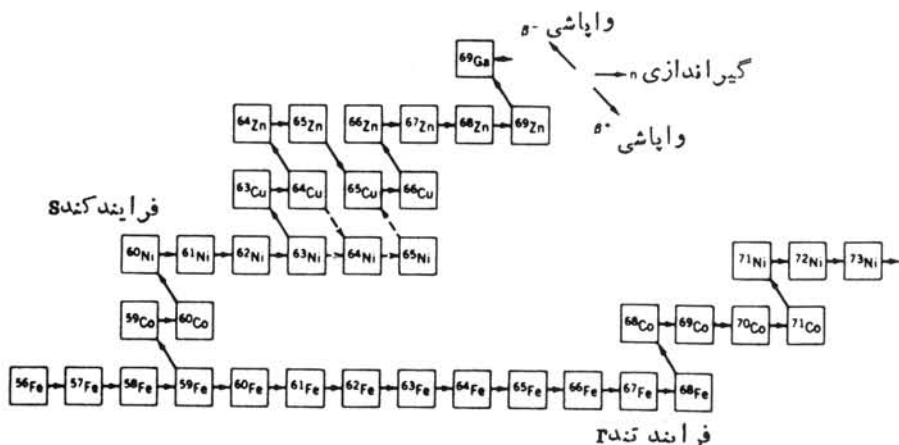
همان‌طور که شکل ۱۶۰۳ نشان می‌دهد واکنش‌های همجوشی از نظر انرژی برای عناصر بالاتر از حدود $A = 60$ مزیتی ندارند. برای این هسته‌ها، گیراندازی نوترون سازوکار اصلی تولید است. بیابید برای مثال ^{56}Fe را در نظر بگیریم که فراوانترین ایزوتوپ پایدار فراوانترین عنصری است که در پایان زنجیره واکنش‌های همجوشی حاصل می‌شود. در یک شار نوترون، یک سلسله واکنش‌های گیراندازی نوترون انجام می‌پذیرد



شکل ۱۳-۱۹ حالت‌های برانگیخته ^{16}O . تشدید یهون (که در شکل ۱۲-۱۹ نیز نشان داده شده است) در انرژی 2470 keV بالاتر از آستانه $^{12}\text{C} + \alpha$ شامل حالت‌های 1^- و 2^+ در 9632 keV و 9847 keV نیز می‌شود. تداخل حالت‌های 1^- و 2^+ درست در زیر آستانه $^{12}\text{C} + \alpha$ (7117 keV) و 7162 keV تأثیر زیادی روی سطح مقطع محاسبه شده دارد.



قدم بعدی در این فرایند بستگی به شدت شار نوترون دارد. ایزوتوپ ^{59}Fe با نیمه عمر ۴۵ روز رادیواکتیو است. اگر شار نوترون آنقدر پایین باشد که احتمال گیراندازی نوترون خیلی کمتر از یک بار در ۴۵ روز شود، در این صورت ^{59}Fe از طریق واپاشی بتا با ^{59}Co پایدار تبدیل می‌شود که خود از طریق گیراندازی نوترون به ^{60}Co رادیواکتیو تبدیل می‌شود. از طرف دیگر اگر احتمال گیراندازی نوترون آنقدر بزرگ باشد که متوسط زمان لازم برای گیراندازی نوترون کم (ثانیه یا کمتر) باشد، در این صورت سلسله واکنش‌های گیراندازی نوترون می‌تواند تا ^{60}Fe ($t_{1/2} = 3 \times 10^5\text{ y}$)، ^{61}Fe ($t_{1/2} = 6\text{ min}$)، ^{62}Fe ($t_{1/2} = 68\text{ s}$) و بالاتر از آن ادامه یابد. وقتی در نهایت به ایزوتوپی برسیم که آنقدر از نوترون غنی باشد که نیمه عمر آن کمتر از متوسط عمرش قبل از گیراندازی نوترون شود، در این صورت با واپاشی بتا با به



شکل ۱۴.۱۹ مسیرهای فرایندهای تند و کند در ^{56}Fe . خط چینها در فرایندهای مسیرهای مشابه منتهی به ^{65}Cu را نشان می‌دهند. تعداد زیادی از مسیرهای فرایندها مثل واپاشی هسته‌های با عمر کوتاه بنا بر این امکان پذیرند که فقط یکی از آنها نشان داده می‌شود.

ایزوتوپی با تعداد اتمی بزرگتر تبدیل می‌شود. سلسله گیراندازیهای نوترون دوباره شروع می‌شود تا یک ایزوتوپ بسیار ناپایدار در این سلسله جدید به دست آید که در این زمان واپاشی بنا بر این عدد اتمی را دوباره به اندازه یک واحد افزایش می‌دهد.

این دو فرایند عواملی هستند که در تشکیل اکثر ایزوتوپهای پایدار بعد از $A=60$ دخالت داشته‌اند. فرایندها که در آن گیراندازی نوترون اتفاق می‌افتد محتاج به زمانی بسیار طولانی است که طی آن واپاشیهای بنا بر این صورت می‌گیرند. این فرایندها را فرایندها (یا فرایندها S) می‌گویند. فرایند دوم که در آن جز برای واپاشیهای با طول عمر بسیار کوتاه مهلتی نیست، فرایند تند (یا فرایندها R) نامیده می‌شود. در شکل ۱۴.۱۹ مسیرهای فرایندهای کند و تند (R و S) در مجاورت ^{56}Fe نشان داده شده است.

قبل از اینکه در مورد فرایند گیراندازی نوترون به طور مفصل بحث کنیم، بیایید منشأ نوترونها را بررسی کنیم. گسیل نوترون به دنبال واکنشهای ذرات α در صورتی محتمل است که هسته هدف اصلی از نوترون غنی (و در این صورت دارای نوترونهایی با قید نسبتاً ضعیف) باشد. انرژیهای جدایی نوترون از هسته‌های با ساختار α خیلی زیاد (^{12}C ، 18.7MeV ؛ ^{16}O ، 15.7MeV ؛ ^{20}Ne ، 16.9MeV ؛ ^{24}Mg ، 16.5MeV ؛ ^{28}Si ، 20.1MeV ...) و بالاتر از گستره انرژی آلفاهای تابشی در محیط ستارگان است. نامزدهای قابل قبولتر بیشتر هسته‌هایی هستند که نوترونهایشان قید ضعیفتری دارند: $^{16}\text{O}(\alpha, n)^{19}\text{F}$ ($Q=10.2\text{MeV}$) و $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ ($Q=10.2\text{MeV}$). این واکنشها در دوره سوختن هلیوم یا مرحله غول سرخ از تحول ستارگان اتفاق می‌افتد و آهنگ واکنش را می‌توان با استفاده از روشهایی که در بخش قبلی تشریح شد محاسبه کرد. نتایج بر این دلالت دارند که در گستره دمای غول سرخ که در حدود $10^8 \times 2 - 10^8$ است، چگالی نوترونی n از مرتبه $10^{14}/\text{m}^3$ است. ما

می‌توانیم آهنگ واکنش به‌ازای هر اتم هدف را به‌صورت زیر بر آورد کنیم

$$r \simeq n_n \langle \sigma v \rangle \quad (۳۳.۱۹)$$

و در دمای $2 \times 10^8 \text{K}$ سرعت نوترون گرمایی در حدود $2 \times 10^6 \text{m/s}$ است. سطح مقطع گیراندازی نوترون در این انرژیها ($\sim 20 \text{keV}$) حدود 10^{-28}b است و لذا آهنگ واکنش عبارت است از

$$r \sim (10^{14} \text{m}^{-3})(2 \times 10^6 \text{m/s})(10^{-29} \text{m}^2) = 2 \times 10^{-9} / \text{s}$$

که در حدود یک مورد در هر ۲۰ سال است. در اینجا به‌وضوح باید فرایند کند σ روبه‌رو هستیم.

برای ازدیاد آهنگ واکنش تا حد ۱ مرتبه بزرگی، همان‌طور که برای فرایند لازم است، آشکار است که به‌ازدیاد چشمگیر شار نوترون احتیاج داریم. تصور می‌شود که این امر در انفجارات ستارگان بسیار فعال که به‌ابر نواختر معروف اند اتفاق می‌افتد. اما تا به حال توافق کلی روی این فرضیه حاصل نشده است و نظریه قابل قبولی هم در مورد خواص ابر نواخترها وجود ندارد. اما شواهد تجربی محکمی دال بر تولید فرایند تند σ در هسته‌ها وجود دارد، و این امر را می‌پذیریم که جایی در جهان چشمه‌ای (به‌صورت ابر نواختر، ستاره نوترونی، و غیره) وجود دارد که قادر است شار مورد نیاز را تولید کند.

در تولید فرایند کند σ در هسته‌ها که در طول زمان درازی صورت می‌گیرد، انتظار داریم وضعیت تعادل تقریبی به‌وجود آید. یعنی هر نمونه از زمان لازم برای رسیدن به‌فرآوانی تعادلی اش بر خوردار است و در طی آن آهنگ تولید و نابودی با هم برابر می‌شوند. در یک نمونه A با فرآوانی N_A ، آهنگ تغییرات N_A برابر است با

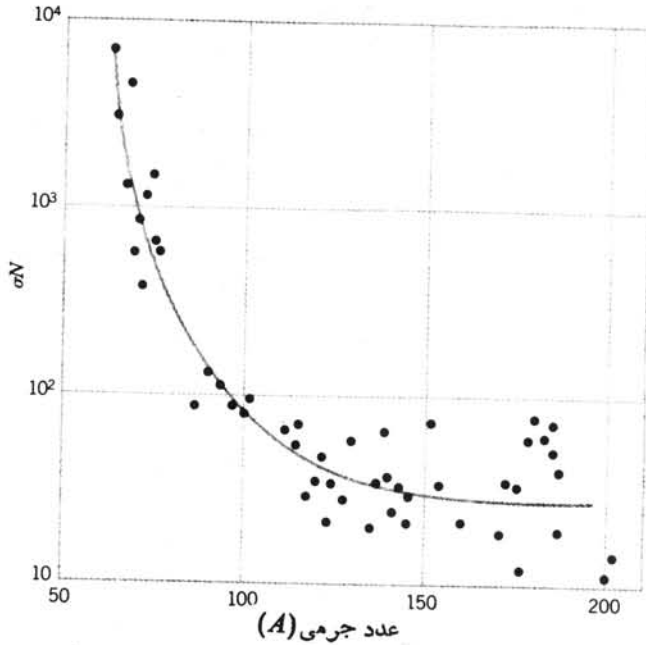
$$\frac{dN_A}{dt} \propto \sigma_{A-1} N_{A-1} - \sigma_A N_A \quad (۳۴.۱۹)$$

زیرا A درگیراندازی نوترون به‌وسیله هسته‌هایی با عدد جرمی $A-1$ تولید می‌شود و با گیراندازی نوترون و تبدیل A به $A+1$ از تعداد N_A کاسته می‌شود. در تعادل $dN_A/dt = 0$ است و انتظار داریم

$$\sigma_{A-1} = N_{A-1} = \sigma_A N_A = \text{const.} \quad (۳۵.۱۹)$$

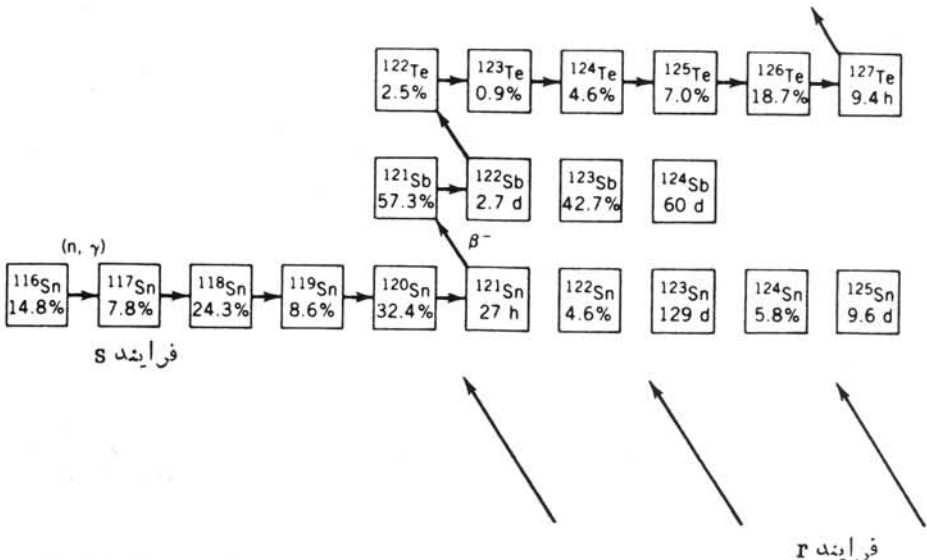
شکل ۱۵.۱۹ حاصلضرب σN را برای هسته‌های بالاتر از $A = 60$ نشان می‌دهد. درست در بالای قله و در فرآوانی آهن معادله (۳۵.۱۹) برقرار نمی‌شود، زیرا فرآوانی Fe از طریق فرایند کند σ به‌دست نمی‌آید. حاصلضرب σN در نزدیکی Fe با مقدار زیادی شروع می‌شود ولی بعد از آن در بالاتر از $A = 100$ به‌مقدار تعادل کاهش می‌یابد. این رفتار هموار و تدریجی نشان می‌دهد که فرض اساسی در مورد رفتار فرایند کند σ صحیح است.

شکل ۱۶.۱۹ قسمت کوچکی از جدول نوکلیدها را که در آن مسیر فرایندهای کند و تند



شکل ۱۵.۱۹ حاصل ضرب σN پس از قلعه Fe به مقدار ثابتی نزدیک می‌شود.

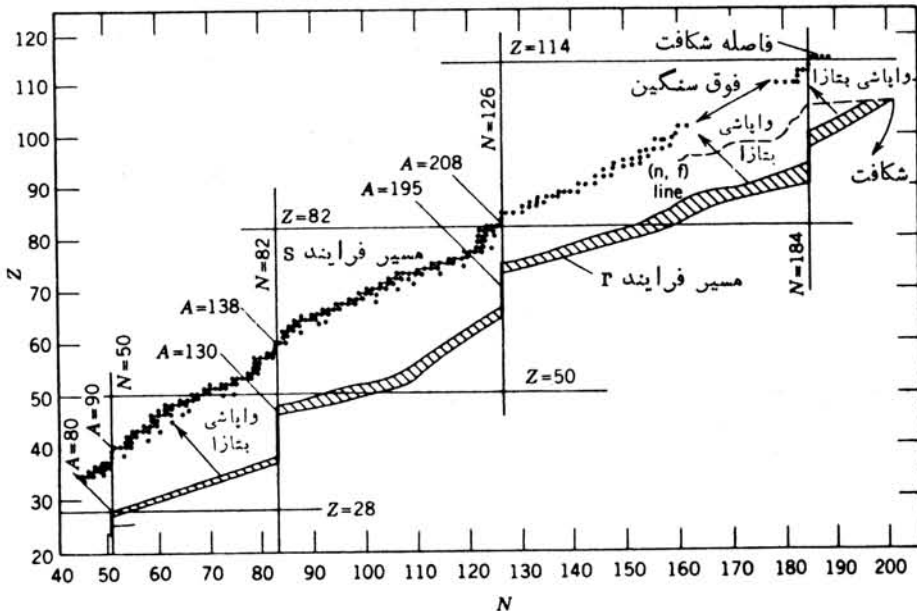
s و r مشخص شده است نشان می‌دهد. هسته‌های مشخصی به هر دو مسیر فرایندهای s و r دسترسی دارند، بنا بر این برای توضیح فراوانی این ایزوتوپها بایستی بتوانیم دو سهم را از هم جدا



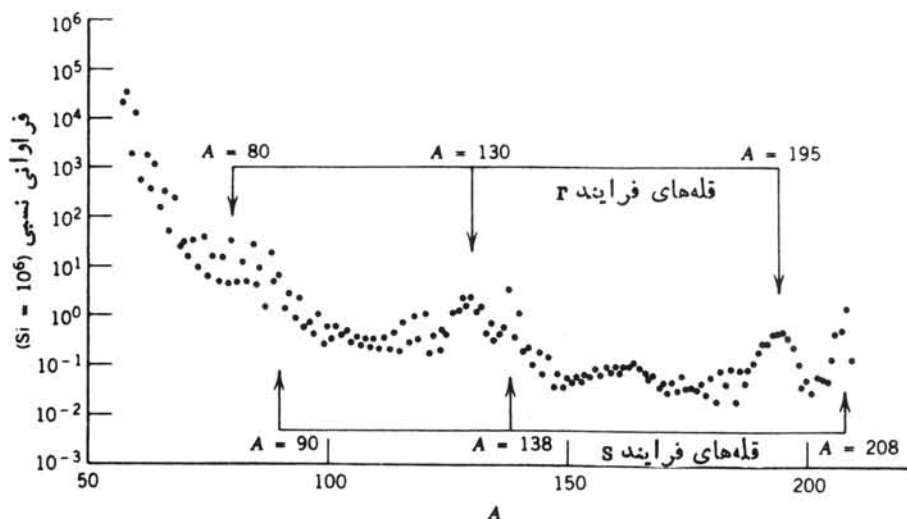
شکل ۱۶.۱۹ مسیرهای فرایندهای r و s که منجر به تولید ایزوتوپهای Sn, Sb, Te می‌شوند.

کنیم. هر جا که فاصله‌ای در سلسله ایزوتوبی هسته‌های پایدار (مثل بین ^{120}Sn و ^{122}Sn یا بین ^{121}Sb و ^{123}Sb) وجود دارد، فرایند نمی‌تواند در طول سلسله ادامه یابد و بایستی با انجام واپاشی بتا یا به عدد اتمی بعدی برسد. بنا بر این ^{122}Sn و ^{124}Sn فقط می‌توانند در فرایند β تولید شوند. فراوانی آنها در حدود ۴۵٪ و ۵۶٪ و خیلی کمتر از فراوانی مربوط به ^{120}Sn است که به ۳۲٪ می‌رسد. به عنوان اولین حدس می‌توانیم تخمین بزنیم که حدود ۵٪ از فراوانی ۳۲ درصدی ^{120}Sn مربوط به فرایند β و باقیمانده آن یعنی ۲۷٪ مربوط به فرایند β است. از طرف دیگر، واپاشی بتا از درج ۱۲۲، ۱۲۳، ۱۲۴ از هسته‌های با فرایند β در هسته‌های پایدار ^{122}Sn ، ^{123}Sb ، ^{124}Sn خاتمه می‌یابد و بنا بر این قادر نخواهد بود تا به ایزوتوپهای ^{122}Te ، ^{123}Te ، ^{124}Te که در مقابل فرایند β محافظت می‌شوند برسد. آنها فقط از طریق فرایند β تولید می‌شوند.

شکل ۱۷.۱۹ مسیرهای کاملی از فرایندهای β و β^- را که منجر به ایزوتوپهای پایدار در جدول نوکلیدها می‌شود نشان می‌دهد. فرایند β به صورت زیگزاگ از بیشتر ایزوتوپهای پایدار می‌گذرد و در ^{209}Bi متوقف می‌شود، زیرا هیچ ایزوتوپ پایداری (یا شبه پایداری) درست در بالای $A=209$ وجود ندارد که از طریق آن فرایند β ادامه یابد. فرایند چپین محدودیتی ندارد و می‌تواند تا زمانی که نیمه عمرهای شکافت به کوتاهی زمان گیراندازی فرایند β شوند ادامه یابد. نزدیک به خاتمه فرایند β می‌توان هسته‌های ابر سنگین را تولید کرد. چنین امکانی مبنی بر وجود هسته‌های ابر سنگین در مواد طبیعی، به امر تحقیق و جستجوی



شکل ۱۷.۱۹ مسیرهای گیراندازی نوترون برای فرایندهای β و β^- .



شکل ۱۸.۱۹ فراوانی ایزو بارها، قله‌های نزدیک به $A=80, 130, 195$ از واپاشی بتا از هسته‌های با فرایند r و $126, 82, 50$ حاصل می‌شوند. قله‌های نزدیک به $A=90, 138, 208$ حاصل از فرایند s در هسته‌های پایدار، $126, 82, 50$ هستند. به اختلاف فراوانی بین هسته‌های A فرد و A زوج توجه کنید.

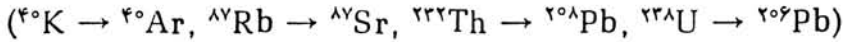
آنها دامن زده است ولی هنوز نتیجه‌ای نداده است.

نزدیک به اعداد جادویی، زمان واپاشی بتا از آنقدر کوتاه می‌شود که یک نوترون اضافی در زمان کوتاهی نسبت به زمان گیراندازی فرایند r واپاشیده و به پروتون تبدیل می‌شود. این امر باعث بالارفتن مسیر فرایند r در 126 و 82 و 50 می‌شود. همین‌طور که این هسته‌ها با واپاشی بتا به ایزو بارهای پایدار تبدیل می‌شوند، یک فراوانی اضافی از هسته‌های پایدار حاصل می‌شود. این نتیجه در نزدیکی 195 و 130 و 80 به دست می‌آید که در شکل ۱۸.۱۹ نشان داده شده است.

۶.۱۹ کیهان گاهشماری هسته‌ای

در بخش ۷.۶ کاربرد روشهای عمرسنجی به کمک رادیو اکتیویته را برای تعیین عمر زمین (و دیگر اجسام جامد در منظومه شمسی) مرور کردیم. با بررسی تعداد نسبی هسته‌های مادر و دختر در واپاشیهایی که نیمه عمرهای مناسبی ($10^7 - 10^9$ سال) دارند، می‌توان مدت زمانی را که از تشکیل جسم مورد نظر گذشته است استنباط کرد. فرض بنیادی این روش این است که اجزای تشکیل دهنده زمین قبل از چگال شدن کاملاً با هم مخلوط شده‌اند. بنابراین محصولات قبلی واپاشی یک نمونه معین، بعید است که در نزدیکی مجموعه اتمهای آن نمونه پیدا شود. چون

از زمان چگال شدن امکان کمی برای نقل مکان یا ازدست رفتن محصولات واپاشی وجود داشته است، می‌توانیم با در نظر گرفتن امکان چنین ضایعاتی نسبت هسته‌های مادر و دختر را اندازه‌گیری کنیم و طول زمانی که دخترها در محل بخصوصی متمرکز شده‌اند را به دست آوریم. با به کارگیری فرایندهای واپاشی مختلف



عمر قدیمی‌ترین مواد روی زمین، ماه، و شهاب‌ساز در حدود 4.55 Gy به دست می‌آوریم. توافق خوبی که از واپاشیهای با نیمه عمرهای مختلف و با به کارگیری مواد نواحی مختلف، با اثرات محیطی مختلف که ممکن است باعث ازدست رفتن فعالیت‌های دختر هسته شده باشد، حاصل شده است مؤید اعتبار این روش است. عمر منظومه شمسی فقط اندکی از این مقدار بیشتر و شاید در حدود $4.8 \text{ Gy} - 4.6 \text{ Gy}$ است که زمان اضافی برای چگال شدن مواد جامد ناشی از «پیش ستاره» یا سحابی نیز در آن در نظر گرفته شده است.

سلسله وقایعی که منجر به وضعیت فعلی عالم شده‌اند به قرار زیر است:
 ۱. مهیا نگه داشتن منتهی به تشکیل اتمهای خنثی شده است ($\sim 10^6 \text{ y}$)؛

۲. چگال شدن کهکشانها و اولین نسل ستارگان ($2 \text{ Gy} - 1 \sim \delta \equiv$ فاصله زمانی)؛

۳. تشکیل هسته‌ها در ستارگان و ابرنواخترها که منجر به تشکیل عناصر شیمیایی امروزی شده است ($\Delta \equiv$ فاصله زمانی)؛

۴. چگال شدن منظومه شمسی از پس مانده ستارگان اولیه ($A_e = 4.6 \text{ Gy} \equiv$ فاصله زمانی).

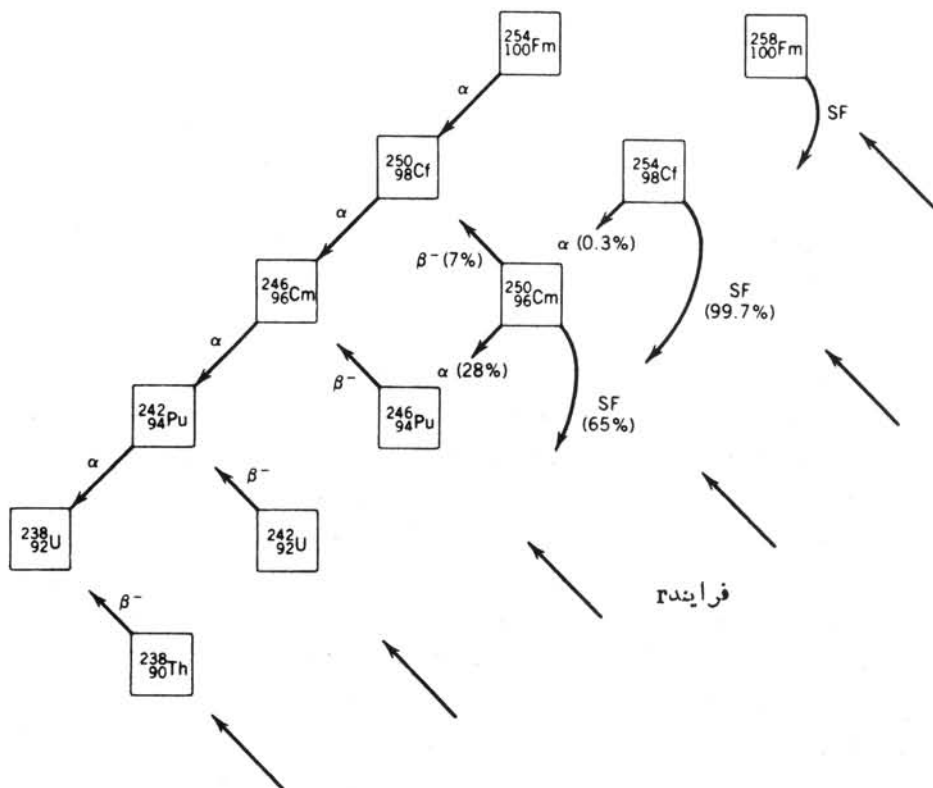
کل عمر جهان (A_u) برابر است با

$$A_u = \delta + \Delta + A_e \quad (36.19)$$

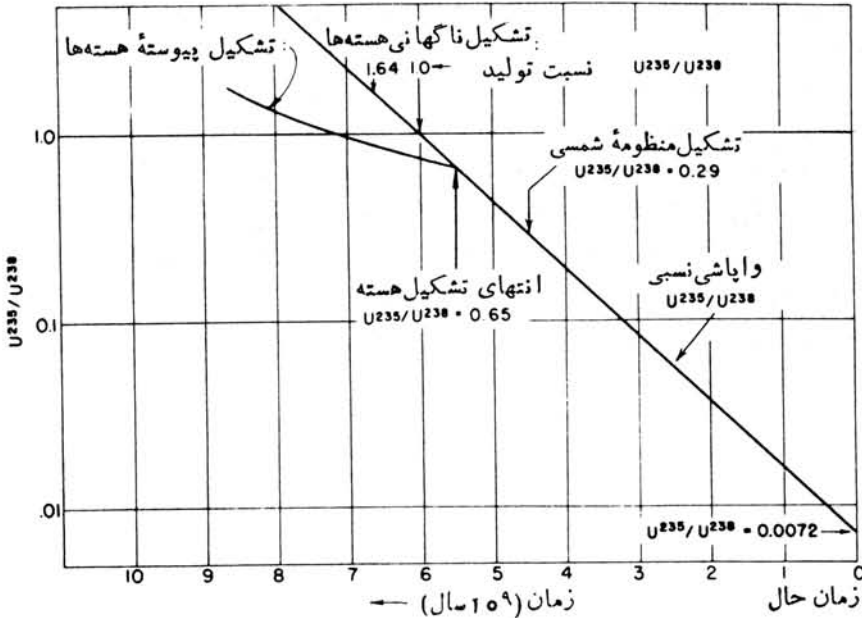
که در آن از سهم اولی صرف نظر شده است زیرا یقیناً خیلی کوچکتر از دوره‌های دیگر است. زمان δ برای برهم کنش گرانشی است تا کهکشانهای ستارگان ابتدایی را به هم نزدیک کند و مقدار محاسبه شده آن از مرتبه $2 \text{ Gy} - 1$ است. از آنجا که A_e بخوبی شناخته شده است، می‌توانیم عمر جهان را در صورت شناسایی فاصله زمانی Δ در دوره تشکیل هسته‌ها در اولین نسل ستارگان مشخص کنیم.

روش اصلی در این فرایند، مقایسه فرایندهای مشاهده شده با آنهایی است که طبق مدل‌های مشخص و با استفاده از فرایندهای بنیادی که آهنگ آنها را مستقلاً می‌توانیم تعیین کنیم به دست می‌آیند. آهنگ تحقق این فرایندها عمدتاً در آزمایشگاه‌های روی زمین قابل اندازه‌گیری است. با توجه به عدم قطعیت‌هایی که در تعیین سهم فرایندهای r و s در هسته‌هایی که می‌توان آنها را با روش تولید کرد وجود دارد، برای این روش هسته‌هایی را انتخاب

می‌کنیم که تولید آنها فقط به یک فرایندهای بومی می‌شود. برای فرایندهای سنگین ($A > 209$) را به کار می‌بریم که با فرایند S قابل تولید نیستند. در فصل ۱۳ به چنین تکنیکی اشاره کرده‌ایم. نسبت $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ به علت تفاوت نیمه عمرشان (۷۲۵ Gy برای ^{235}U و ۴۵ Gy برای ^{238}U) بازمان تغییر می‌کند. نسبت فعلی (۰۰۰۷۲۵) به مقدار زیادی متفاوت از مقدار آن در زمان چگال شدن منظومه شمسی (۰۲۹) است. برای بسرون‌یابی به زمانهای قبل از آن و زمان تشکیل ^{235}U و ^{238}U در فرایندها باید در مورد فرایندهای تولیدی که سرانجام به تشکیل ^{235}U و ^{238}U منجر شده‌اند مطالبی بدانیم. زمانی که نیمه عمر شکافت به اندازه کافی کوچک شده، فرایندها برای تولید هسته‌های سنگین متوقف می‌شود و سپس هسته‌های سنگین تولید شده (که تا $A \approx 300$ ادامه دارد) با واپاشی α و β تولید ^{235}U و ^{238}U می‌کنند. ایزوتوپ ^{238}U از واپاشی بتازای هسته‌ای باجرم ۲۳۸ از طریق فرایند r و همچنین با استفاده از واپاشی



شکل ۱۹.۱۹. نیا هسته‌های ^{238}U . زمانی که شکافت خود به خود (SF) محتمل‌ترین فرایند واپاشی باشد (برای ^{254}Cf ، ^{258}Fm ، و بعد از آن) فرایند r نمی‌تواند زنجیره واپاشی α را که منجر به ^{238}U می‌شود تغذیه کند. در این صورت تولید ^{238}U از فرایند r فقط در هسته‌های $A = 238, 242, 246, 250$ صورت می‌گیرد.



شکل ۲۰.۱۹ نسبت فراوانیهای ^{235}U و ^{238}U در طول زمان که منجر به مقدار امروزی ^{235}U می‌شود. طرح‌های مختلفی که ممکن است نوکلیدها را تولید کرده باشند نشان داده شده‌اند.

آلفازای هسته‌هایی باجرم ^{242}Pu ، ^{244}Pu ، ^{246}Pu که خود از واپاشی بتا از در فرایند هسته‌هایی با همان جرمها حاصل شده‌اند، تولید می‌شود. شکل ۱۹.۱۹ این فرایند را نشان می‌دهد. هسته‌های سنگینتر از $A=250$ ، اغلب از طریق شکافت خود بخود واپاشیده می‌شوند و بنا بر این سهمی در فراوانیهای اورانیم ندارند. در این صورت می‌توانیم نسبت «اولیه» $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ را بر پایه تخمینهای تولید فرایند محاسبه کنیم. شکل ۲۰.۱۹ مثالی از نتایج محاسبه شده است و دو حالت حدی را نشان می‌دهد: یکی تولید حالت پایاست که در آن نسبت در طول زمان تا پایان تولید ثابت می‌ماند و بعد از آن از این نسبت بر اثر واپاشی کاسته می‌شود و طی 4.5Gy به مقدار امروزی می‌رسد، و دیگری تولید ناگهانی است که در آن تمام ^{238}U و ^{235}U به نسبت اولیه شان (1964) تولید و سپس به مقدار امروزی اش واپاشیده می‌شود. در مورد اول هیچگونه پیش‌بینی از زمانی که طول می‌کشد تا تولید صورت گیرد نمی‌توانیم بگیریم ولی در مورد دوم زمان Δ بین تشکیل هسته‌ها و چگال شدن منظومه شمسی برابر 2Gy است.

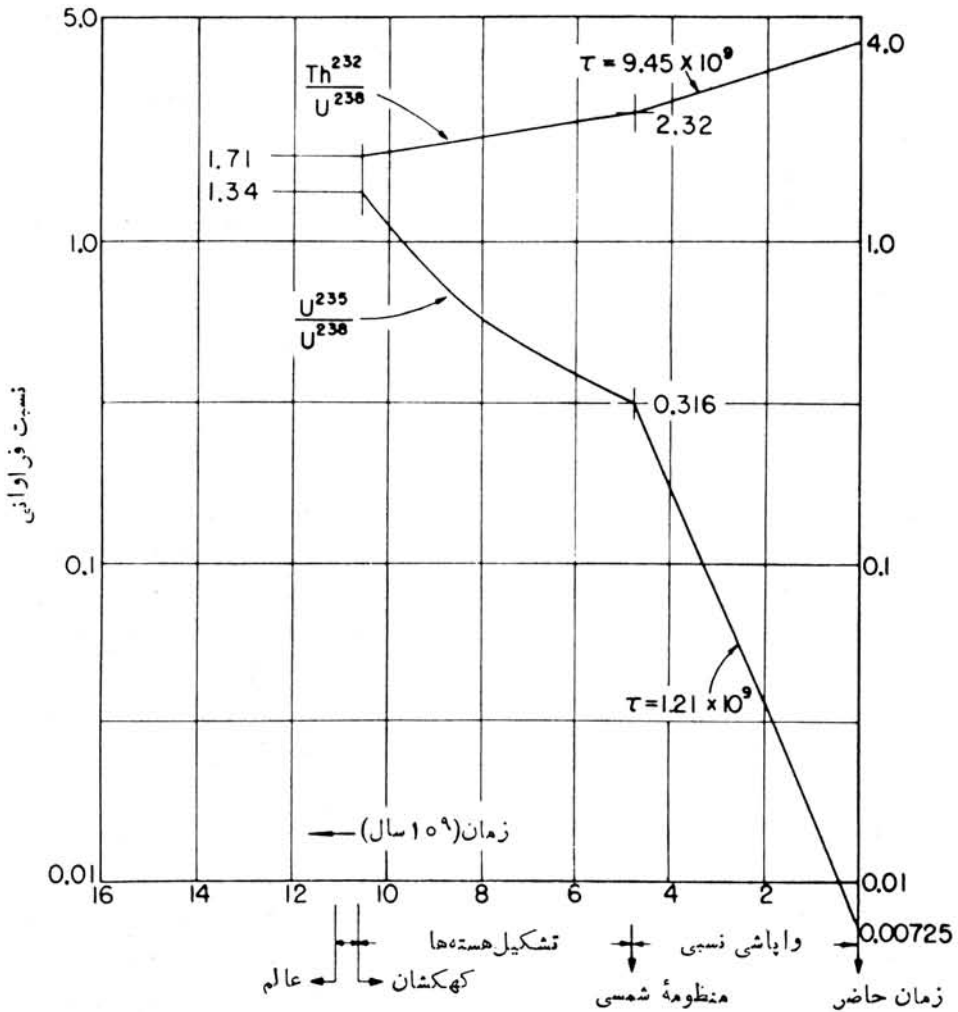
طرحی که بیشتر مورد قبول است این است که در فاصله زمانی Δ ، وقایع فرایند τ و همین‌طور واپاشی نسبی ^{235}U و ^{238}U به آرامی و پیوسته ادامه داشت. در این صورت، با تشکیل یک مدل مناسب برای تولید هسته‌ها با فرایند τ می‌توانیم آن را با فراوانیهای مستقیماً اندازه‌گیری شده‌ی هسته‌های پایدار که تولیدشان منحصرأ از طریق فرایند τ انجام می‌گیرد مقایسه

کنیم. نهایتاً می‌توانیم از این روش برای محاسبه‌ی فراوانیهای غیر قابل اندازه‌گیری نپا هسته‌های مولد ^{235}U و ^{238}U استفاده کنیم و همچنین می‌توانیم آهنگ تولید و واپاشی را به طرف عقب برون‌یابی کنیم و نسبت فراوانی را در شروع شکل‌گیری هسته‌ای کهکشانی محاسبه کنیم. شکل ۲۱.۱۹ نتیجه‌ی این محاسبه و نتیجه‌ی مشابهی از نسبت $^{238}\text{U}/^{232}\text{Th}$ را نشان می‌دهد. محتملترین مقدار به دست آمده Δ در فاصله مجاز (بر پایه عدم قطعیت محاسبات) 4 Gy تا 9 Gy برابر 6 Gy است.

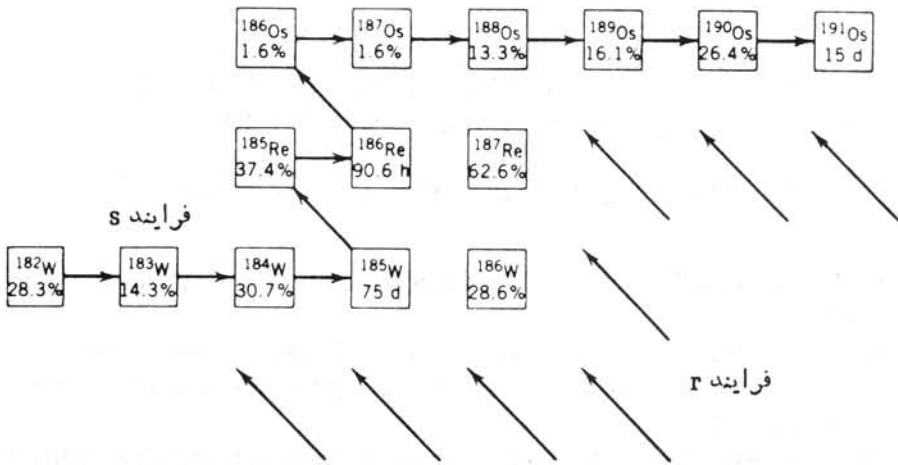
چنین مدل‌هایی می‌تواند شامل يك «فوران ماقبل شمسی» نیز باشد که به صورت تمرکز ناگهانی محصولات فرایند r در زمانی است که چگالش منظومه شمسی آغاز شده است. (در واقع نظریه‌هایی موجود است که پیشنهاد می‌کند واقعه عظیمی مثل يك ابرنواختر منشأ چگالش منظومه شمسی شده است.) شواهد مربوط به فوران را می‌توان از فراوانیهای محصولات کوتاه کم عمر (در مقیاسهای زمان Gy) در واپاشی هسته‌ها از طریق فرایند r از جمله در ^{129}I (16 My) ^{244}Pu (81 My)، ^{26}Al (0.72 My) به دست آورد.

يك راه دیگر تعیین Δ استفاده از بحث مربوط به فرایند s است. شکل ۲۲.۱۹ مسیرهای فرایند r و s را در تولید هسته‌های Os و Re نشان می‌دهد. ایزوتوپ ^{187}Re يك هسته با فرایند r است که بانیمه عمر 40 Gy ، درست در محدوده‌ای که می‌تواند به عنوان کروموسفر واپاشی مورد استفاده قرار گیرد، واپاشیده می‌شود. اگر بتوانیم فراوانی ^{187}Re را با فراوانی دخترش ^{187}Os مقایسه کنیم، می‌توانیم فاصله زمانی را که در طول آن ^{187}Re واپاشیده شده است به دست آوریم. بدبختانه ^{187}Os نیز مستقیماً در فرایند s تولید می‌شود. بنا بر این این کار بایستی با محاسبات دقیق فراوانی فرایند s در ایزوتوپهای Os صورت گیرد. در صورتی می‌توانیم از فرمول استاندارد فرایند s ، $\sigma_A N_A = \sigma_{A-1} N_{A-1}$ برای این هدف استفاده کنیم که سطح مقطع گیراندازی نوترون را بدانیم و فرض کنیم که فراوانی ^{186}Os فقط ناشی از فرایند s باشد، زیرا وجود ^{186}W از فرایند r جلوگیری می‌کند. يك اشکال این روش این است که انرژی اولین حالت برانگیخته ^{187}Os فقط در حدود 10 keV است، و در دمای ستاره‌ای $kT \approx 20\text{ keV}$ این حالت برانگیخته پر شده است. علاوه بر آن، اسپین حالت برانگیخته برابر $I = 3/2$ است، در حالی که حالت پایه دارای $I = 1/2$ است. بنا بر این ضریب وزنی $(2I+1)$ حالت برانگیخته دو برابر حالت پایه است. بنا بر این اندازه‌گیری سطح مقطع گیراندازی نوترون در حالت برانگیخته و همچنین حالت پایه، هر دو مورد نیاز است. محاسبه سطح مقطع گیراندازی حالت پایه نسبتاً ساده است اما حالت برانگیخته در آزمایشگاههای زمینی 300 K پر نشده است و نمی‌تواند هدفی برای واکنشهای نوترون باشد. دوره مختلف برای حل این مسئله به کار گرفته شده است. در یکی، سطح مقطع گیراندازی در حالت پایه ^{189}Os اندازه‌گیری می‌شود. از قضا این حالت دارای ساختار هسته‌ای مشابه حالت برانگیخته ^{187}Os است و اندازه‌گیری آن را می‌توان برای تعیین سطح مقطع حالت برانگیخته ^{187}Os به کار برد. در روش دوم، سطح مقطع برانکندگی ناکشسان $^{187}\text{Os}(n,n')^{187}\text{Os}^*$ اندازه‌گیری می‌شود که اجازه می‌دهد دامنه برانکندگی تغییر فاز تعیین و از روی آن سطح مقطع گیراندازی محاسبه شود. هر دو اندازه‌گیری در انرژیهای اختر فیزیکی نوترون (در محدوده

(۳۰-۶۰ keV) به کار رفته است. از این دوروش، مقدار Δ در محدوده ۱۲ Gy - ۹ با عدم قطعیت $\pm 20\%$ به دست می‌آید. حد پایین آن با مقدار Δ حاصل از نسبت $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ توافق دارد، اما هر دو روش وابسته به فرضیاتی است که قبول اعتبارشان به آزمونهای نظری و تجربی بیشتری احتیاج دارد. اگر مقدار $\Delta = 8 \pm 2 \text{ Gy}$ را به عنوان مقدار بینا بینی قبول کنیم، در این صورت داریم



شکل ۲۱.۱۹ یکی از طرحهای ممکن که منجر به نسبت امروزی فراوانیهای ^{238}U و ^{235}U می‌شود. مشارکت Γ و واپاشی در طول دوره تشکیل هستهها (Δ)، که شاید در اثر گسیل هسته‌های پافریند Γ در محیط بین ستارگان توسط اپر نواخترها حاصل شده باشند. بعد از اینکه منظومه شمسی شروع به چگالش کرد هیچ هسته پافریند اضافه نشده است؛ بلکه نسبت فراوانی آزادانه به مقدار امروزی اش واپاشیده شده است.



شکل ۲۲.۱۹ فرایندهای r و s در تشکیل ایزوتوپهای Re و Os.

$$A_u = 14 \pm 2 \text{ Gy}$$

نتایج روشهای دیگر تعیین عمر جهان ممکن است با این مقدار توافق داشته باشند. عمر هابل H^{-1} با استفاده از پارامتر $H = 67 \text{ km/s/Mpc}$ برابر 15 Gy است، اما H^{-1} در صورتی با A_u مساوی است که جهان به طور یکنواخت از زمان $t = 0$ گسترش یافته باشد. در کیهانشناسی واقع بینانه باید کاهش سرعت گرانشی را در نظر گرفت که بنا بر این $A_u < H^{-1}$ می شود. اگر به اندازه کافی ماده موجود باشد که جهان بسته شود (یعنی وقتی که $R \rightarrow \infty$ ، گسترش جهان متوقف شود)، در این صورت داریم $A_u = 2/3 H^{-1} = 10 \text{ Gy}$ که تقریباً با مقدار به دست آمده از روش تشکیل هسته‌ها توافق دارد. اما خود پارامتر هابل هم دارای عدم قطعیتی با ضریب ۲ است (در مقالات امروزی از مقادیر به بزرگی 100 km/s/Mpc هم استفاده می شود)، بنابراین شاید این توافق اتفاقی است. همچنین ادعاهایی مبنی بر مقادیری از Δ وجود دارد که بر اساس همین روش تشکیل هسته‌ها عمر جهان به 18 Gy می رسد. در هر حال، به نظر می رسد که تعیین مقدار Δ همچنان یک فعالیت تحقیقاتی فیزیکی هسته‌ای تجربی و نظری محسوب می شود. و این یک بار دیگر نقش مهم فیزیکی هسته‌ای را در شناخت فرایندهای اختر فیزیکی نشان می دهد.

مراجعه مطالعات تکمیلی

کتابهای بسیار جالب و قابل فهمی در سطح عمومی در زمینه کیهانشناسی موجود است که زمینه

مطالعاتی خوبی برای این فصل محسوب می‌شوند. در میان آنها، کتابهای زیر را می‌توان نام برد.

- T. Ferris, *The Red Limit* (New York: Morrow, 1977).
 S. Weinberg, *The First Three Minutes* (New York: Basic Books, 1977);
 J. Silk, *The Big Bang* (San Francisco: Freeman, 1980).

کتابهای درسی دیگری که (از لحاظ ریاضی) در سطح مقدماتی و متوسط هستند، عبارت‌اند از

- E. R. Harrison, *Cosmology* (Cambridge: Cambridge University Press, 1981);
 M. Rowan-Robinson, *Cosmology* (Oxford: Clarendon Press, 1981),
 P. J. E. Peebles, *Physical Cosmology* (Princeton: Princeton University Press, 1971);
 M. Berry, *Principles of Cosmology and Gravitation* (Cambridge: Cambridge University Press, 1976);
 P. T. Landsberg and D. A. Evans, *Mathematical Cosmology* (Oxford: Clarendon Press, 1977);
 J. V. Narlikar, *Introduction to Cosmology* (Portola Valley, CA: Jones and Bartlett, 1983);
 H. S. Goldberg and M. D. Scadron, *Physics of Stellar Evolution and Cosmology* (New York: Gordon & Breach, 1981).

نظریهٔ ریاضی پیشرفته‌را می‌توان در کتابهای زیر یافت

- S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology* (New York: Wiley 1972)
 C. W. Misner, K. S. Thorne, and J. A. Wheeler, *Gravitation*: (San Francisco: Freeman, 1973).

مطالعهٔ تشکیل هسته‌ها بدون مطالعهٔ مقاله‌های مروری که به B⁺FH معروف‌اند تکمیل نمی‌شود:

- G. R. Burbidge, E. M. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* 29, 547 (1957).

تفصیل بیشتر تشکیل هسته‌ها را می‌توان در مراجع زیر یافت

- H. Reeves, *Stellar Evolution and Nucleosynthesis* (New York: Gordon & Breach, 1968).
 D. D. Clayton, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis* (New York: McGraw-Hill, 1968);

مقالات مروری جدیدتر درباره تشکیل هسته‌ها عبارت‌اند از:

J. W. Truran, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 34, 53(1984);

G. J. Mathews and R. A. Ward, *Reports on Progress in Physics* 48, 1371 (1985).

and A. M. Boesgaard and G. Steigman, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 23, 319 (1985).

سه‌م جرج گاموف و ویلیام فاوارد در زمینه‌های کیهان‌شناسی و تشکیل هسته‌ها در مجموعه دو جلدی توسط همکارانشان مشخص شده است:

Cosmology, Fusion, and Other Matters, edited by F. Reines; (Boulder: Colorado Associated University Press, 1972) and *Essays in Nuclear Astrophysics*, edited by C. A. Barnes, D. D. Clayton, and D. N. Schramm (Cambridge; Cambridge University Press, 1982).

خلاصه کارهای فاوارد در اختر فیزیک هسته‌ای در خطابه جایزه نوبل وی نیز منعکس شده است. این خطابه در مرجع زیر تجدید چاپ شده است

Rev. Mod. Phys. 56, 149(1984).

رابطه قوی بین فیزیک هسته‌ای و اختر فیزیک در مقاله مروری زیر مورد تأکید قرار گرفته است:

C. Rolfs and H. P. Trautvetter, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 28, 115(1978).

ارتباط قوی و مشابهی بین کیهان‌شناسی و فیزیک ذرات در مقاله زیر مورد بحث قرار گرفته است

G. Steigman, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 29, 313(1979).

برای مطالعه کار جدید در زمینه تعیین عمر دنیا، با استفاده از فراوانی Os و سطح مقطع نوترون، به مقالات زیر رجوع کنند

J. C. Browne and B. L. Berman, *Phys. Rev. C* 23, 1434(1981).

R. R. Winters and R. L. Macklin, *Phys. Rev. C* 25, 208(1982);

R. L. Hershberger et al. *Phys. Rev. C* 28, 2249(1983).

مسائل

۱. الف) در انبساط جهان محتوی ماده، چگالی جسم به صورت R^{-3} کاهش می‌یابد. با به کارگیری معادله (۳.۱۹) و پارامترهای $k=0$ و $\Lambda=0$ را پیدا کنید. این مورد را مدل اینشتین-دوسیت می‌گویند. ب) رابطه مشابهی را بین H^{-1} و عمر جهان در این

مدل به دست آورید.

۲. رابطه (۵.۱۹) را از رابطه (۴.۱۹) به دست آورید.

۳. نشان دهید که با تعیین ثابت‌های روابط (۵.۱۹) و (۶.۱۹) می‌توان رابطه (۷.۱۹) را به دست آورد.

۴. از روابط (۸.۱۹) و (۹.۱۹) انتگرال بگیرید و ثابت‌ها را برای تعیین معادلات (۱۰.۱۹) و (۱۱.۱۹) به دست آورید.

۵. الف) درجه دوره‌ای جهان از مزونهای K° و \bar{K}° غنی بوده است؟ (ب) آیا ممکن است که برهم‌کنش این مزونها با نوکلئونها و پادنوکلئونهای موجود، عدم توازن ماده و پادماده را به وجود آورده باشد.

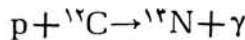
۶. با استفاده از مقیاس لگاریتمی زمان از 10^{-6} s تا 10^2 s و رسم یک نمودار ساده، وابستگی زمانی تعداد نسبی ذرات آزاد $n, p, \bar{n}, \bar{p}, \bar{H}, \bar{H}, \bar{He}, \bar{He}$ را نشان دهید.

۷. الف) با فرض اینکه نسبت نوکلئون به فوتون برابر 10^{-10} باشد، محاسبه بخش ۳.۱۹ را تکرار کنید و عمر جهان را در زمانی که امکان تشکیل دوتریم فراهم شده باشد، به دست آورید. (ب) فرض کنید تمام نوترونها با ترکیب با تعداد مساوی پروتون ذرات α درست کنند. بعد از اینکه کاهش تعداد نوترونها را در زمان محاسبه شده در قسمت الف) بر اثر واپاشی رادیواکتیویشان در نظر گرفتید، نسبت N_{He}/N_p حاصل را به دست آورید.

۸. الف) انرژی E_0 را که به ازای آن آهنگ واکنش ستاره‌ای، رابطه (۲۷.۱۹)، به قله‌اش می‌رسد محاسبه کنید. (ب) پهنای ΔE_0 را با بسط معادله (۲۷.۱۹) بر حسب سری تیلور حول E_0 به دست آورید و انرژی $E_{1/2}$ را که آهنگ واکنش به نصف کاهش می‌یابد محاسبه کنید. در اینجا پهنای ΔE_0 ، پهنای کامل منحنی در ارتفاع نیم‌بیشینه، $2(E_{1/2} - E_0)$ است.

۹. الف) درجه انرژی مرکز جرمی باید واکنش سیلیسیم سوز ${}^4\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ را برای تجدید شرایط ستاره‌ای مورد بررسی قرار دهیم؟ (ب) اگر ${}^4\text{He}$ در دستگاه آزمایشگاه بر ${}^{28}\text{Si}$ که در حال سکون است فرود آید، چه انرژی باید انتخاب شود؟

۱۰. چرخه CNO که ممکن است در تولید انرژی ستارگان مشابه خورشید با واکنش



شروع می‌شود. با فرض اینکه دما در نزدیکی مرکز خورشید $15 \times 10^6 \text{K}$ است، انرژی قله و پهنای آهنگ واکنش را به دست آورید.

۰۱۱. مسیر فرایند S را مشابه شکل ۱۴.۱۹ از ${}^{69}\text{Zn}$ تا ${}^9\text{Zr}$ رسم کنید. در این ناحیه، هسته‌های پایداری را که نمی‌توانند به فرایند S برسند شناسایی کنید، و هسته‌هایی را که از فرایند T محفوظ می‌مانند مشخص کنید.

۰۱۲. مسئله فوق را از ${}^9\text{Zr}$ تا ${}^{116}\text{Sn}$ ادامه دهید.

کاربردهای فیزیک هسته‌ای

در متن این کتاب کاربردهایی از تکنیکهای هسته‌ای از جمله قدرت شکافت و گداخت، عمر-سنجی رادیواکتیو، تعیین ساختار بلورها، و غیره را مورد بحث قرار دادیم. بسیاری از روشها و جنبه‌های علمی فیزیک هسته‌ای در زمینه‌های دیگری، خصوصاً در مطالعهٔ ترکیبات شیمیایی و تشخیص و درمان بیماریها نیز کاربرد پیدا کرده است. در این فصل، بعضی از این کاربردهای اضافی را مورد بررسی قرار خواهیم داد. با این هدف بدون عدول از شاخه‌هایی که مستقیماً از این روشها استفاده می‌کنند به اختصار آنها را شرح می‌دهیم.

۱.۳۵ تحلیل عناصر ردیابی

تکنیکهای فیزیک هسته‌ای اغلب در مقایسه با تکنیکهای شیمیایی معمول که برای تعیین عناصر تشکیل‌دهندهٔ مواد به کار می‌روند مزیت‌های فراوانی دارند. دو تکنیک هسته‌ای مخصوصاً به شکل گسترده‌ای به کار رفته‌اند: تحلیل با فعالسازی نوترونی (NAA) و گسیل پرتو x با القای ذره (PIXE) که پیکسی تلفظ می‌شود).

در تکنیک NAA یک نمونهٔ کوچک از ماده تحت تأثیر نوترونهای گرمایی یک رآکتور قرار می‌گیرد. هسته‌های عناصر پایدار می‌توانند در واکنش جذب نوترون (n, γ) رادیواکتیو شوند. خیلی از این هسته‌های رادیواکتیو از طریق بنایابی واپاشیده می‌شوند و γ گسیل می‌کنند به طوری که این پرتوهای گاما شاخص آن فرایند واپاشی مخصوص خواهند بود.

هنگامی که نمونه تابش یافته از رآکتور خارج و بایک آشکارساز Ge شمارش شود با اندازه گیری دقیق انرژی پرتوگاما معمولاً نه فقط می توان نوع ایزوتوپهای نمونه را تعیین کرد، بلکه از روی شدت پرتوهای γ می توان مقدار اولیه آنها را در نمونه تشخیص داد. با استفاده از کامپیوترهای در خط و حتی تحلیلگرهای بس کانهالی مجهز به میکرو کامپیوتر به طور خودکار می توان انرژیها و قلهها را مشخص کرد و لذا تعداد زیادی نمونه سریعاً قابل شمارش خواهند بود.

تکنیک NAA مثالی از یک روش آزمون نامخرب است. غیر از مقدار کم رادیو-اکتیویته القایی (که به تدریج در طول زمان کاهش می یابد)، نمونه طی این فرایند بدون تأثیر باقی می ماند. در مورد تابلوهای نقاشی نفیس یا کوزهها و آثار باستانی، نمونه را می توان در شرایط اصلی خودش بدون وارد شدن هیچگونه خسارتی نگه داشت. در مورد موادی که در دادگاه و یا تحقیقات جنایی مورد استفاده قرار می گیرند، آنها را حتی می توان برای تجدید تحلیل (یا تحلیلهای دیگر) و نیز به عنوان شهود و برای ارائه در محاکم بعدی سالم نگه داشت. مزایای این روش بر روشهای شیمیایی معمول که در آنها عناصر موجود در نمونه بایستی تبخیر، حل، سوخته شوند و یا تغییر یابند کاملاً محسوس است.

فعالیت حاصل از گیراندازی نوترون به شکل ساده ای در معادله (۲۳.۱۲) داده شده است

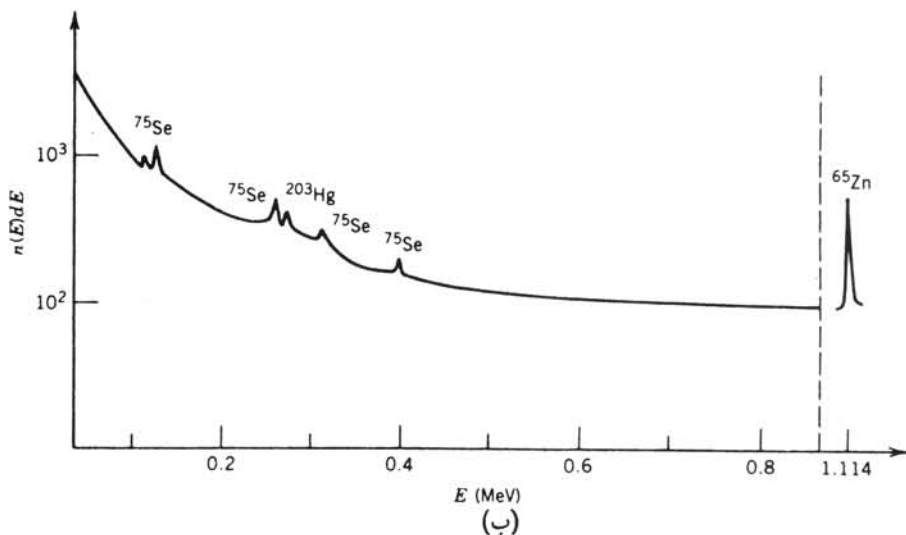
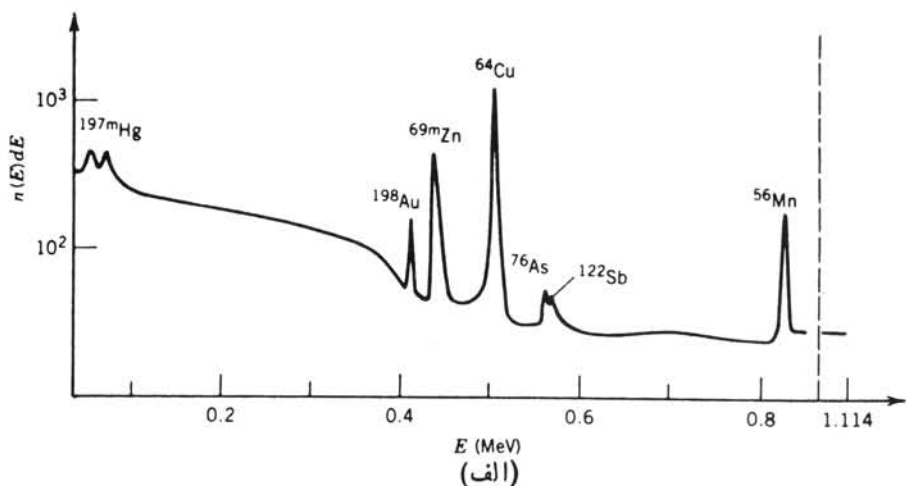
$$A = 0.602 \frac{m}{A} \sigma \phi (1 - e^{-\lambda t}) \quad (1.20)$$

که در آن به جای کوری، تعداد واپاشی در ثانیه منظور شده است. در این صورت، یکی شاره ϕ بر حسب تعداد نوترونها در سانتی متر مربع در هر ثانیه و سطح مقطع گیراندازی نوترونهای گرمایی بر حسب بارن است. m جرم (گرم) ایزوتوپ با عدد جرمی A در نمونه است. ما شار متداول نوترون را حدود $10^{12} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ و $\phi = 10^{12} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ و زمان تابش را $t = 1 \text{ h}$ در نظر می گیریم. بازدهی آشکارساز Ge حدود ۱۰٪ برای پرتوهای گامایی است که بعد از گسیل β به طور معمول ظاهر می شوند. بیا بید نمونه ای را در نظر بگیریم که در آن ^{12}g منگنز وجود دارد و تنها ایزوتوپ پایدار آن ^{55}Mn است. سطح مقطع گیراندازی نوترون برای ^{55}Mn برابر ^{13}B است که آن را به ^{56}Mn با نیمه عمر 2.58 h تبدیل می کند. این ایزوتوپ عمده تاً با گسیل گامای با انرژی 0.847 MeV (۹۹٪ واپاشی) و پاشیده می شود و در ۱٪ باقیمانده پرتوهای با انرژیهای 1.811 MeV (۲۹٪) و 2.110 MeV (۱۵٪) گسیل خواهد کرد. در این صورت، معادله (۱.۲۰) فعالیتی معادل ۰.۳ ره واپاشی در ثانیه یا ۰.۳ ره شمارش در ثانیه را از شدت ترین γ در آشکارسازی با بازدهی ۱۰٪ نشان خواهد داد. شمارش در 1 h بیشتر از ۱۰۰ شمارش در خط 0.847 MeV به دست می دهد که می تواند برای تشخیص آن و پی بردن به وجود Mn کافی باشد. لذا حد تشخیص Mn با روش NAA از مرتبه 10^{-11} تا 10^{-12} g است. جدول ۱.۲۰ نمونه ای از عناصر دیگر را که توسط NAA مورد تحلیل قرار

جدول ۱۰۳۰ تحلیل بافلسازی نوترونی.

عنصر	ایزوتوپ (فراوانی)	$\sigma(b)$	فعالیت (s^{-1})	$t_{1/2}$	شدیدترین گاما	شمارش در ساعت	حد آشکارسازی
Mn	$55(100\%)$	۱۳۰۳	3×10^5	۲۵۵h	۰۸۴۷(%۹۹)	1×10^1	$10^{-5} - 10^{-6}$
Ag	$107(51\%)$	۴۵	1×10^6	۲۷۴min	۰۶۳۳(%۲)	4×10^5	$10^{-3} - 10^{-4}$
Au	$197(100\%)$	۹۹	3×10^4	۲۷۷d	۰۴۱۲(%۹۵)	1×10^7	$10^{-4} - 10^{-5}$
Sc	$45(100\%)$	۱۳	6×10^2	۸۴d	۰۸۸۹(%۱۰۰)	2×10^5	$10^{-3} - 10^{-4}$
Cu	$65(31\%)$	۲۰۳	7×10^4	۵۰۱min	۰۵۳۹(%۹)	3×10^5	$10^{-3} - 10^{-4}$
Ir	$193(61\%)$	۱۱۰	8×10^4	۱۷h	۰۳۷۸(%۱۰)	3×10^6	$10^{-4} - 10^{-5}$
Sb	$121(57\%)$	۶	2×10^3	۲۰۸d	۰۵۶۴(%۶۶)	4×10^5	$10^{-2} - 10^{-4}$
Ni	$64(100\%)$	۱۵۵	4×10^2	۲۵۵h	۰۴۸۱(%۲۵)	3×10^4	$10^{-1} - 10^{-2}$
Pb	$206(24\%)$	۰۰۳	2×10^2	۰۸s	۰۵۷۰(%۹۸)	2×10^1	$10^{-1} - 10^{-2}$
Zr	$96(28\%)$	۰۰۵	4×10^0	۱۷h	۰۷۴۷(%۹۲)	1×10^3	$10^{-1} - 10^0$
As	$75(100\%)$	۴۰۵	9×10^3	۲۶h	۰۵۵۹(%۴۳)	1×10^6	$10^{-2} - 10^{-4}$
Hg	$202(30\%)$	۴	2×10^1	۴۷d	۰۲۷۹(%۷۷)	6×10^3	$10^{-2} - 10^{-4}$

فعالیت و آمکن شمارش بر پایه برتو گیس $1 \mu\text{g}$ نمونه برای یک ساعت در ستار نوترونی $10^{12} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ تعیین شده است. حد آشکارسازی بر پایه 100 شمارش در هر ساعت با آشکارسازی به بازدهی 10% تعیین شده است.



شکل ۱۰۲۵ طیف پرتوگاما حاصل از فعالسازی نوترونی نمونه موی انسان. طیف (الف) چهار ساعت بعد از فعالسازی و (ب) چهار هفته دیرتر برداشته شده است. رد عناصری شامل جیوه، طلا، روی، مس، آرسنیک، آنتیموان، منگنز، و سلنیم در نمونه دیده می‌شوند.

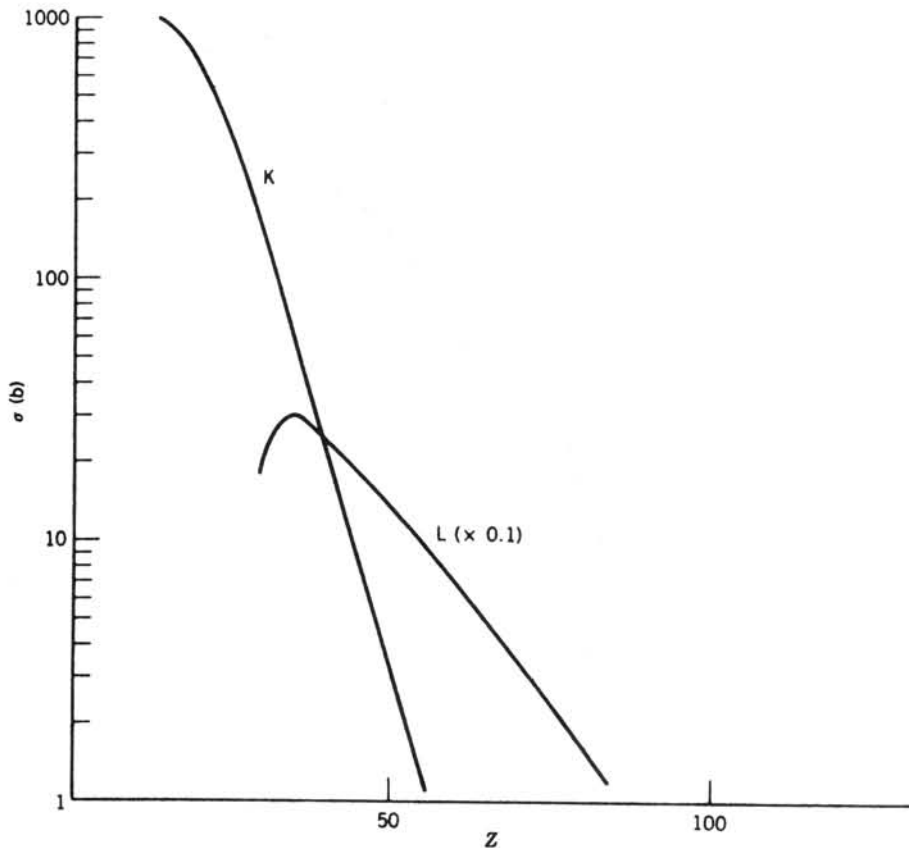
گرفته اند نشان می‌دهد. در کل ۷۱ عنصر (از ۸۳ عنصری که به طور طبیعی وجود دارند) توسط این روش با حساسیتهای مختلف قابل تحلیل است. فقط ۸ تا از سبکترین عناصر از هیدروژن تا اکسیژن و همچنین S ، P ، Tl ، و Bi را نمی‌توان در حدود قابل قبولی آشکار سازی کرد. روش NAA در هر زمینه‌ای که اطلاعاتی از مقادیر بسیار جزئی لازم داشته باشیم،

کاربرد دارد. آلوده‌سازهای جو مخصوصاً مواد معلق را می‌توان جمع‌آوری و برای پی‌بردن به وجود عناصری که ممکن است علت اصلی آلودگی باشند مورد تحلیل قرار داد. کاربردهای زیادی هم در علم جرم‌شناسی که در آن NAA به تحقیقات جنایی کمک کرده است دارد. مهمات تفنگها و تپانچه‌ها دارای ترکیبات Ba و Sb هستند، و هنگام شلیک تفنگ مقادیر جزئی از این عناصر در حد μg روی دست باقی می‌ماند. این باقیمانده‌ها ۱۰۰۰ بار بالاتر از محدوده‌ای است که با استفاده از NAA می‌توان Ba و Sb را تشخیص داد. تحلیل باره‌گلوله‌های به دست آمده در ترور پرزیدنت جان کندی توانست مشکل مدت‌ها حل نشده‌ای را که در مورد تعداد گلوله‌های شلیک شده وجود داشت، حل کند.

مسمومیت ناشی از آرسنیک و جیوه را می‌توان در مو آشکار سازی کرد و حتی نمونه‌موهای شخصیت‌های تاریخی را بررسی کرد. تحلیل رشته‌هایی از موی ناپلئون نشان داد که غنی از آرسنیک است که در آن موقع یکی از مواد مورد استفاده در داروها بوده است. موی ایزاک نیوتون شامل مقدار زیادی جیوه بوده است. بررسی تفصیلی مواد معدنی کوزه‌های باقیمانده از زمان باستان به روش NAA نشان می‌دهد که کدام یک از قطعات محل یکسان دارند، و همچنین مطالعه سیستماتیک تکه‌های پیدا شده در حفاری‌های باستان‌شناسی مختاف می‌تواند به ما کمک کند تا داد و ستدهای فرهنگ‌های باستانی را مشخص کنیم. با استفاده از NAA تمرکز غیرعادی Ir را در محل‌های متعددی در دنیا، در عمق بین محدوده دوران کرتاسه و دوران سوم زمین‌شناسی که حدوداً ۶۵ میلیون سال قبل بوده است، کشف کرده‌اند. این طور تصور می‌شود که در آن زمان یک شهاب بزرگ غنی از Ir با زمین برخورد کرده و غبار حاصل از برخورد باعث ایجاد ابری شده است که در یک دوره طولانی با جلوگیری از ورود نور خورشید به زمین باعث نابودی دایناسورها شده است. سرانجام Ir روی زمین در لایه‌های زمین‌شناسی که ما امروزه مشاهده می‌کنیم بر جای مانده است.

گسیل پرتو α با القای ذره (PIXE) نیز برای تحلیل مقادیر جزئی عناصر به کار می‌رود، در این تکنیک نمونه‌ای نازک از ماده در محل هدف شتاب‌دهنده قرار می‌گیرد و توسط پرتون، آلفا، یا حتی یون‌های سنگین بمباران می‌شود. برهم‌کنش کولنی بین ذرات ورودی و هدف می‌تواند باعث یونش اتم‌های هدف شود، و در نتیجه سطح مقطع نقل و انتقال الکترون داخلی (از پوسته‌های K یا L) محاسبه شود. جاهای خالی ایجاد شده در آنها سریعاً پرمی شوند زیرا الکترون‌های خارجی با گسیل پرتو α پوسته داخلی را پرمی کنند. انرژی پرتو α ناشی از پوسته‌های K و L تابع همواری از عدد اتمی Z است، و با مشاهده پرتو α گسیل شده می‌توان عناصر موجود در نمونه را تعیین کرد. با توجه به کوتاه بودن برد ذرات باردار در ماده و پایین بودن انرژی پرتو α گسیل شده (۱۰۰ — ۱۰ keV) لازم است با نمونه‌های نازک کار شود.

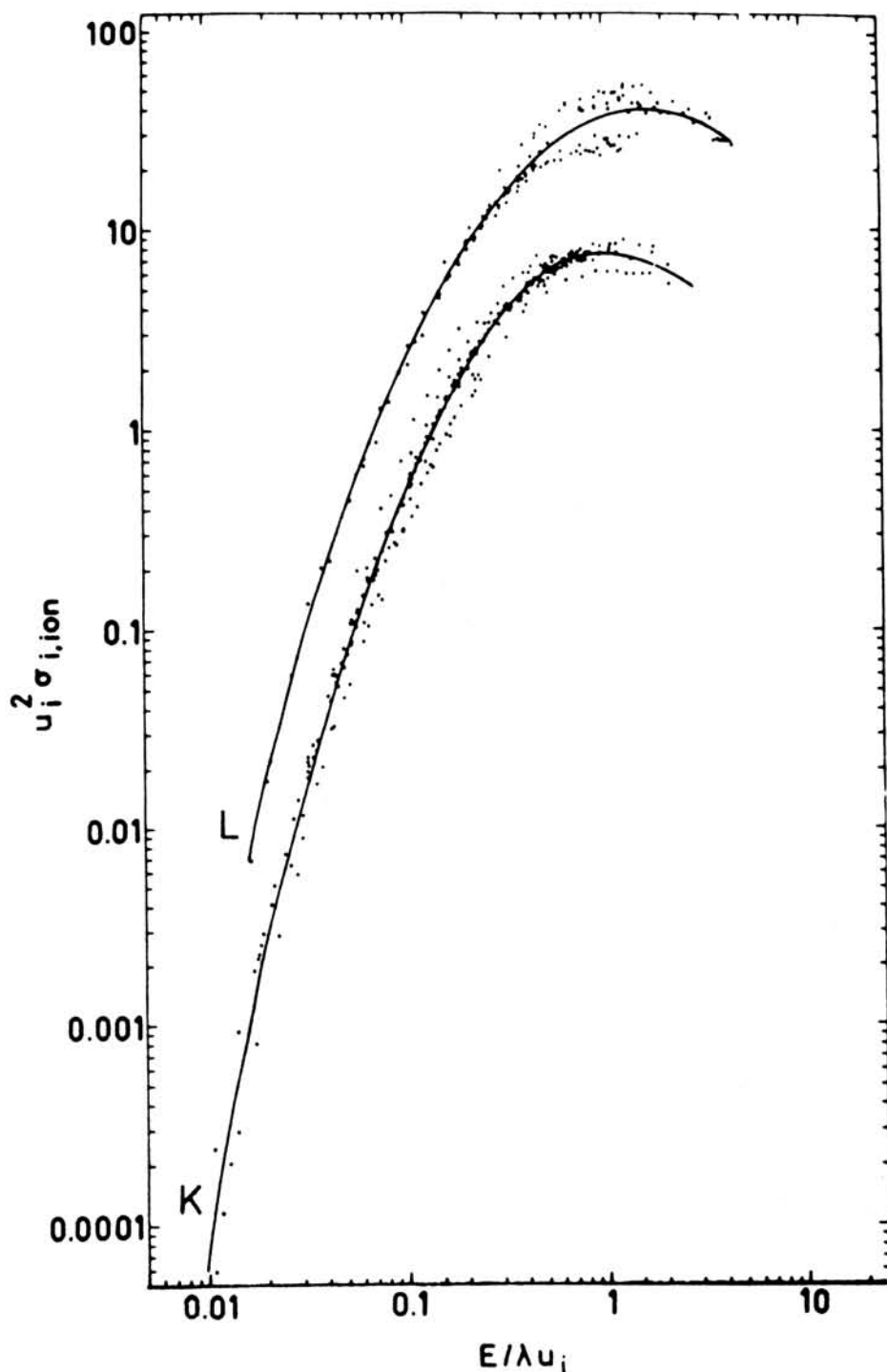
تغییرات سطح مقطعها برای یونش پوسته K هموار است (عکس مورد گیر اندازی نوترون‌های گرمایی) و برای عناصر سبک سطح مقطع از مرتبه ۱۰۰ b است، اما برای عناصر سنگین به کمتر از ۱ b کاهش می‌یابد. بنابراین حساسیت روش PIXE با زیاد شدن Z هدف کاهش می‌یابد، اما به دست آوردن نتایج کمی تا عنصر Pb هم غیر ممکن نیست. شکل ۲.۲۰



شکل ۲.۲۰ سطح مقطعهای تولید پرتو X ناشی از پوسته‌های K و L برای پروتونهای تابشی با انرژی ۵۰ MeV.

تغییرات تولید پرتو X ناشی از پوسته‌های K و L را بر حسب Z نشان می‌دهد. در به دست آوردن سطح مقطع تولید پرتو X ابتدا لازم است سطح مقطعهای تشکیل و تولید جاهای خالی در پوسته‌های مناسب محاسبه شود و سپس احتمال اینکه جای خالی توسط نوع خاصی از گذار پرتو X پر شود، به دست آید. داده‌های رسم شده در شکل ۲.۲۰ این عوامل را هم شامل می‌شود. سطح مقطعهای یونش نیز بر حسب انرژی ورودی تغییر می‌کنند، اما این تغییرات بایک منحنی کلی که در شکل ۳.۲۰ نشان داده شده به خوبی تقریب زده می‌شود. سطح مقطع در حدود $T_p / \lambda E_K = 1$ به مقدار بیشینه می‌رسد که در آن T_p انرژی پروتون ورودی و E_K انرژی یونش است

$$T_p = \frac{m_p}{m_e} E_K \quad (۲.۲۰)$$



شکل ۳۰۲۰ سطح مقطعهای پوسته‌های I و K در پمباران پروتونی. محور قائم حاصل ضرب سطح مقطع σ در مجذور انرژی بستگی الکترون را نشان می‌دهد. محور افقی نسبت $E/\lambda u_i$ را نشان می‌دهد که در آن E انرژی جنبشی پروتون و $\lambda = m_p/m_e$ است.

در بررسی استاندارد اتم هیدروژن، انرژی کسل (منفی) $E = T + V$ و انرژی کولنی بر حسب تصادف $V = -\frac{2T}{r}$ است، لذا $|E| = T$ می شود. بنا بر این انرژی بستگی الکترون پوسته K (یا انرژی یونش E_K) به طور عددی برابر انرژی جنبشی، و معادله (۲.۲۰) معادل است با

$$v_p = v_e \quad (3.20)$$

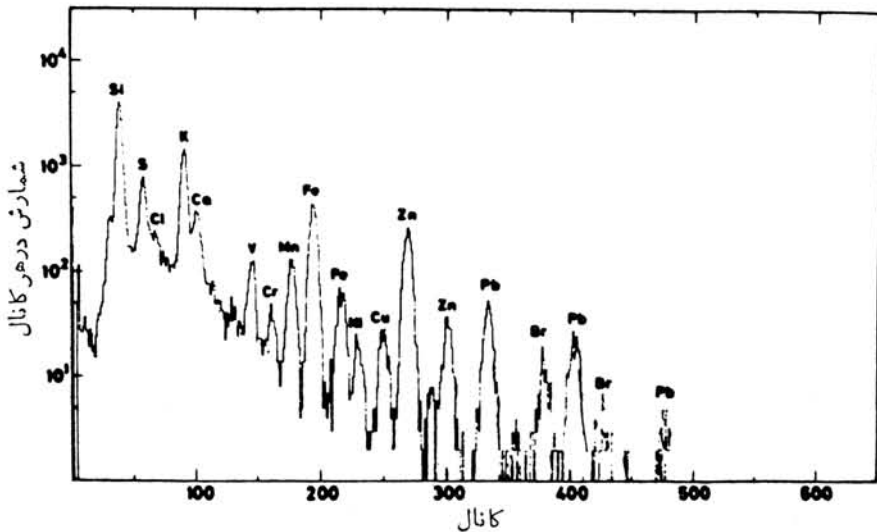
یعنی، سطح مقطع زمانی به مقدار بیشینه می رسد که پروتون تابشی دارای سرعتی برابر با سرعت الکترون در مدار بور باشد. البته این به طور فیزیکی نیز قابل قبول به نظر می رسد.

درک نظری مقطعی PIXE به این معنی است که بهره تولید پروتون x را می توان به صورت کمی برای به دست آوردن مقدار عناصر موجود در نمونه به کار برد. ما می توانیم آهنگ شمارش را حدس بزنیم و با استفاده از آن حساسیت تکنیک به کار رفته را با روش NAA مقایسه کنیم. بیایید هدف نازک 10^{-4}g/cm^2 را با مساحت 1cm^2 در نظر بگیریم که توسط باریکه ای از پروتونهای (س/پروتون $6 \times 10^{11} = 1 \mu\text{A}$) مورد تابش قرار گرفته است. آهنگ واکنش برای سطح مقطع 1000b برابر است با

$$\begin{aligned} R &= \sigma I n \\ &= (1000 \text{b})(6 \times 10^{11} \text{p/s})(10^{18} \text{ /cm}^2) \\ &\sim 10^9 \text{ واکنش/s} \end{aligned}$$

بهره تولید پروتون x از حدود ۱٪ برای اتمهای سبک تا ۱۰۰٪ برای اتمهای سنگین تغییر می کند، و در حالی که بازده آشکارسازی پروتونهای x [با به کار بردن آشکارساز (Si/Li)] ممکن است به ۱۰۰٪ نزدیک شود، با توجه به هندسه واکنش، آشکارساز باید نسبتاً دور از نمونه قرار گیرد و بنا بر این زاویه فضایی آشکارساز کمتر از ۱ درصد π می شود. آهنگ شمارش ممکن است فقط در حدود $10^5/\text{s}$ باشد که با استفاده از زمان شمارش ۱h (مثلاً آنچه در NAA انجام دادیم) می توانیم 10^8 شمارش را در نمونه اصلی باجرم 10^{-4}g جمع آوری کنیم. اگر در اینجا هم حداقل ۱۰۰ شمارش را برای مشاهده قله طیف در نظر بگیریم، می توانیم مقادیری به کوچکی 10^{-10}g یا $10^{-4} \mu\text{g}$ را شناسایی کنیم که در این صورت این تکنیک از نظر حساسیت با NAA قابل قیاس خواهد بود، و برای خیلی از عناصر حتی ممکن است نسبت به روش NAA نیز برتری داشته باشد. اگر بتوانیم باریکه را بدون آنکه خسارتی به هدف وارد شود در قطر 1mm کانونی کنیم، حساسیت با ضرب ۱۰۰ افزایش می یابد.

برای تحلیل کمی دقیق، بایستی سطح مقطعیها و جریان باریکه و نمایه آن روی نمونه را دقیقاً بدانیم. این امر ممکن است دقت PIXE را تا $\pm 10\%$ در تحلیل کمی محدود کند که در



شکل ۴.۲۰ نمونه‌ای از طیف PIXE که تشخیص عناصر موجود در ذرات معلق در هوا را، در پی بمباران با پروتونهای ۲ MeV، نشان می‌دهد.

این صورت دقت آن خیلی کمتر از روش NAA نخواهد بود. بعلاوه، روش NAA ممکن است از نظر انتخاب ایزوتوپهایی که سطح مقطعهای کوچک دارند، زمان کوتاه و پاشی رادیو-اکتیو، یا عدم گسیل γ محدودیت داشته باشد. اما روش PIXE چنین محدودیتهایی ندارد، و تمام عناصر با حساسیت نسبتاً یکسانی قابل آشکارسازی هستند. یکی از اشکالات آن این است که طیف پرتو x که شامل خطوط خیلی زیادی از مؤلفه‌های K و L است می‌تواند با هم تداخل کند و کار تحلیل را مشکل سازد. به عنوان مثال خط $L_{\alpha 1}$ در سرب دارای انرژی 1055 keV است در حالی که انرژی خط $K_{\alpha 1}$ در آرسنیک برابر 1054 keV است و آشکارسازهای Si(Li) دارای قدرت تفکیک 100 eV انرژی هستند، و لذا نمی‌توان این دو قله را که به فاصله 10 eV قرار دارند از هم تمیز داد. چنین تداخلهایی در مسواری که خوب شناخته شده است پیش می‌آید، و لذا برای تشخیص عناصر باید مؤلفه‌های دیگر آن را مورد استفاده قرار داد.

شکل ۴.۲۰ تحلیل طیف PIXE را که از وجود عناصر متعددی حکایت می‌کند نشان می‌دهد.

۲.۲۰ طیف‌سنجی جرمی با استفاده از شتابدهنده‌ها

همان‌طور که در فصل ۶ گفته شد تکنیک عمرسنجی رادیو اکتیو از مواد باستانی باعث به دست آمدن اطلاعات دقیق از عمر مواد معدنی و آلی می‌شود. ولی این روش دارای محدودیتهایی

است. در طول فرایند شمارش واپاشیهای با عمر زیاد، فقط کسر خیلی کوچکی از اتمهای موجود در نمونه شمارش می‌شود. این بدین معنی است که نمونه‌های بزرگ و یا زمان شمارش طولانی مورد نیاز است و این مسئله با زیاد شدن عمر نمونه نیز بدتر می‌شود.

به عنوان مثال واپاشی ^{14}C را در عمرسنجی رادیوکر بن در نظر بگیریم. ^{14}C موجود در مواد آلی امروزی نسبت به ^{12}C حدود 10^{-12} - 10^{-10} و آهنک واپاشی در حدود ۱۵ واپاشی در دقیقه در هر گرم از کل کربن است. نیمه عمر ^{14}C 5730 سال است، بنابراین در یک گرم از نمونه‌ای با عمر حدود 100000y آهنک واپاشی حدود $4/\text{min}$ خواهد شد. بنابراین اگر دستگاهی که برای شمارش به کار می‌بریم بازده 100% داشته باشد، مشاهده آماری دقیق از 10000 واپاشی (با 1% عدم قطعیت) در روز طول می‌کشد. هر 1 گرم نمونه شامل حدود 5×10^{22} اتم کربن یا حدود 10^{10} اتم ^{14}C است. لذا این روش مشاهده یک اتم از نمونه 10^6 اتمی، کارایی زیادی ندارد.

یک روش مناسب دیگر به جای شمارش واپاشی ^{14}C این است که اتمها را مستقیماً بشماریم. طیف‌سنجی جرمی قادر است ^{14}C و ^{12}C را از هم تمیز دهد و لذا ممکن است انتظار داشته باشیم که بایک روش نسبتاً ساده با قرار دادن مقدار معینی کربن در طیف‌سنج می‌توان مقدار ^{14}C موجود در آن را تعیین کرد. اما یک اشکال بنیادی در این روش آلودگی ناشی از یونهای دیگر با جرم 14 است که ممکن است در نمونه یا در خود طیف‌سنج وجود داشته باشد. این یونها را نمی‌توان از ^{14}C تشخیص داد و بنابراین زمینه‌ای را تشکیل می‌دهند که ممکن است چندین مرتبه از مقدار کم ^{14}C شدیدتر باشد. برای مثال به نظر می‌رسد که مواد آلی شامل ^{14}N و CH_2 باشند و حتی مقدار خیلی کمی از گاز باقیمانده در طیف‌سنج هم عمدتاً از ^{14}N تشکیل می‌شود. تفاوت جرم بین این آلودگیها و ^{14}C حدود یک قسمت در 10^5 و خیلی کوچکتر از آن چیزی است که به طور فیزیکی بتوان با طیف‌سنجهای جرمی معمولی تشخیص داد.

شتاب‌دهنده‌های هسته‌ای (سیکلوترون یا وان دوگراف تاندم) این امکان را فراهم می‌سازند که جرم و بار باریکه خروجی با هم در نظر گرفته شوند و بنا بر این می‌توانند بسیاری از عملیات را مانند طیف‌سنجیهای معمولی انجام دهند. شتاب‌دهنده‌ها دو برتری عمده دارند: (۱) در چشمه یونی، یونهای منفی تولید می‌شوند. این می‌تواند باعث کاهش قابل توجهی در آلودگی زمینه شود، خصوصاً در مورد ^{14}N که نمی‌تواند یون منفی پایداری بسازد، لذا از باریکه چشمه محومی شود. (۲) دستگاه تحلیل‌کننده می‌تواند با استفاده از تکنیکهای $\Delta E, E$ که در فصل ۷ تشریح شد، بار و جرم یون را تعیین کند، و همچنین می‌تواند با استفاده از تکنیکهای اختلاف برد از انتقال ایزوتوپها با عدد اتمی بزرگتر (باز هم مثل موارد ^{14}N و ^{14}C) جلوگیری کند یا مقدار آنها را کاهش دهد. این تکنیکها وقتی با تکانه‌گزینها و سرعت‌گزینها که از میدانهای الکتریکی و مغناطیسی استفاده می‌کنند ترکیب شوند، طیف‌سنجی جرمی بر مبنای شتاب‌دهنده به دست می‌آید که برتری قابل توجهی بر شمارش واپاشی رادیو-اکتیو برای عمرسنجی مواد خواهد داشت.

هم سیکلوترونها و هم شتاب‌دهنده‌های تاندم برای این کار برد جدید و حساس طیف‌سنجی

جرمی به کار برده شده‌اند. انرژیهای قابل دسترس در این شتابدهنده‌ها (MeV و بالاتر) امکان کاربرد تکنیکهای تشخیص ذرات را در انرژیهای فراهم می‌آورد که باطیف‌سنجهای جرمی معمولی در انرژیهای keV امکان‌پذیر نیست. در سیکلوترون، شرط تشدید (معادله ۴.۱۵) و گزینش شتاب فقط آن یونهایی را که دارای نسبت بار به جرم مناسبی هستند انتخاب می‌کند، و بنا بر این سرعاً ^{12}C و ^{13}C را که در شمارش ^{14}C تداخل می‌کنند حذف خواهد کرد. زمینه ^{14}N را می‌توان با به کار بردن چشمه یون منفی یا انتخاب بر ذرات شتاب یافته تقلیل داد. مولکول CH_4 با جرم ۱۴ را در صورتی می‌توان حذف کرد که باریکه یا یونیدگی چند باره از چشمه یون خارج شود. اگر 3 الکترون از CH_4 برداشته شود، یون حاصل ناپایدار است و مولکول تکه پاره می‌شود.

برای تعیین عمر نمونه لازم است که نسبت مقدار ایزوتوپهای کمیاب به ایزوتوپهای پایدار تعیین شود. برای انجام این کار با سیکلوترون، بسامد تشدید با یستی تغییر کند که در این صورت تغییرات در بازده انتقال سیکلوترون، عدم قطعیت‌هایسی را در تعیین فراوانی نسبی ایزوتوپ وارد خواهد کرد.

شتابدهنده تاندم اشکالات اخیر را بر طرف می‌کند. اما این دستگاه فاقد شرط تشدید است که باعث تمایز آن از سیکلوترون به عنوان یک تحلیلگر جرمی قوی می‌شود. با به کار بردن باریکه یون منفی و یک تاندم با یونیدگی چند باره می‌توان هم ^{14}N و هم CH_4 را تقلیل داد، و جداسازی نهایی را به کمک تحلیلگرهای الکترومغناطیسی و صفیهای برد به ثمر رساند. این تحلیل نهایی در عمل توسط طیف‌سنج جرمی دیگری انجام می‌شود، ولی چون کارنهایی جداسازی جرمهای ^{12}C و ^{13}C از ^{14}C است، یک طیف‌سنج معمولی کفایت خواهد کرد. نشان داده شده است که تکنیکهای مبتنی بر شتابدهنده‌ها دارای حساسیت 10^{-15} برای نسبت $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ هستند. با استفاده از فقط یک میلی‌گرم از ماده معدنی می‌توان عمرهایی تا حدود ۱۰۰۰۰۰ سال را تعیین کرد. این کار اکتشافی در چندین سال گذشته با به کارگیری سیکلوترونها و تاندمهای معمولی انجام گرفته است، و ساخت شتابدهنده‌هایی که مخصوصاً برای طیف‌سنجی جرمی در نظر گرفته شده باشند باعث بهبود حساسیت آنها خواهد شد.

با اینکه ^{14}C به عنوان مثال در این بحث به کار برده شده است، نتایج مشابهی برای دیگر ایزوتوپها نیز به دست آمده است. مثلاً در بررسی ^{9}Be ($t_{1/2} = 1.06 \times 10^6 \text{y}$) که توسط پرتوهای کیهانی تولید می‌شود و در رسوبات اقیانوسها موجود است، شمارش ^{9}Be آسانی توان برای مطالعه دینامیک کف دریاها به کار برد. همچنین ایزوتوپ ^{36}Cl ($t_{1/2} = 3.05 \times 10^5 \text{y}$) نیز به وسیله پرتوهای کیهانی و برخورد آنها با اتمهای Ar موجود در جو تولید می‌شود و از طریق باران یا برف در آبهای سطحی وارد می‌شود و کم کم به اعماق زمین نفوذ می‌کند. ممکن است میلیونها سال طول بکشد تا به آبهای عمیق زیر زمین برسد. از ^{36}Cl موجود در این آبها می‌توان طول زمانی را که لازم است تا آب سطحی به چنان عمقی برسد به دست آورد. این بررسی کاربرد مهمی در مسئله انبار کردن درازمدت پسماندهای رادیواکتیو دارد. با توجه به پیشرفتهای طیف‌سنجی جرمی مبتنی بر شتابدهنده‌ها روشهای عمرسنجی با استفاده از این ایزوتوپهای دراز عمر هم عملی است و هم دقیق.

۳.۳۰ کاربردهای واپاشی آلفا

واپاشی آلفا در هسته‌های سنگین با عمر زیاد دارای دو مشخصه مهم است که به کاربردهای مهمی منجر می‌شود. ذرات آلفا با انرژی مشخصی گسیل می‌شوند (به عکس واپاشی β) و اگر طول عمر به اندازه کافی زیاد باشد، آهنگ گسیل عملاً ثابت است.

بیا بید به عنوان مثال واپاشی آلفای ^{238}Pu ($t_{1/2} = 87.7$) را در نظر بگیریم که از طریق واپاشی ^{238}Np و به دنبال گیراندازی نوترون توسط ^{237}Np تولید می‌شود. مقدار Q در حدود 5.6 MeV و آهنگ واپاشی $1\text{ گرم } ^{238}\text{Pu}$ به فرار زیر است

$$A = \lambda N = \frac{0.0693}{t_{1/2}} \cdot \frac{1\text{ g}}{238\text{ g/mol}} \cdot 6 \times 10^{23} \text{ اتم/mol}$$

$$= (2.06 \times 10^{-10} \text{ واپاشی/s}) (2.05 \times 10^{21} \text{ اتم/g})$$

$$= 6 \times 10^{11} \text{ واپاشی/s/g}$$

هر واپاشی 5.6 MeV انرژی آزاد می‌کند که در این صورت توان خروجی عبارت است از

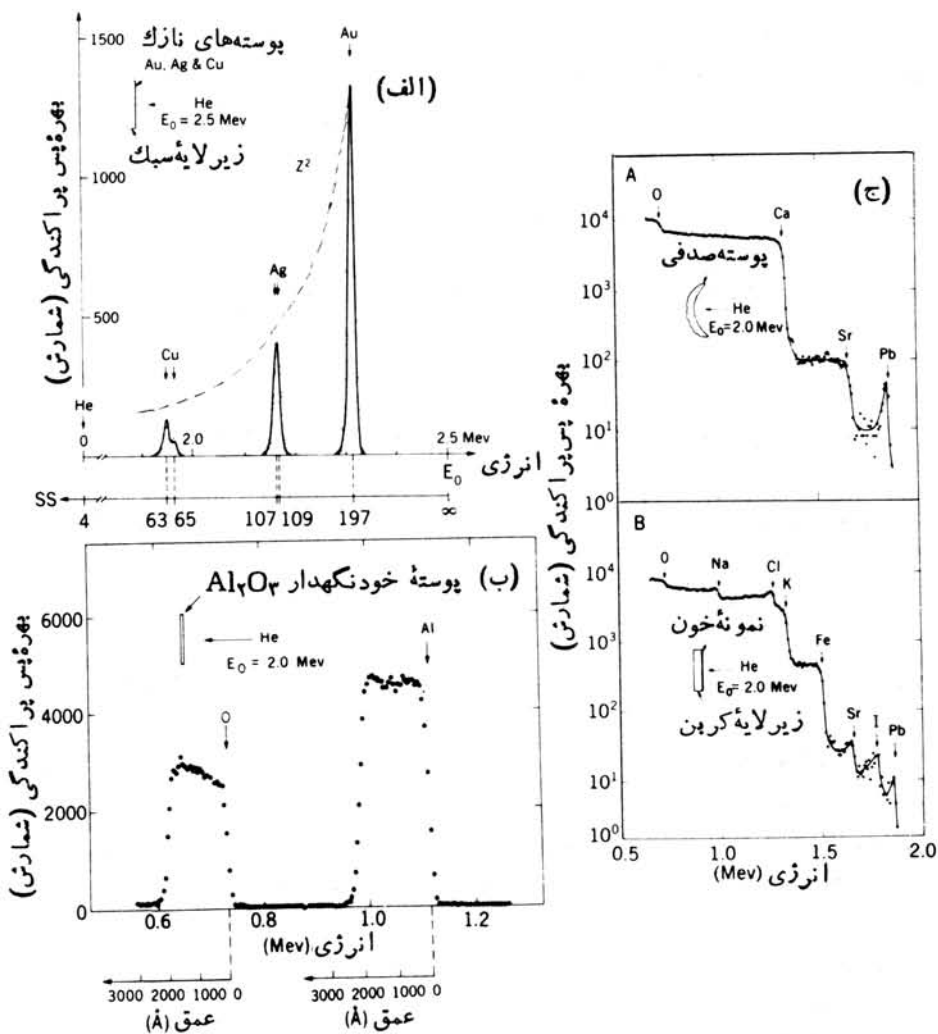
$$P = \left(6 \times 10^{11} \frac{\text{واپاشی/s}}{\text{g}}\right) \left(\frac{5.6 \times 10^6 \text{ eV}}{\text{واپاشی}}\right) (1.6 \times 10^{-19} \text{ J/eV})$$

$$= 0.06 \text{ W/g}$$

که هر گرم ^{238}Pu توان خروجی 0.06 W ایجاد می‌کند. در حالی که این مقدار حتی برای گرم کردن و یا روشن کردن یک خانه کافی نیست، برای تغذیه یک مدار الکتریکی ساده کاملاً کفایت می‌کند و از برتری مهم مداوم بودن عملکرد با آهنگ ثابت حتی در شرایط نامساعد (به عنوان مثال در خلأ و در جاهای خیلی سرد) نیز برخوردار است و نیاز به تعویض آن هم پس از گذشت زمان‌هایی در حدود یک نیمه عمر است. نیاز به چنین منبع قدرت پایدار و قابل اعتمادی در کاربردهای زیادی احساس شده است که استفاده از آن در ضرر بان‌سازهای قایبی و در فضا پیمای و ویه‌جر که از مشتری، زحل، و اورانوس عکس گرفته است از آن جمله است.

در ضرر بان‌ساز قلبی انرژی واپاشی α به صورت گرما جذب می‌شود و سپس از طریق یک مبدل گرما الکتریکی به تپش الکتریکی تبدیل می‌شود. این دستگاهها قادرند به طور پیوسته توان الکتریکی در حدود $300\text{ }\mu\text{W}$ را که محدود به نیمه عمر 87.7 ساله ^{238}Pu است تولید کنند.

پراکنندگی ذره آلفا هم برای تحلیل کیفی و هم برای تحلیل کمی حائز اهمیت است. آشکارسازهای دود شامل مقدار کمی ایزوتوپ ^{241}Am ($t_{1/2} = 433\text{ y}$) هستند که مقدار Q آن 5.6 MeV است. در شرایط عادی، ذرات α مولکولهای هوادر آشکارساز یونیده می‌کنند و در نتیجه یونها به طرف الکترودها به حرکت درمی‌آیند و جریان دائمی در دستگاه به وجود



شکل ۵.۲۰ (الف) طیف پس پراکنده ذرات آلفا با انرژی 2.5 MeV در برخورد با پوسته‌های نازک مس، نقره، و طلا. منحنی خط چین تمییرات سطح مقطع را بر حسب Z^2 طبق فرمول رادرفورد نشان می‌دهد. طیف، وجود دو نوع ایزوتوپ را در مس نشان می‌دهد. (ب) در یک هدف کلفتی بعضی از ذرات ممکن است نفوذ کنند و انرژی خود را قبل از پس پراکنده از دست بدهند. این باعث پهن شدن قله و تخت شدن شکل می‌شود که کلفتی آن به ضخامت هدف بستگی دارد (حدود 200 nm در این آزمایش). (ج) پراکنده‌گی از مواد مرکب می‌تواند عناصر موجود در آن را آشکار سازی کند.

می‌آورند. در اثر عمل احتراق اتمهای یونیده سنگین تولید می‌شوند که زمانی که وارد آشکارساز می‌شوند با یونهای مولد جریان دائمی برخورد می‌کنند و باعث کاهش جریان و بصداد آمدن زنگ می‌شوند. این دستگاه توسط ذرات دود قابل مشاهده تحریک نمی‌شود (آن‌طور که در آشکارسازهای دود از نوع فوتوالکتریک دیده می‌شود) بلکه فقط بر اثر یونهای باردار حاصل از احتراق کار می‌کند.

تحلیل کمی را می‌توان با مشاهده ذرات آلفای پراکنده شده در زوایای بزرگ که به آن پس‌پراکندگی (ادرفورد) می‌گویند انجام داد. در بحث پراکندگی رادرفورد در فصل ۱۱، فرض کردیم که هسته هدف بی‌نهایت سنگین است، لذا ذره α با انرژی اولیه خودش بیرون می‌آید. در واقع، مقدار کمی انرژی به هسته مورد اصابت داده می‌شود و افت انرژی ذرات پراکنده شده به عقب ($\theta \approx 180^\circ$) عبارت است از

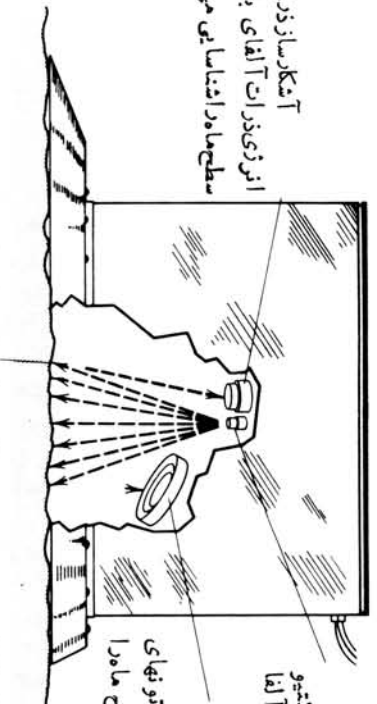
$$\Delta T = T \left[\frac{4m/M}{(1+m/M)^2} \right] \quad (4.20)$$

که در آن T انرژی ذره آلفای ورودی، m جرم ذره α و M جرم هدف است. افت انرژی برای هسته‌های سبک از همه بیشتر است، اما حتی برای هسته‌های سنگین ($m/M \approx 0.05$) افت انرژی در حدود 5 MeV و به سادگی قابل آشکارسازی است. پراکندگی از هدفی که شامل ایزوتوپها و یا عناصر مختلف است تولید طیف انرژی ذرات α می‌کند که هر یک از آنها به جرم مشخصی از اتم مورد اصابت متناظر است که از آنجا می‌توان ترکیبات هدف را به دست آورد. فاصله بین جرمهای همجوار برای هسته‌های سنگین از مرتبه ۱٪ یا 5 keV است که تا حدی (ولی نه در حد مایوس کننده) کوچکتر از حد تفکیک آشکارساز معمولی و نوع حالت جامد (20 keV) ذره آلفاست. اما برای هسته‌های سبک فاصله بین عناصر مجاور (و حتی بین ایزوتوپهای یک عنصر) به سادگی قابل تفکیک است. در شکل ۵.۲۰ نمونه‌ای از طیف پس‌پراکندگی α نشان داده شده است که با استفاده از آن می‌توان وجود عناصر مختلف را تشخیص داد. این تکنیک برای تحلیل نمونه‌های خاک در فضا پیمایی که روی ماه فرود آمد به کار برده شده است. این فضا پیمای مجهز به یک دستگاه پس‌پراکندگی رادرفورد بود که در آن چشمه ^{242}Cm با نیمه عمر ۱۶۳ روز کار گذاشته شده بود. آزمایش پس‌پراکندگی این فضا پیمای در شکل ۶.۲۰ نشان داده شده است.

۴.۲۰ پزشکی هسته‌ای تشخیصی

کشف پرتو x توسط رونتگن در سال ۱۸۹۵ بزودی کاربرد آن را در تشخیص پزشکی به دنبال داشت. از آنجا که پرتو x به سادگی از بافت‌های نرم بدن عبور می‌کند ولی در استخوان قویاً تضعیف می‌شود، عکاسی با پرتو x اطلاعات جامعی از ساختمان اسکلت بدن انسان به دست می‌دهد و در نتیجه در روش تشخیص پزشکی که منجر به ترمیم استخوانهای شکسته می‌شود ارزش بسیار دارد. در اشکال کاربرد عکاسی با پرتو x را محدود می‌سازد: پرتو x نمی‌تواند بین

آنالیزهای آتاما از زره آلفا، با اندازه گیری
سطح ماه را نشان می دهند.

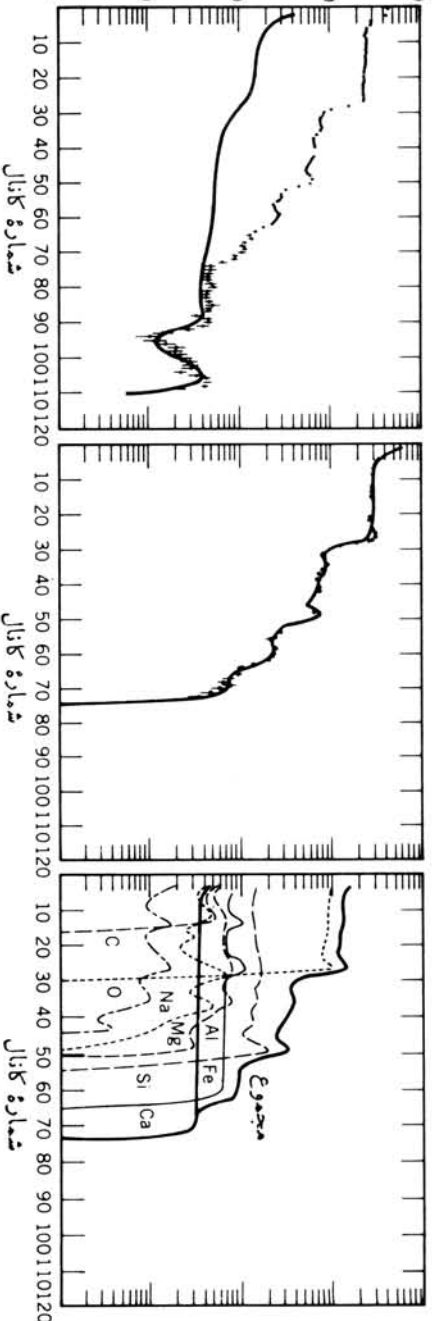


(الف) ذرات آلفا در حدود ۲۵mm درصد سطح ماه نفوذ می کنند.

(الف)

چشمه رادیو اکتیو
مولد آلفا
آنالیزساز پرتو آلفا
اندازه گیری انرژی پرتوهای
گند شده از هسته ها، سطح ما را
شناسایی می کنند.

تعداد رویداد در هر کانال در هر ۱۰۰۰min



شماره کانال

شماره کانال

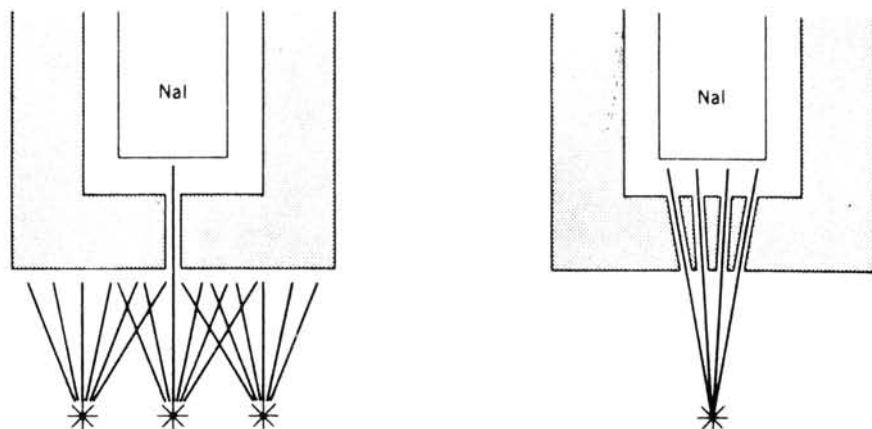
شماره کانال

شکل ۳۰۳ (الف) آنالیز پرتو آلفا در فضا پیمایی ماه نشین. (ب) داده های حاصل از آنالیز پرتو آلفا در کره ماه مشکل سمت چپ نشان دهنده داده های خام است. منحنی خط پرتو رنگ در نتیجه وجود چشمه آلفای طبیعی به صورت زمینه شمارش به دست آمده است. در مشکل وسط همان داده های از کم شدن زمینه، و در سمت راست تحلیل اجزای نمونه نشان داده شده است. این نمونه، مانند نمونه های زمینی، عمدتاً از کسپتون و سیلیسیم تشکیل شده است.

بافت‌های نرم فرقی بگذارد (مثل محل غده‌ها) و فقط يك تصوير دو بعدی تخت ایجاد می‌کند که حتی اگر چیز غیر عادی را نیز مشخص کند، عمق آن را در بدن نشان نمی‌دهد. بدتر آنکه بافت نرم ممکن است مثل مغز در جمجمه، تحت پوشش استخوان، پنهان بمانند.

پیشرفت تکنیکهای فیزیک هسته‌ای تجربی به‌طور موازی تصویر برداری پزشکی راهم گسترش داده است: دوربینهای پرتو گاما، شتابدهنده‌های مخصوص برای تولید ایزوتوپهای پزشکی، و تکنیکهای اعجاب‌انگیز برای به‌دست آوردن تصاویر در عمقهای مشخص بدن. این شاخه تحقیقی را پزشکی هسته‌ای می‌گویند که مسؤلان آن معمولاً متخصصان فیزیک هسته‌ای تجربی هستند که در همکاری تنگاتنگ با پزشکان برای توسعه و کاربرد این تکنیکها کار می‌کنند.

اکنون تکنیکی را بررسی می‌کنیم که برای ایجاد تصویر از قسمتهای خاص بدن از ایزوتوپهای گاما گسیل استفاده می‌کند. در این روش، با به‌کار بردن نقش پرتو گامای گسیل شده می‌توان تصویری از آن قسمت از بدن تهیه کرد. (در تکنیکی مشابه در تصویر برداری با پرتو α ، يك ماده غیر رادیواکتیو با Z بزرگ مثل باریوم یا ید در اندام مورد نظر وارد می‌شود. از آنجا که به‌طور معمول مقدار عناصر با Z بزرگ در بدن اندک است، در نتیجه وارد کردن آنها تصویر مخصوص و مشروحی به‌دست می‌آید. به‌کارگیری باریوم به‌عنوان محیط‌تمایز برای بررسی مجاری روده و معده رایج است.) يك کاربرد ساده (و سریع) این تکنیک در اندازه‌گیری مقدار جذب ید در غده تیروئید است. ید رادیواکتیو بلعیده می‌شود و شمارگر پرتو گاما در نزدیکی گردن از دیاد فعالیت را بر حسب زمان، در حالی که ید در غده تیروئید متمرکز می‌شود نشان می‌دهد. در ابتدا ^{131}I برای این منظور به‌کار می‌رفت که يك محصول شکافت بانیمه عمر ۸ روز است. ولی از آنجا که معمولاً زمان لازم برای مشاهده غده تیروئید از مرتبه ساعتهاست، چنین طول عمری خیلی زیاد است و در نتیجه فعالیت در بدن به‌درازا می‌کشد و بیمار دوز زیادی دریافت می‌کند. بعلاوه، گسیل β با انرژی زیاد که در فرایند تشخیص نیز به‌کار نمی‌آید باعث ازدیاد دز تابش می‌شود و مقدار آن را به‌حدود $3\text{rad}/\mu\text{Ci}$ برای ^{131}I می‌رساند. به‌طور معمول چندین μCi از ^{131}I در چنین آزمایشی به‌کار می‌رود و دز تابش می‌تواند تا 30rad یا بیشتر برسد. انتخاب دیگر استفاده از ^{132}I بانیمه عمر 2.3h است که يك محصول دختر از ^{132}Te بانیمه عمر 7.8h است (که آن هم يك محصول شکافت است). ایزوتوپ ^{132}I را می‌توان با استفاده از حلالی که I را در خود حل می‌کند و Te را حل نمی‌کند، از چشمه Te «دوشید». لذا چشمه ^{132}I در عمل نیمه عمر ذخیره‌ای مادر هسته، یعنی 7.8h ، را دارد ولی فعالیت ایزوتوپی که وارد بدن بیمار می‌شود دارای نیمه عمر 2.3h است. به‌تازگی ^{132}I بانیمه عمر 13h به‌طور گسترده‌ای به‌کار گرفته شده است. این ایزوتوپ که با استفاده از واکنش سیکلو-ترون تولید می‌شود و در حال حاضر به‌صورت تجارتي در دسترس است، با گیرانندازی الکترون واپاشیده می‌شود (بنابراین هیچ‌نوع دز تابش ناشی از واپاشی بتا ندارد) و يك تک پرتو گاما با انرژی 159keV گسیل می‌کند. دز تابش فقط در حدود 2rad به‌ازای هر $100\mu\text{Ci}$ است که کمتر از ^{131}I و ^{132}I است. نیمه عمر این ایزوتوپ نیز ایده‌آل است زیرا برای آزمایش 24 ساعته کافی است و در ضمن به آن اندازه کم است که بعد از انجام آزمایش دز



شکل ۷.۲۰ طراحی باریکه‌ساز برای دور بین روپوشی پرتوگاما. با استفاده از طرح سمت چپ، آشکارساز سوسوزن فقط می‌تواند تابش حاصل از ناحیه پایین سوراخ را مشاهده کند. در طرح سمت راست، آشکارساز فقط تابش ناشی از فاصله خاصی از باریکه‌ساز را قبول می‌کند، چنین طرحی برای روپوش عمق مشخصی از بدن بیمار مفید است.

زیادی در بیمار باقی نمی‌ماند.

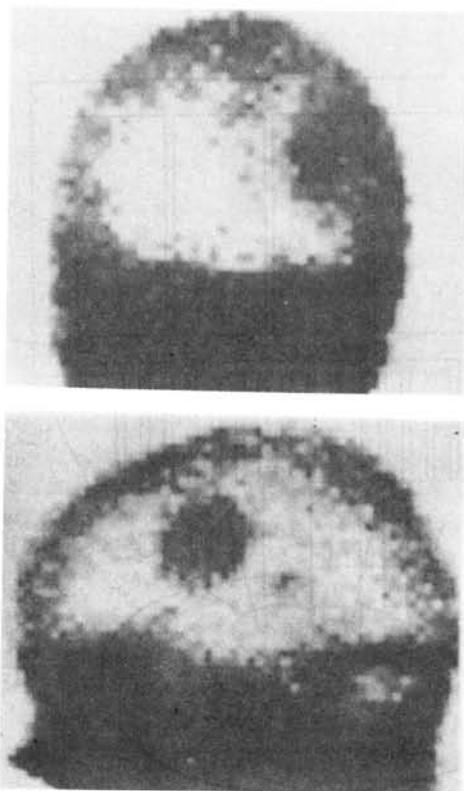
کار کلیه نیز با استفاده از ترکیبی که با ایزوتوپ ^{131}I نشاندار شده است (سدیم یدوهیپوریت) از طریق تزریق وریدی مورد بررسی قرار گرفته است. یک آشکارساز γ هر کلیه را زیر نظر می‌گیرد و با مقایسه آهنگ پذیرش ^{131}I و اختلاف آن در دو کلیه، چگونگی اختلال آنها را مشخص می‌سازد. بیماران دز نسبتاً کمی را دریافت می‌کنند زیرا ترکیب رادیواکتیو بعد از یک دور گردش کاملاً از خون خارج و از کلیه دفع می‌شود.

در حال حاضر ترکیبات دارویی فراوانی وجود دارند که با ایزوتوپهای رادیواکتیو نشاندار می‌شوند. با انتخاب ترکیبی که جذب یک عنصر خاص می‌شود می‌توان به تمرکز موضعی ایزوتوپ دست یافت. در این صورت، تعیین توزیع فضایی گسیلهای رادیواکتیو (در مقابل اندازه‌گیری ساده مقدار کل اکتیویته) تصویر کاملی از اندام مورد نظر را به دست می‌دهد. یکی از راههای این است که از آشکارساز سوسوزن برای روپوش ناحیه استفاده شود. یک باریکه‌ساز (شکل ۷.۲۰)، شمارش آشکارساز را در محدوده کوچکی (با قطر ۲ تا ۳ میلیمتر) متمرکز می‌کند و بارویش به عقب و جلو در محدوده‌ای مشخص، امکان تعیین شدت تابش فراهم می‌شود. با استفاده از یک طرح دیگر باریکه‌ساز (که آن هم در شکل ۷.۲۰ آمده است) این امکان را می‌دهد که فقط تابش ناشی از عمق معینی از بدن به آشکارساز برسد.

بیشترین ایزوتوپی که برای روپوش به کار می‌رود $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (با نیمه عمر ۶h) است که دختر هسته ^{99}Mo (۶۶h) محسوب می‌شود. ایزوتوپ ^{99}Mo را یا به صورت محصول شکافت و یا از طریق گیراندازی نوترون در ^{98}Mo به دست می‌آورند. در اینجا هم مثل مورد ^{132}Te

امکان دارد که يك مولد طراحی کنیم و به کمک آن ^{99m}Tc با طول عمر کمتر را به طور دوره‌ای از مادر هسته با طول عمر بیشتر به دست آوریم. این عمل را با عبور يك حلال نمک از يك ستون مبادله یون که محتوی ^{99}Mo است انجام می‌دهند. يك پرتو منفرد γ با انرژی 140keV (بدون همراه داشتن بتا) دارای این مزیت است که باریکه‌ساز دقیقی را می‌توان برای آن طراحی کرد. اگر پرتوگامایی با انرژی بالاتر نیز گسیل شود، تصویر بر اثر نفوذ پرتوها از دیواره بین کانالها تارمی‌شود. مواد رادیواکتیورا، بسته به عضوی که باید مورد بررسی قرار گیرد و تشخیصی که به دنبال آن هستیم، می‌توان به صورت ترکیبات نشاندار مختلف و انواع اشکال شیمیایی وارد بدن بیمار کرد.

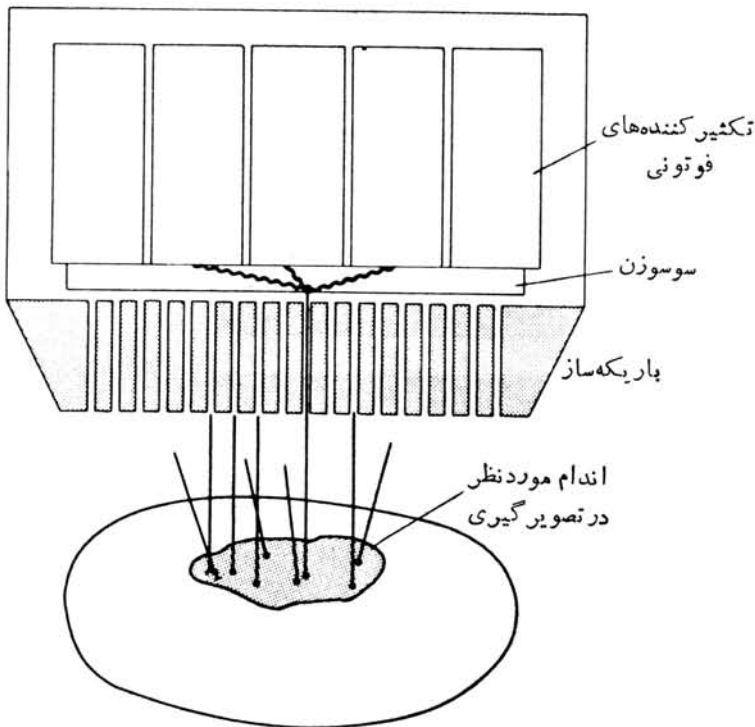
یکی از موارد بسیار رایج تکنیکهای روبشی تصویرگیری از مغز است. روبش مغز



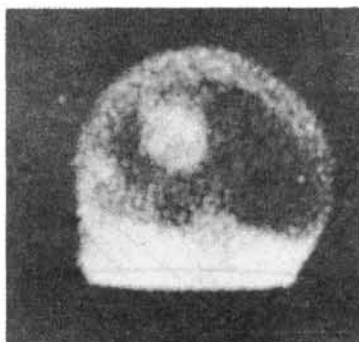
شکل ۸.۲۵ يك تصویر روبشی مغز که با عبور يك سوسوزن مجهز به باریکه‌ساز (مثل آنچه در شکل ۷.۲۵ آمده است) در مقابل سر و در طول تعدادی خطوط افقی حاصل شده است. عکس بالا از قسمت قدامی سر بیمار و عکس پایین از پهلو گرفته شده به طوری که صورت بیمار به طرف چپ قرار داشته است. این توب به کاررفته ^{99m}Tc بوده است. ناحیه سیاه رنگ نزدیک به جلوی جمجمه وجود يك غده را نشان می‌دهد که نقص شرایط عادی سد خون-مغز باعث تمرکز رادیوایزوتوب در آن شده است.

با توجه به وجود سد به اصطلاح «خون-مغز» امکان پذیر است. به نظر می‌رسد که در شرایط معمولی جذب ناخالصیهای خون در مغز خیلی کم است. در حالی که اگر مرض یا غده‌ای در مغز وجود داشته باشد، ^{99m}Tc در ناحیه مذکور متمرکز می‌شود و خود را در تصویر روبشی نشان می‌دهد. شکل ۸.۲۰ یک روبش مغز را نشان می‌دهد که در آن وجود یک غده کاملاً مشخص شده است.

یکی از نقاط ضعف تکنیک روبش این است که در هر زمان مقدار کمی از واپاشی رادیو-اکتیو اندازه‌گیری می‌شود و بقیه به «هدر» می‌رود و دز غیر ضروری به بیمار می‌رساند. دستگاهی که می‌تواند تصویر کاملی از ناحیه بزرگی تهیه کند دوربین پرتو γ است که در شکل ۹.۲۰ نشان داده شده است. تصویر سریعاً به دست می‌آید (در زمانی در حدود یک دقیقه) و بنابراین بررسی دینامیکی امکان پذیر است و می‌تواند نشان‌دهنده تحول زمانی فعالیت بدنی باشد. تابش از طریق تعداد زیادی باریکه ساز چندانکانه وارد دوربین می‌شود و به یک بلور



شکل ۹.۲۰ دوربین سوسوزن پرتو γ . اندامی که پایدار آن عکس گرفته شود دارای رادیوایزوتوپ است. پرتوهای گامای گسیل شده از اندام، پس از عبور از کانالهای باریکه‌ساز، با یک سوسوزن بزرگ (به ضخامت $1/2$ اینچ و قطر ۱۱ اینچ) برخورد می‌کنند و سپس به تعدادی تکثیر کننده فوتونی می‌رسند. با استفاده از مقدار نسبی نوری که به تکثیر کننده‌های فوتونی مجاور می‌رسد می‌توان محل وقوع سوسوزنی را دریافت.



(الف)

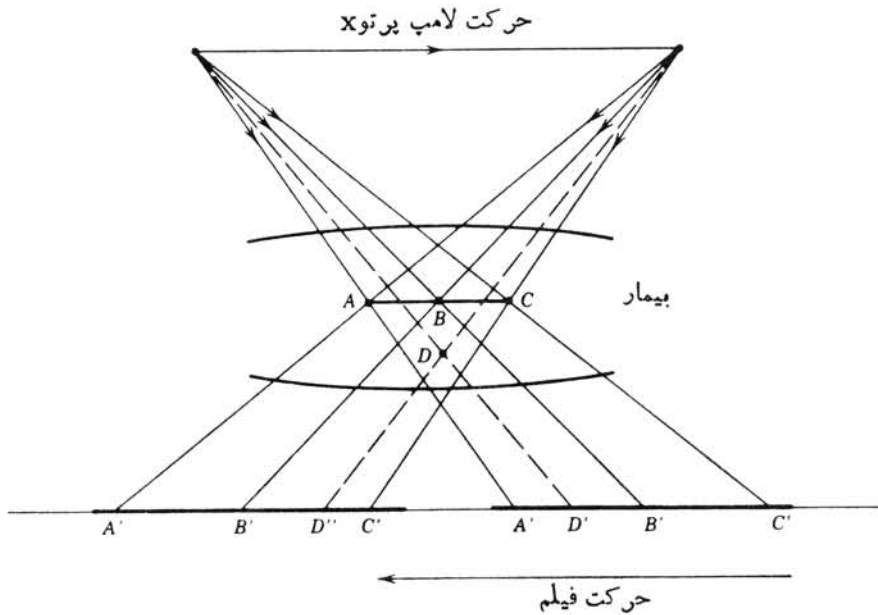


(ب)

شکل ۱۰.۲۰ تصویر مغز با استفاده از دوربین سوسوزن بعد از تزریق وریدی 20 mCi ایزوتوپ $^{99\text{m}}\text{Tc}$. عکس (الف) تصویری جانبی است، در حالی که روی بیمار به طرف چپ قرار دارد. عکس (ب) تصویری است که از عقب سر تهیه شده است. لکه دایره‌ای روشن تمرکز خون را دریافت نشان می‌دهد که ممکن است حاکی از بزرگ‌گده باشد. نواحی روشن دیگر پوست سرو وریدهای اصلی را نشان می‌دهند.

سوسوزنی بزرگ سدیم دیدید برخوردار می‌کند. سوسوزن با مجموعه‌ای از ۱۹ عدد لامپ تکثیرکننده فوتونی در ارتباط است. درختی از نور که در محل مخصوصی در سوسوزن تولید می‌شود در چند لامپ ثبت می‌شود، اما شدت نسبی بر حسب فاصله بین لامپ و واقعه سوسوزنی تغییر می‌کند. با استفاده از شدت نسبی ثبت شده در لامپهای مختلف می‌توان دقیقاً تعیین کرد که فوتون اولیه در کجا با سوسوزن برخورد کرده است و بدین ترتیب با شمارش و ثبت تعداد زیادی فوتون می‌توان تصویر مورد نظر را به دست آورد. شکل ۱۰.۲۰ تصویری از مغز را که با به کارگیری دوربین گاما و $^{99\text{m}}\text{Tc}$ به دست آمده است نشان می‌دهد.

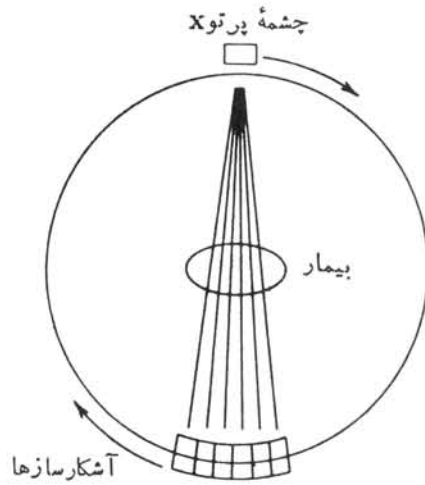
یکی از مهمترین پیشرفتهای قابل تحسین در تکنیک تصویرگیری در زمینه توموگرافی حاصل شده است. در این روش، با استفاده از تابش پرتو γ از خارج و یا وارد کردن رادیو-ایزوتوپها به داخل بدن، قادرند از «مقطع» خاصی از ساختمان داخلی بدن تصویرگیری کنند. شکل ۱۱.۲۰ نمونه‌ای از توموگرافی خطی با استفاده از پرتو γ را نشان می‌دهد. لامپ پرتو



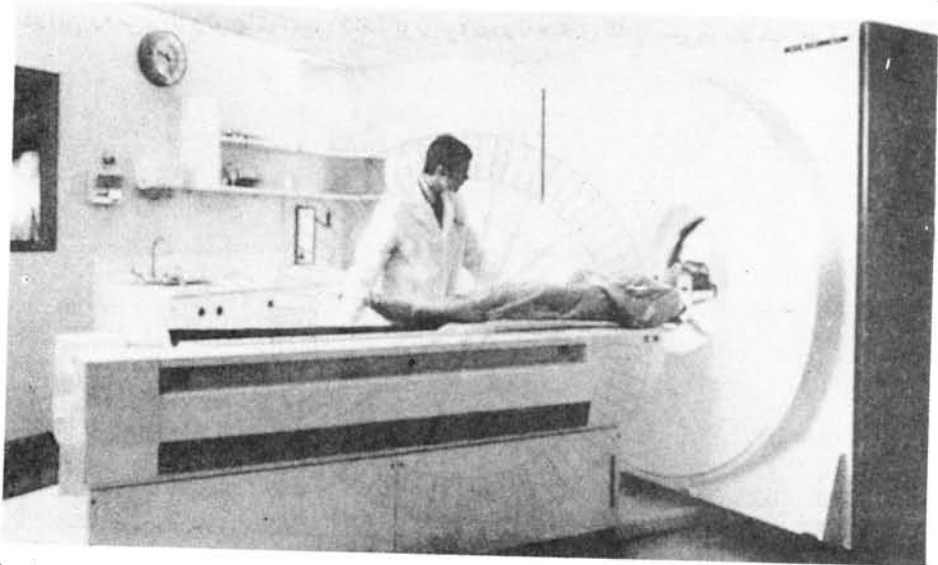
شکل ۱۱.۲۵ اصول اساسی توموگرافی خطی با پرتو X. حرکت لامپ پرتو X و فیلم طوری به یکدیگر وابسته است که تصویرهای نقاط A ، B ، و C (در یک صفحه از بدن بیمار) همواره در همان نقاط A' ، B' ، و C' روی فیلم ظاهر می‌شوند. نقاطی که روی آن صفحه نیستند، مثل D ، تصاویری درهم و پرهیم (D' و D'' و غیره) روی فیلم تولید می‌کنند.

X و فیلم به‌طور هم‌زمان در جهات مخالف حرکت داده می‌شوند، و بنا بر این نقطه ثابتی از یک مقطع بدن تصویرش روی فیلم بر جای می‌ماند. اگر حرکت خطی باشد، تمام نقاط روی صفحه مقطع محل خود را روی فیلم حفظ می‌کنند و تمام نقاط مربوط به صفحات دیگر به‌صورت نامشخص یا کدر ظاهر می‌شوند. نتیجه این کار تولید یک تصویر واضح از یک صفحه مورد نظر است، در حالی که صفحات دیگر به‌صورت نامشخص روی فیلم ظاهر می‌شوند، و به این ترتیب کیفیت تصویر تا حد زیادی کاهش می‌یابد.

امروزه تصاویر توموگرافی را با عبور تعداد زیادی باریکه پرتو X از ناحیه مورد نظر و از جهات مختلف تولید می‌کنند. برای هر باریکه می‌توانیم شدت و در نتیجه جذب نسبی را در آن جهت خاص مشخص کنیم. با استفاده از این تعداد زیاد تصویرهای یک بعدی از نمایه چگالی بدن می‌توان یک تصویر دوبعدی تولید کرد. این بازسازی تصویر نیاز به یک کامپیوتر دارد، و از آنجا که باریکه پرتو X معمولاً به شکل دایره حول بیمار می‌گردد، این روش را توموگرافی محوری کامپیوتری یا CAT می‌نامند. شکل ۱۲.۲۵ طرح ساده‌ای از روبشگر CAT، و شکل ۱۳.۲۵ تصویری از آن را نشان می‌دهد. چشمه پرتو X دسته‌ای از پرتوها را که در سیستم آشکارساز قابل مشاهده است گسیل می‌کند. سیستم آشکارساز از چند صد



شکل ۱۳.۲۰ طرح ساده‌ای از روبشگر اولیه CAT. در روبشگرهای جدید، بیمار توسط حلقه‌ای از آشکارسازهای ثابت پرتو X احاطه می‌شود و چشمه پرتو X به دور بیمار حرکت می‌کند.



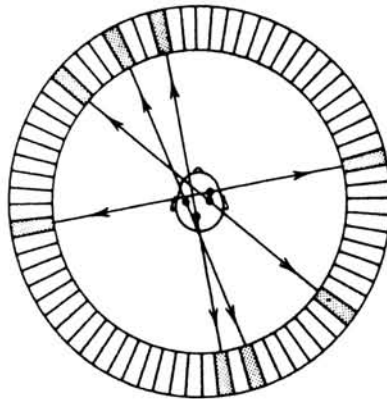
شکل ۱۳.۲۰ یک روبشگر CAT. چشمه پرتو X و آشکارسازها در حلقه‌ای بزرگ به دور بیمار قرار دارند.



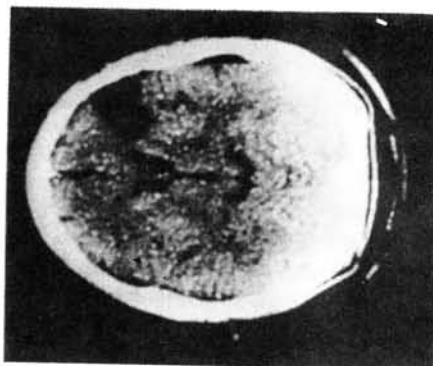
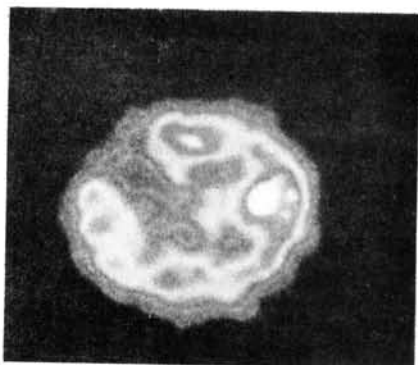
شکل ۱۴.۲۰ روبش CAT از مغز نویسنده این کتاب که دو برش به فاصله ۳ تا ۴ سانتی متر از هم را نشان می‌دهد. عکس سمت چپ، برش ناحیه نزدیک به سطح خارجی مغز را نشان می‌دهد که در آن چین خوردگیها به وضوح دیده می‌شوند. شکل سمت راست از ناحیه نزدیک به وسط مغز گرفته شده است.

آشکار ساز پرتو X تشکیل شده است، ولذا تصویر کامل را می‌توان در چند ثانیه تهیه کرد. شکل ۱۴.۲۰ يك روبش CAT نمونه را از مقطعی از مغز نشان می‌دهد. تفکیک فضایی از مرتبه mm است و جزئیات اندام آشکار شده است.

یکی دیگر از تکنیکهای تصویرگیری را توموگرافی گسیل پوزیترون می‌نامند (PET). در این روش، ایزوتوپهای گسیل کننده پوزیترون در ناحیه‌ای که بایستی مورد مطالعه قرار گیرد



شکل ۱۵.۲۰ ایزوتوپهای پوزیترون گسیلی که در سر جای گرفته اند، در پی نابودی زوج الکترون-پوزیترون در فوتون 511 keV تولید می‌کنند. این فوتونها در جهات مخالف به حرکت در می‌آیند و به دو آشکار ساز متقابل مستقر روی حلقه بر خورد می‌کنند.

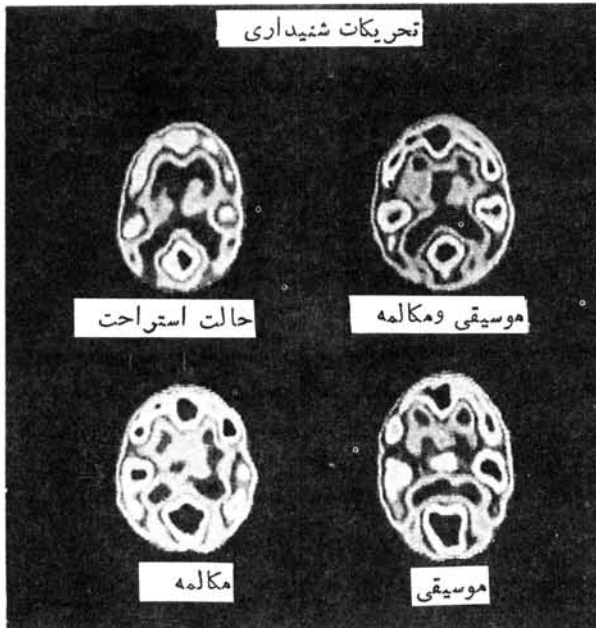


شکل ۱۶.۲۰ روبش PET در سمت چپ، نواحی از مغز و بیمار را که بر اثر استنشاق ^{15}O فعال شده است نشان می‌دهد. قسمت فوقانی در طرف چپ تصویر، ناحیه کم اکسیژنی را نشان می‌دهد که حاکی از کاهش جریان خون است. ناحیه تاریک نزدیک به قسمت فوقانی در طرف چپ در روبش CAT در تصویر سمت راست، همین ناحیه کم خون را که حاصل یک سکنه است نشان می‌دهد.

فرستاده می‌شود و دوفوتون 511keV حاصل از نابودی زوج الکترون-پوزیترون به‌طور همزمان مورد مشاهده قرار می‌گیرد. شکل ۱۵.۲۰ طرح ساده‌ای از چگونگی این کار را نشان می‌دهد. شناسایی دوفوتون که در خلاف جهت یکدیگر حرکت می‌کنند باعث می‌شود که بتوان امتداد خطی را که عمل واپاشی اصلی روی آن صورت گرفته است به دست آورد. با استفاده از تعداد زیادی از چنین وقایعی می‌توان توزیع اولیه ایزوتوپها را بازسازی و تصویری از ناحیه مورد نظر تهیه کرد. از جمله ایزوتوپهای به کار رفته ایزوتوپهای ^{15}O (۲ min)، ^{13}N (۱۰ min)، ^{11}C (۲۰ min)، و ^{18}F (۱۱۰ min) هستند که تمام آنها با استفاده از سیکلوترون تولید می‌شوند و به علت نیمه عمر کوتاه آنها سیکلوترون باید در محل تجهیزات تشخیصی قرار گرفته باشد.

برای روبش مغز، روش PET بر تریهای زیادی نسبت به روش CAT دارد. روش روبش CAT اساساً یک روش ایستاست و فقط چگالی نمونه را به دست می‌دهد، در حالی که روبش PET می‌تواند اثرات دینامیکی مثل جریان خون را مشخص سازد. در شکل ۱۶.۲۰ روبشهای CAT و PET از مغز بیماری که سکنه کرده است برای مقایسه نشان داده شده است. روبش PET موقعی گرفته شده که بیمار اکسیژنی را که با ^{15}O نشاندار شده است استنشاق کرده است. به طوری که مشاهده می‌شود تقلیل جریان خون در قسمت بزرگی از مغز دیده می‌شود. با نشاندار کردن گلوکز با ^{18}F می‌توان متابولیسم مغز را مشاهده کرد، زیرا نواحی که بیشتر فعال هستند تمرکز فعالیت را نشان می‌دهند. شکل ۱۷.۲۰ نواحی مختلف مغز را که در نتیجه مکالمه و موسیقی فعال می‌شوند نشان می‌دهد.

شاید جدیدترین پیشرفت در این زمینه، تصویرگیری با استفاده از تشدید مغناطیسی هسته (NMR) است. همان‌طور که در فصل ۱۶ در آزمایش اولیه NMR بحث شد، نمونه به‌طور همزمان در یک میدان مغناطیسی ایستا و یک میدان بسامد رادیویی (rf) متغیر نسبت به زمان که



شکل ۱۷.۲۰ فعالیت مغزی بیمار بعد از دریافت گلوکوزی که با ^{18}F نشاندار شده است. نواحی فعال مغز که گلوکز را خیلی سریعتر مصرف می‌کنند تمرکز زیادتر ^{18}F را نشان می‌دهند (سایه‌های روشنتر). تصویر PET نواحی مختلف مغز را که در مقابل مکالمه و موسیقی فعال هستند نشان می‌دهد. ناحیه روشن در پایین هر تصویر، پوسته مرئی مغز را نشان می‌دهد که به علت بازبودن چشم بیمار فعال است.

عمود بر میدان ایستاست قرار می‌گیرد. میدان ایستا ایجاد یک شکافتگی زیمنان به اندازه ΔE در زیرحالت‌های مغناطیسی مجاور در هسته می‌کند و میدان rf که روی بسامد $\nu = \Delta E/h$ تنظیم شده است باعث گذار بین زیرحالت‌ها می‌شود، که با جذب توان rf از بسامد تشدید قابل مشاهده است. جهت کاربردهای پزشکی می‌توان ^1H را که در بدن به میزان زیاد موجود است به حالت تشدید در آورد. اما استفاده از دیگر ایزوتوپ‌ها مثل ^{13}C یا ^{17}O نیز امکان‌پذیر است. هر یک از این هسته‌ها دارای یک بسامد تشدید مشخص است که توسط گشتاور دو قطبی مغناطیسی هسته تعیین می‌شود. با استفاده از تغییرات بسامد تشدید که از تغییرات میدان ایستا در سراسر حجم بدن حاصل می‌شود می‌توان حتی تمام بدن را نیز روبش کرد. مزیت تکنیک تصویر NMR بر پرتوهای x و γ و تکنیک تصویرگیری گسیل پوزیترون این است که بیمار تحت تابش یوننده قرار نمی‌گیرد. تصویری شود که میزان تأثیر میدان‌های مغناطیسی قوی ایستا و متغیر روی بدن چندان زیاد نیست، ولی تاکنون تحقیقات مفصلی در این زمینه صورت نگرفته است.

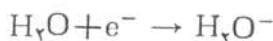
۵.۲۰ پزشکی هسته‌ای درمانی

عمده‌ترین کاربرد درمانی تابش‌های هسته‌ای استفاده از آن در از بین بردن بافت‌های ناخواسته یا معیوب مثل غده‌های سرطانی و یا غده تیروئید با فعالیت زیاد در بدن است. این اثر در اصل بر پایه خاصیت یونندگی تابش‌های هسته‌ای انجام می‌پذیرد. نابود کردن بافت در اساس به این ترتیب انجام می‌گیرد: (۱) تابش فرودی اتم‌های موجود در مولکول‌های ماده مورد نظر را یونیده می‌کند. این اثر فیزیکی در زمان 10^{-16} s یا کمتر صورت می‌پذیرد. (۲) مولکول‌های یونیده با شرکت در واکنش‌های شیمیایی باعث تولید رادیکال‌های آزاد و یا دیگر مولکول‌های برانگیخته می‌شوند. این تغییر شیمیایی در فاصله زمانی 10^{-15} s تا شاید 10^{-3} s صورت می‌گیرد. (۳) سپس این رادیکال‌های آزاد می‌توانند در سطح مولکولی وارد ساختمان پیچیده زیست‌شناختی شوند و عمل زیست‌شناختی آنها را تغییر دهند. ظهور این تغییرات زیست‌شناختی ممکن است ساعتها تا سالها طول بکشد.

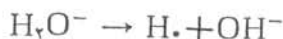
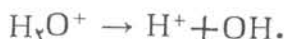
امکان دارد با پرتو دهی مولکول‌های حساس بتوان نتیجه مستقیمی از تغییرات زیست‌شناختی به دست آورد، و بنا بر این از مرحله (۲) چشمپوشی کرد. با توجه به اینکه بدن انسان به نسبت ۸۰٪ از آب تشکیل شده است، امکان آن خیلی زیاد است که تابش مولکول‌های آب را یونیده کند. یعنی یک مولکول آب را می‌توان با استفاده از تابش فرودی به صورت زیر یونیده کرد.



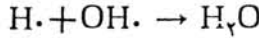
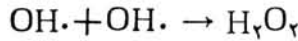
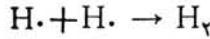
والکترون آزاد توسط مولکول آب خنثی دیگری گیراندازی شود و یک مولکول با بار منفی به وجود آید



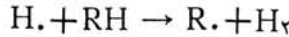
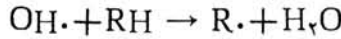
هم H_2O^+ و هم H_2O^- یونهای ناپایداری هستند که می‌توانند به صورت زیر تجزیه شوند



در هر مورد یک یون (H^+ ، OH^-) و یک رادیکال آزاد ($H\cdot$ ، $OH\cdot$) تولید خواهد شد. یک رادیکال آزاد، اتم یا مولکولی است که از لحاظ بار الکتریکی خنثی است ولی یک الکترون آزاد (تزویح نشده) برای شرکت در پیوند شیمیایی دارد. به علت تمایل شدید این الکترون تزویح نشده به شرکت در واکنش‌های شیمیایی و تولید پیکر بندی تزویحی پایداری، این رادیکال‌های آزاد بسیار فعال‌اند. در حدود ۱۰-۶ s طول می‌کشد که این رادیکالها در محیط آب خالص در مسیرهای احتمالی زیر واکنش کنند

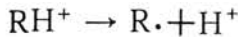


در مورد ماده آلی می‌توانیم ساختمان پیچیده مولکول زیست شناختی شامل هیدروژن را به صورت ترکیب RH متشکل از رادیکال آزاد R و هیدروژن بسادگی نشان دهیم. رادیکالهای آزاد H \cdot یا OH \cdot می‌توانند با این مولکول ترکیب شوند

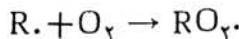


در هر مورد، نتیجه تولید یک رادیکال R خواهد بود که می‌تواند خود قسمتی از یک سیستم خیلی پیچیده زیست شناختی (مثلاً یک کروموزم) باشد و می‌تواند کار سیستم را تغییر دهد و در صورت ناتوانی از فعالیت عادی باعث مرگ آن شود، و یا اطلاعات ژنتیکی را که در باز تولید انتقال می‌یابد تغییر دهد و بدین سان ساختمان نسل جدید را کاملاً دگرگون کند (جهش ژنتیکی).

فرایند احتمالی دیگر این است که تابش ممکن است مستقیماً با مولکول RH، بدون میانجی‌گری تولید رادیکال آزاد از آب، برهم کنش کند. این امر با یونش مستقیم و به دنبال آن عمل تجزیه انجام می‌شود



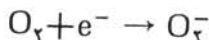
که دوباره در نهایت رادیکال آزاد R حاصل می‌شود. اگر مواردی که تحت تابش قرار می‌گیرد از اکسیژن غنی باشد، مجموعه دیگری از فرایندها امکان‌پذیر است



و سپس پروکسی رادیکال آلی RO $_2$ می‌تواند با مولکول RH دیگری برهم کنش کند



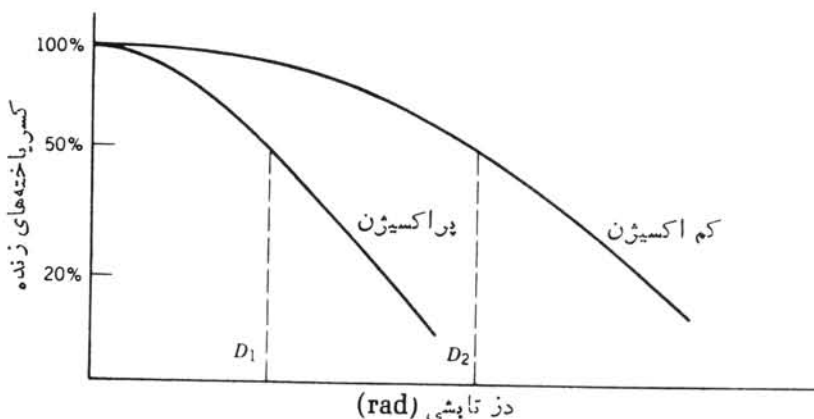
و در نتیجه رادیکال آزاد دیگر $R\cdot$ حاصل می‌شود که خود می‌تواند فرایند دیگری را آغاز کند. (این مشابه واکنش زنجیره‌ای در شکافت القایی با استفاده از نوترون است.) فرایند دیگری که با اکسیژن صورت می‌پذیرد، عبارت است از



که علت آن تمایل زیاد O_2 به الکترون است. گیراندازی الکترون توسط O_2 ، غیر از اینکه می‌تواند منشأ مجموعه‌ای از واکنشهای شیمیایی باشد، همچنین می‌تواند از ترکیب مجدد الکترون بایونهای اولیه که توسط برهم‌کنش تابش حاصل شده است جلوگیری کند، و در نتیجه آسیب ناشی از تابش با گیراندازی مجدد الکترون «ترمیم» نخواهد شد.

این اثر اکسیژن به تولید بافتهایی سرشار از اکسیژن منجر می‌شود که در مقابل تابش حساسیت فوق‌العاده دارند. بنا بر این، بافتهای تحت تابش اگر از اکسیژن غنی باشند نسبت به بافتهایی که اکسیژن کمتری دارند، آسیب‌پذیری بیشتری خواهند داشت. از نظر درمان غده‌ها با استفاده از تابش، این یک وضعیت مناسب نیست زیرا غده‌ها عموماً دارای جریان خون کمتری نسبت به بافت معمولی هستند و در این صورت از اکسیژن کمتری برخوردارند. در نتیجه اثر اکسیژن، غده‌ها در مقابل تابش حساسیت کمتری نسبت به بافتهای اطراف خود دارند.

شکل ۱۸.۲۵ اثر اکسیژن را نمایش می‌دهد. در بافت اکسیژن دار سالم، دریافت D_1 به تخریب درصد معینی از سلولها منجر می‌شود. در بافتی که اکسیژن کم دارد، دز بیشتر D_2 لازم است تا همان اثر را به وجود آورد. نسبت D_2 به D_1 برای یک تابش بخصوص را نسبت ازدیاد اکسیژن (OER) می‌نامند. مقدار نوعی OER در حدود ۲ تا ۳ است، مقادیر



شکل ۱۸.۲۵ برای دز تابشی معین D_1 ، کسر باخته‌هایی که زنده می‌مانند برای باخته‌های پر اکسیژن کمتر از کسر باخته‌های کم اکسیژن است. برای از بین بردن همین کسر از باخته‌های کم اکسیژن دز زیادتری D_2 لازم است.

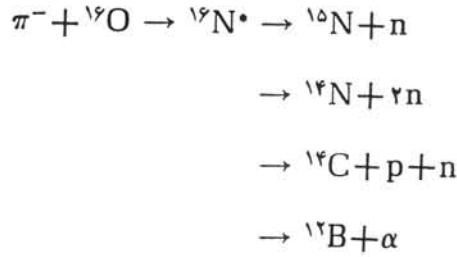
کوچکتر این نسبت (~ 1) بیشتر مورد نظر است زیرا نشان می‌دهد که برای رسیدن به نتایج مورد نظر دز کمتری لازم است.

عامل مهمی که در مقایسهٔ اثر انواع مختلف تابشها روی بافت زنده مطرح می‌شود، انتقال انرژی خطی (LET) است که انرژی و گذاری را در واحد طول مسیر نشان می‌دهد. تا حدی که می‌شود از تابش ترمزی صرف نظر کرد (که می‌تواند انرژی را از مسیر واقعی تابش فرودی به فواصل دور بفرستد)، LET همان dE/dx یا توان ایستاندگی خطی است که در بخش ۱۰۷ مورد بحث واقع شد. نمونه‌های انتقال انرژی خطی زیاد یونهای سنگین و ذرات α هستند. زیرا این ذرات به علت اینکه انرژیشان را در برخورد ها سریعاً از دست می‌دهند عموماً دارای برد کوتاه در ماده هستند. از دست رفتن مقدار زیادی انرژی در فاصله‌ای کوتاه باعث می‌شود که مقدار LET برای آنها زیاد باشد. مقدار نوعی برد آنها ممکن است در حدود $100 - 1000 \text{ keV}/\mu\text{m}$ بیشتر از $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$ باشد. از طرف دیگر، ذرات با LET کم ذراتی از نوع الکترون‌ها یا فوتون‌ها هستند که برد آنها از مرتبهٔ cm و مقدار LET آنها از مرتبهٔ $1 \text{ keV}/\mu\text{m}$ است.

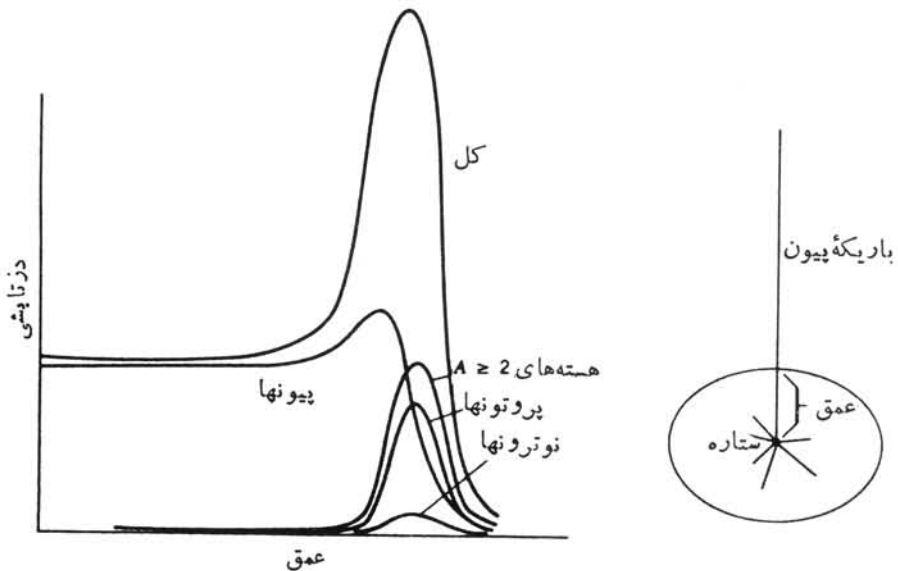
بلافاصله مشخص می‌شود که پرتو درمانی دارای نتایج متناقضی است: انتظار داریم که پرتوها فقط به ناحیهٔ مورد درمان محدود شوند و به طور هم‌زمان پرتوگیری شخص تحت درمان را به حداقل کاهش دهیم تا از آسیب دیدگی بافت‌های همجوار جلوگیری شود. این امر مستلزم استفاده از پرتوهای با LET زیاد است. از طرف دیگر، چنین پرتوهایی دارای برد کوتاه هستند و زیاد وارد عمق بدن نمی‌شوند. به علت نیاز به نفوذ به عمق بدن، پرتو درمانی به طور معمول با استفاده از فوتون‌ها (پرتوهای x یا γ) که می‌توانند تا عمق زیادی نفوذ کنند صورت می‌گیرد، اما احتمال آسیب دیدگی بافت‌های سالم نیز همواره وجود دارد (خصوصاً با اثر اکسیژن که باعث حساسیت بیشتر بافت در مقابل پرتوهاست).

در سالهای اخیر مطالعاتی با پرتوهای نوترون و پيون برای پرتو درمانی صورت گرفته است. نوترون‌ها در بافت‌های زنده با واکنش‌های مختلفی برهم کنش می‌کنند که بیشتر آنها به صورت پراکندگی کشسان از هیدروژن است. در این فرایند یک پروتون با LET نسبتاً بالا ایجاد می‌شود. برهم کنش امکان پذیر دیگر واکنش (n, α) در هستهٔ ^{16}O است که تولید یک ذرهٔ α با LET بالا می‌کند. از دیگر پراکندگی‌های کشسان در اکسیژن و کربن هم ممکن است هسته‌های پس‌ذرهٔ سنگین تولید شوند که دارای LET بالایی هستند. نوترون برعکس ذرات باردار در اثر نیروی کولنی برهم کنش نمی‌کند و در این صورت نسبت به وجود اتم‌های با Z زیاد مثل اکسیژن کمتر حساس است. در نتیجه نوترون‌ها دارای نسبت ازدیاد اکسیژن (OER) کوچکتر، در حدود ۱٫۵ تا ۱٫۹، هستند، و بنا بر این می‌شود آنها را با دز پایین برای از بین بردن بافت‌های بیمار به کار برد.

پيونها زمانی که از داخل ماده می‌گذرند، از سرعشان کاسته می‌شود و در نهایت متوقف می‌شوند و در هسته‌های هدف گیر می‌افتند. زمانی که این مسئله اتفاق بیفتد، واکنش‌های هسته‌ای زیادی می‌تواند نتیجه شود که از آن جمله است



ناحیه مجاور رویداد گیراندازی پيون را، به‌خاطر نقش مسيرهای تابشی درامولسیون عکاسی، «ستاره» می‌گویند. تقریباً ۳۵ MeV از انرژی ذرات باردار در فاصله چند میلی‌متر در محل گیراندازی تلف می‌شود. شکل ۱۹۰۲۰ نتیجه محاسباتی دزتابشی را به‌ازای هر پيون فرودی نشان می‌دهد. توجه کنید که دز در عمق خاصی که به انرژی پيون فرودی بستگی دارد بیشینه است. در درمان غده‌ها انرژی‌طوری تنظیم می‌شود که دز بیشینه در محل غده وارد شود. پيونها مثل همه ذرات باردار دارای این برتری (نسبت به نوترون و فوتون) هستند که آنها را می‌توان در محل مشخصی متمرکز کرد، و در نتیجه تأثیر موضعی آنها را افزایش داد. نسبت OER برای پيونها نزدیک به ۲ است، اما از آنجا که واکنشهای هسته‌ای آنها محدود به ناحیه نسبتاً کوچکی است، اثر اکسیژن ممکن است برای پر تودرمانی پيوني کمتر از انواع ديگر تابشها اهميت داشته باشد.



شکل ۱۹۰۲۰ بیشتر دزی که از باریکه پيون حاصل می‌شود، در نتیجه واکنشهای هسته‌ای در عمق بدن اتفاق می‌افتد. پيونها نیز مثل ذرات باردار دیگر باعث ایجاد یونش در طول مسيرشان می‌شوند، اما ذرات سنگین و نوکلئونهای تولید شده در محل «ستاره» (که محل گیراندازی پيون است) دز زیادی را در ناحیه‌ای نسبتاً کوچک به وجود می‌آورند.

مراجعات و مطالعات تکمیلی

تحلیل فعالسازی نوترونی درمراجعات زیرمرور شده است:

- P. Kruger, *Principles of Activation Analysis* (New York: Wiley, 1971);
 D. De Soete, R. Gijbels, and J. Hoste, *Neutron Activation Analysis* (London: Wiley, 1972),
Modern Trends in Activation Analysis, edited by J.R. DeVoe (Washington, DC: U. S. National Bureau of Standards, 1969),
 کاربرد تحلیل فعالسازی نوترونی در پژوهشهای جرم شناسی در مقاله زیرمرور شده است
 V. P. Guinn, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **24**, 561 (1974),
 دیگر کاربردهای نوترون در علوم و تکنولوژی در مقاله زیر خلاصه شده است
 D. A. Bromley, *Nucl Instrum. Methods* **225**, 240 (1984),
 برای مطالعه نظریه و کاربرد PIXE مقاله زیر را بخوانید
 S. A. E. Johansson and T. B. Johansson, *Nucl. Instrum. Methods* **137**, 473 (1976).
 کاربردهای دیگر روشهای هسته‌ای را در تحلیل مواد درمراجعات زیر ببینید
 W.-K. Chu, J. W. Mayer, and M.-A. Nicolet, *Backscattering Spectrometry* (New York: Academic, 1976);
 V. Valković, *Nuclear Microanalysis* (New York: Garland, 1977).
 M.-A. Nicolet, J. W. Mayer, and I. V. Mitchell, *Science* **177**, 841 (1972);
 P. Müller and G. Ischenko, *J. Appl. Phys.* **47**, 2811 (1976).
 برای آشنایی با طیف‌سنج جرمی مبتنی بر شتابدهنده، مقالات مروری مقدماتی زیر را ببینید
 R. A. Muller, *Science* **196**, 489 (1977),
 R. A. Muller, *Phys. Today* **32**, 23 (February 1979),
 H. E. Gove, *The Physics Teacher* **21**, 237 (April 1983);
 A. E. Litherland, *Ann. Rev. Nucl. Part Sci* **30**, 437 (1980);
 A. E. Litherland, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **5**, 100 (1984).
 جمله آخری شامل چندین ده مقاله تحقیقاتی در زمینه تکنیکها و کاربردهای طیف‌سنج جرمی
 مبتنی بر شتابدهنده است.
 مراجع مربوط به کاربردهای پزشکی تکنیکهای هسته‌ای عبارتند از
 W. R. Hendee, *Medical Radiation Physics* (Chicago: Year Book Medical, 1979);
 E. G. A. Aird, *An Interoduction to Medical Physics* (London. William Heinemann Medical Books, 1975),
 J. T. Anderews and M. J. Milne, *Nuclear Medicine* (New York: Wiley, 1977),
 N. A. Dyson, *An Introduction to Nuclear Physics With Applications in Medicine and Biology* (Chichester, England: Ellis Horwood, 1981),
The Phsyical Basis of Medical Imaging, edited by C. M. Coulam, J. J. Erickson, F.D. Rollo, and A.E. James, Jr. (New York: Appleton-Cen-

tury Crofts, 1981),

T. S. Curry III, J. E. Dowdey, and R. C. Murry, Jr., *Christensen's Introduction to the Physics of Diagnostic Radiology* (Philadelphia: Lea and Febiger, 1984).

برای مطالعه مقالات مروری در مورد تصویرگیری پزشکی و تکنیکهای تشخیص مراجع

زیرا ببینید

R. D. Neumann and A. Gottschalk, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 29, 283 (1979),

W. Swindell and H.H. Barrett, *Phys. Today* 30, 32 (December 1977).

P. R. Moran, R. J. Nickles, and J. A. Zagzebski, *Phys. Today* 36, 36 (July 1983),

M. M. Ter-Pogossian, M. E. Raichle, and B. E. Sobel, *Sci. Am.* 243, 171 (October 1980).

روشهای پر تودرمانی با استفاده از نوترون و پيون به ترتيب در مراجع زیر بحث شده اند

P. H. McGinley, *The Physics Teacher* 11, 73 (February 1973),

C. Richman, *Med. Phys.* 8, 273 (1981).

پیوستها

پیوست الف

نسبیت خاص

معادلات مورد نیاز درواپاشی بتازای هسته‌ها و در بسیاری از محاسبات مربوط به فرایندهای پراثری و میان-انرژی، معادلات سینماتیک نسبیتی هستند. مختصری از این معادلات را ذیلا مرور می‌کنیم.

الف. ۱. تبدیل لورنتس

اغلب لازم می‌شود که معادلات را از چارچوب مرجع آزمایشگاه به چارچوب متحرک دیگری که نسبت به آزمایشگاه سرعت ثابت دارد، مثلا به چارچوب مرکز جرم یا چارچوب سکون ذره متحرک، منتقل کنیم. تبدیل نسبیتی این انتقال چارچوب مرجع را تبدیل لورنتس می‌گویند. حرکت ذره را در یک چارچوب بامختصات (x, y, z, t) و در چارچوب دیگر با مختصات (x', y', z', t') مشخص می‌کنیم. فرض می‌کنیم که چارچوب دوم نسبت به اولی با سرعت u در جهت مشترک x و x' در حرکت است. در این صورت داریم

$$x' = \gamma(x - ut)$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = \gamma(t - ux/c^2)$$

(الف. ۱)

که در آن $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ است.

سرعت ذره را می‌توان با استفاده از معادلات بالا و با محاسبه dx'/dt' ، dy'/dt' و dz'/dt' از يك چارچوب به چارچوب ديگر تبديل كرد. معادلات تبديل سرعت چنين می‌شوند

$$v'_x = \frac{v_x - u}{1 - uv_x/c^2}$$

$$v'_y = \frac{v_y}{\gamma(1 - uv_x/c^2)} \quad (\text{الف. ۲})$$

$$v'_z = \frac{v_z}{\gamma(1 - uv_x/c^2)}$$

يکي از پيامدهای مهم اين تبديلهای در فیزیک هسته‌ای و ذرات بنیادی، انقباض زمان است. اين بدان معنی است که مدت زمان تحقق يك پديده که در يك چارچوب مرجع اندازه‌گیری می‌شود، با اندازه‌گیری زمان همان پديده در چارچوب مرجعی که نسبت به اولی در حرکت است متفاوت خواهد بود. مدت زمان تحقق پديده در چارچوبی که نسبت بدان «در حال سکون» است، یعنی چارچوبی که رویدادهای ابتدا و انتهای فاصله زمانی تحقق پديده مورد نظر در آن در يك نقطه ثابت (x, y, z) رخ می‌دهد، از مدت زمان اندازه‌گیری شده در چارچوب مرجع متحرك کمتر است. اين مدت زمان اندازه‌گیری شده در چارچوب مرجع «در حال سکون» را زمان ویژه می‌گویند. فاصله زمانی اندازه‌گیری شده در تمام چارچوبهای مرجع متحرك، طولانیتر از زمان ویژه است. برای نمونه، طول عمر ذرات واپاشنده عموماً در چارچوب آزمایشگاه اندازه‌گیری می‌شود که در آن ذره ممکن است در حال حرکت باشد. بنابراین طول عمری که ما در آزمایشگاه اندازه‌گیری می‌کنیم از طول عمر ویژه، که در چارچوب سکون ذره اندازه‌گیری می‌شود، بیشتر است. رابطه بین فاصله زمانی ویژه Δt_0 و فاصله زمانی Δt که در چارچوب متحرك اندازه‌گیری می‌شود، به صورت زیر است

$$\Delta t = \gamma \Delta t_0 \quad (\text{الف. ۳})$$

بايد توجه داشت که در سرعتهای نسبی کم $\gamma \approx 1$ است، در حالی که در سرعتهای نسبی نزدیک به سرعت نور داریم $\gamma \rightarrow \infty$.

الف. ۲. دینامیک نسبیتی

در نسبیت خاص، برای آنکه فرمولبندی تحلیل برخوردها از سازگاری درونی برخوردار باشد، مجبور می‌شویم که مفاهیم بنیادی جرم، تکانه، و انرژی را از نو تعریف کنیم. تکانه نسبیتی ذره‌ای که با سرعت v در حرکت است، چنين می‌شود

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (\text{الف. ۴})$$

که در آن m جرم سکون ذره است، و منظور از آن جرم اندازه گیری شده ذره در چارچوب مرجعی است که ذره نسبت به آن در حال سکون است. در بسیاری از معادلات نسبیت خاص، جرم نسبیتی به صورت γm ظاهر می شود که این طرز نمایش می تواند با مشکلاتی همراه باشد. زیرا به طور کلی این درست نیست که در عبارتهای کلاسیک صرفاً جرم را با جرم نسبیتی جایگزین کنیم. اما اگر تکانه را به صورت معادله (الف. ۴) در نظر بگیریم، مفهوم کلاسیک پایستگی تکانه همچنان برقرار خواهد بود. با وجود اینکه استفاده از افزایش جرم نسبیتی ذره متحرک گهگاه کار محاسبه را آسانتر می کند (مانند مورد سیکلوترونها)، در این کتاب فقط جرم سکون m را به کار می بریم تا از هرگونه اشتباهی جلوگیری شود. در انحراف مغناطیسی ذرات باردار می توانیم شعاع مسیر را بر حسب تکانه ذره منحرف شده بنویسیم تا اشکالی پیش نیاید.

اگر تکانه ذره به صورت معادله (الف. ۴) تعریف شود، انرژی جنبشی نسبیتی چنین می شود

$$T = E - mc^2 \quad (\text{الف. ۵})$$

که در آن E انرژی نسبیتی کل ذره است

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (\text{الف. ۶})$$

برای ذرات بدون جرم (مانند فوتون و نوترینو) که با سرعت نور حرکت می کنند، داریم

$$E = pc \quad (\text{الف. ۷})$$

برای ذراتی که انرژی کل E در آنها خیلی بزرگتر از انرژی سکونشان mc^2 است، معادله (الف. ۷) تقریب خوبی به شمار می رود.

با استفاده از بسط دو جمله ای، معادله (الف. ۵) را می توان به صورت زیر نوشت

$$T = \frac{1}{2} mv^2 \left(1 + \frac{3}{4} \frac{v^2}{c^2} + \dots \right) \quad (\text{الف. ۸})$$

بدین گونه، درسرعتهایی که نسبت به c کوچک اند، فرمول کلاسیک $\frac{1}{2} mv^2$ از دقت کافی برخوردار است.

در فرایندهای واپاشی بتا و دیگر برهم کنشهای ضعیف، عبارات مربوط به طیف انرژی و توزیع زاویه ای اغلب شامل v/c است. با استفاده از معادله (الف. ۶) می توان نشان داد که

$$\frac{v}{c} = \frac{P}{E} \quad (\text{الف. ۹})$$

در برخورد های با انرژی پایین، می توان از فرمول های کلاسیک پایستگی تکانه خطی و پایستگی انرژی استفاده کرد [در اینجا فرض این است که معادله مقدار Q به صورت $Q = (m_i - m_f)c^2$ به کار برده می شود، که عملاً یک فرمول نسبیتی است]. در برخورد با انرژی بالا باید فرمول های نسبیتی را به کار ببریم. هر چند که فرمول های نسبیتی در انرژی های پایین هم قابلیت کاربرد دارند، ولی این کاربردها اغلب اسباب زحمت اند و باعث پیچیدگی عملیات جبری می شوند. از این رو، در جایی که ممکن باشد، برای تحلیل فرایندهای واپاشی و واکنش هسته ای از فرمول های ناسبیتی استفاده خواهیم کرد.

الف. ۳ تبدیل انرژی و تکانه

با استفاده از تبدیل لورنتس، می توان معادلات نسبیتی تبدیل انرژی و تکانه خطی را به صورت زیر به دست آورد

$$\begin{aligned} p'_x &= \gamma(p_x - uE/c^2) \\ p'_y &= p_y \\ p'_z &= p_z \\ E' &= \gamma(E - up_x) \end{aligned} \quad (\text{الف. ۱۰})$$

که در آن \mathbf{p} و E در یکی از چارچوبها، و \mathbf{p}' و E' در چارچوب دیگری که با سرعت u نسبت به اولی در جهت x در حرکت است، اندازه گیری می شوند.

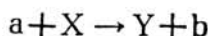
پیوست ب

چارچوب مرجع مرکز جرم

آسانترین راه برای بررسی واکنشهای هسته‌ای، استفاده از چارچوب مرجع مرکز جرم (CM) است که در آن تکانه خطی کل ذرات واکنش کننده برابر صفر می‌شود. [چنانکه در بحث زیر خواهیم دید، کار برد نسبیّت خاص باعث می‌شود که چارچوب مرکز جرم با چارچوب مرکز تکانه تفاوت داشته باشد. برای واکنشها و واپاشیهایی که در این کتاب بررسی می‌شوند و در انرژیهای پایین رخ می‌دهند، با اطمینان خاطر می‌توان معادلات نانسبیتی را به کار برد و وجه افتراق بین چارچوبها را بی‌اهمیت دانست. اگر خواهیم کاملاً درست عمل کنیم، باید مطابق معادله (ب.۲) چارچوب CM را به صورت چارچوب مرکز تکانه تعریف کنیم و درعین حال تکانه را با عبارت نسبیتی‌اش در نظر بگیریم، یعنی به جای عبارت کلاسیک $m\mathbf{v}$ معادله (الف.۴) را قرار دهیم.] در دستگاه آزمایشگاه (L)، واکنشها معمولاً با فرود يك باریکه از ذرات تابشی بر هدفی از ذرات در حال سکون انجام می‌شوند. بنابراین، پیش از آنکه بتوانیم آزمایش و نظریه را باهم مقایسه کنیم، باید خواص مورد مشاهده واکنش (انرژی و تکانه ذرات حاصل، سطح مقطعها) را از چارچوب مرجع L به چارچوب CM برگردانیم.

ب.۱۰ سینماتیک واکنش

واکنش مورد بررسی را به صورت زیر در نظر می‌گیریم



که در آن انرژی جنبشی باریکه ذرات فرودی a در آزمایشگاه برابر T_a است و ذرات هدف X در آزمایشگاه ساکن اند. برای آنکه در اثر تعدد شاخصها سردرگم نشویم، تمام مختصه‌های دستگاه L را بامتغیرهای بدون پریم $(T_a, v_a, T_Y, T_b, \theta_Y, \theta_b, \dots)$ و تمام مختصه‌های متناظر در دستگاه CM را بامتغیرهای پریم دار $(T'_a, v'_a, T'_Y, \dots)$ نشان می‌دهیم. برای آسانی کاربررسی، تکانه ذرات فرودی a را در جهت محور x در نظر می‌گیریم. در این صورت، برای واکنشهای انجام شونده در انرژی پایین که در آن سینماتیک نانسیتی قابل استفاده است، تکانه‌های خطی اولیه عبارتند از

$$p_x = m_a v_a \quad (۱.ب)$$

$$p'_x = m_a v'_a + m_X v'_X = 0 \quad (۲.ب)$$

این دو معادله، به ترتیب در چارچوبهای L و CM نوشته شده‌اند. اگر سرعت چارچوب CM از دیدگاه L برابر v_{CM} باشد، آنگاه داریم

$$v'_a = v_a - v_{CM} \quad (۳.ب)$$

$$v'_X = -v_{CM} \quad (۴.ب)$$

می‌توان نشان داد که شرط لازم و کافی برای برقراری معادله (ب. ۲) چنین است

$$v_{CM} = v_a \frac{m_a}{m_a + m_X} \quad (۵.ب)$$

پس از برخورد، از دیدگاه چارچوب CM ذرات b و Y باید در خلاف جهت یکدیگر در حرکت باشند (به طوری که تکانه خطی کل همچنان صفر بماند). مؤلفه‌های x و y تکانه نهایی را در چارچوب L به صورت زیر به دست می‌آوریم

$$p_x = m_b v_b \cos \theta_b + m_Y v_Y \cos \theta_Y \quad (۶.ب)$$

$$p_y = m_b v_b \sin \theta_b - m_Y v_Y \sin \theta_Y \quad (۷.ب)$$

که در آنها با فرض θ_b و θ_Y در دو طرف محور x ، علامتهای مؤلفه‌های y را به طور صریح در معادله (ب. ۷) مشخص کرده‌ایم.

جهت حرکت ذرات نهایی را در چارچوب CM با θ'_b و $\theta'_Y = -\theta'_b$ نشان می‌دهیم. تکانه کل ذرات در راستای حرکت باید برابر صفر باشد، یعنی

$$m_b v'_b + m_Y v'_Y = 0 \quad (۸.ب)$$

با استفاده از معادلات (ب. ۶) تا (ب. ۸) می‌توان به نتایج جالب توجهی دست یافت: سرعت مرکز جرم پس از واکنش با سرعت پیش از واکنش برابر نیست. (این نکته ممکن

است شرط یکنواخت بودن حرکت مرکز جرم را، در یک سیستم منزوی تحت تأثیر نیروهای داخلی، نقض کند. اما باید توجه داشت که بنا بر فیزیک کلاسیک، جرم کل سیستم نمی‌تواند تغییر کند. چون جرم اولیه با جرم نهایی مساوی نیست، و اختلاف میان آنها به اندازه مقدار Q است، معادلات کلاسیک به‌طور کامل برقرار نیستند. رابطه بین سرعت نهایی و سرعت اولیه CM چنین به‌دست می‌آید

$$v_{CM,f} = \left(\frac{m_a + m_x}{m_b + m_y} \right) v_{CM,i} \quad (9.ب)$$

یادآور می‌شود که در برخورد الاستیک، داریم $v_{CM,f} = v_{CM,i}$. نسبت بین جرمها در معادله (9.ب) معمولاً خیلی به‌واحد نزدیک است. اختلاف جرمهای اولیه و نهایی مساوی مقدار Q می‌شود، که در واکنشهای انرژی پایین نوعاً در حدود 10^{-2} تا 10^{-5} برابر کل انرژی واکنش است.

با استفاده از قانون پایستگی انرژی در چارچوبهای L و CM انرژی ذره b را به‌صورت زیر به‌دست می‌آوریم

$$T'_b = \frac{m_b}{m_y + m_b} \left[Q + \left(1 - \frac{m_a}{m_y + m_b} \right) T_a \right] \quad (10.ب)$$

معادله متناظر برای انرژی T_b را در چارچوب L به‌صورت معادله (5.11) در اختیار داشتیم. اگر معادلات تکانه و سرعت را به‌همین ترتیب بررسی کنیم، رابطه زیر را برای تبدیل زوایا به‌دست می‌آوریم

$$\tan \theta_b = \frac{\sin \theta'_b}{\cos \theta'_b + \gamma} \quad (11.ب)$$

که در آن داریم

$$\gamma = \frac{v_{CM}}{v_b} \quad (12.ب)$$

$$= \left[\frac{m_a m_b T_a}{m_x m_y T_a + Q(1 + m_a/m_x)} \right]^{1/2} \quad (13.ب)$$

ب.۲ سطح مقطعها

سطح مقطع کل فقط احتمال مطلق وقوع واکنش را به‌دست می‌دهد، و بنابراین تبدیل چارچوبهای L و CM در آن اثری ندارد. اما سطح مقطع دیفرانسیلی وابسته به متغیر زاویه‌ای است، و در نتیجه به‌نوع چارچوب مرجع بستگی پیدا می‌کند.

تعداد ذراتی که به یک آشکارساز کوچک می‌رسند، در هر دو چارچوب برابر $d\sigma$ است که اگر آن را به صورت $d\sigma = (d\sigma/d\Omega)d\Omega \equiv \sigma(\theta)d\Omega$ بنویسیم، رابطه بین سطح مقطعهای ديفرانسیلی چنین می‌شود

$$d\sigma = \sigma(\theta)d\Omega = \sigma(\theta')d\Omega' \quad (\text{ب. } 14)$$

با در دست داشتن سطح مقطع ديفرانسیلی $\sigma(\theta)$ که در آزمایشگاه اندازه‌گیری می‌شود، سطح مقطع ديفرانسیلی چارچوب CM عبارت است از

$$\sigma(\theta') = \sigma(\theta) \frac{d\Omega}{d\Omega'} \quad (\text{ب. } 15)$$

با انتگرال‌گیری متغیر نامطلوب سمتی در هر دو چارچوب مرجع، داریم $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ و $d\Omega' = 2\pi \sin\theta' d\theta'$ و با توجه به معادله (ب. 11) خواهیم داشت

$$\frac{d\Omega}{d\Omega'} = \frac{|1 + \gamma \cos\theta'|}{(1 + 2\gamma \cos\theta' + \gamma^2)^{3/2}} \quad (\text{ب. } 16)$$

ب. ۳ معادله شرودینگر مرکز جرم (CM)

معادله شرودینگر ناظر بر برهم‌کنش متقابل ذرات درگیر در واکنش را نیز می‌توان به صورت CM در آورد. در مختصات دکارتی، معادله ترکیبی دو ذره را می‌توان چنین نوشت

$$-\frac{\hbar^2}{2m_a} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_a^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y_a^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z_a^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2m_x} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y_x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z_x^2} \right) + V(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_x) \Psi = E \Psi \quad (\text{ب. } 17)$$

که در آن $\mathbf{r}_a = (x_a, y_a, z_a)$ و $\mathbf{r}_x = (x_x, y_x, z_x)$ معرف مختصات دو ذره و Ψ معرف تابع موج ترکیبی است. با تعریف مختصات CM به صورت

$$\mathbf{R} = (X, Y, Z) = (m_a \mathbf{r}_a + m_x \mathbf{r}_x) / (m_a + m_x)$$

و مختصات نسبی $\mathbf{r} = (x, y, z) = \mathbf{r}_a - \mathbf{r}_x$ می‌توان مشتقات جزئی را بر حسب مختصات جدید نوشت. مثلاً داریم

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi}{\partial x_a} &= \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial x_a} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x_a} \\ &= \frac{m_a}{m_a + m_x} \frac{\partial \Psi}{\partial X} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \end{aligned}$$

و همین‌طور برای سایر مشتقات اول و دوم. نتیجه چنین می‌شود

$$-\frac{\hbar^2}{2M}\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial Z^2}\right) - \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}\right) + V\Psi = E\Psi \quad (\text{ب. ۱۸})$$

که در آن $M = m_a + m_x$ جرم کل، و $m = m_a m_x / (m_a + m_x)$ جرم کاهشده است. اگر تابع پتانسیل فقط به مختصات نسبی \mathbf{r} بستگی داشته باشد، آنگاه معادله به دو بخش جدا از هم تقسیم می‌شود که یکی از آنها فقط به حرکت CM بستگی دارد، و دیگری بخش نسبی است که به برهم‌کنش متقابل مربوط می‌شود. جداشدن تابع موج به صورت $\Psi = \psi_{\text{CM}}(X, Y, Z) \psi(x, y, z)$ خواهد بود. در بخش CM با یک ذره منفرد به جرم M سروکار داریم که آزادانه در حرکت است (یعنی با یک موج تخت روبه‌رو هستیم). بخش نسبی ψ از حل معادله زیر به دست می‌آید

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right) + V(\mathbf{r})\psi = E\psi \quad (\text{ب. ۱۹})$$

که در آن $\psi(x, y, z)$ تابع موج معرف برهم‌کنش بین ذرات است. اکنون این شکل ساده شده معادله دو جسمی را می‌توان به صورت معادله شرودینگر برای یک ذره منفرد به جرم کاهشده m که در پتانسیل ثابت $V(\mathbf{r})$ ، همانند پتانسیل بین دو جسم در آزمایشگاه، در حرکت است حل کرد. به کمک این حل می‌توان سطح مقطع را تعیین کرد، و سپس با استفاده از معادلات تبدیل (ب. ۱۵) و (ب. ۱۶)، نتیجه را با سطح مقطع اندازه‌گیری شده در آزمایشگاه مقایسه کرد. معادله (ب. ۱۹) را در مختصات قطبی کروی هم می‌توان نوشت [معادله (۱۶.۲)].

جدول خواص هسته‌ای

خواص تعدادی از ایزوتوپهای انتخابی را در جدول زیر نشان داده‌ایم. برای هر عنصر فقط ایزوتوپهای پایدار و ایزوتوپهای نسبتاً دراز-عمر را در نظر گرفته‌ایم. برای تمامی ایزوتوپها، جرم اتمی حالت پایه و وضعیت اسپین-پاریته را مشخص کرده‌ایم، و وضعیتهای نامطمئن اسپین-پاریته در داخل پرانتز مشخص شده‌اند. برای ایزوتوپهای پایدار، درصد فراوانی و برای ایزوتوپهای رادیواکتیو، نیمه‌عمر ومد اصلی واپاشی (باعلامتهای قراردادی ϵ برای گیراندازی الکترون و همچنین گسیل پوزیترون، β^- برای واپاشی بتای منفی، α برای واپاشی آلفا، f برای شکافت خود به خود) نشان داده شده‌اند. جرم اتمی برای اتمهای خنثی داده شده است. درستون نیمه‌عمر، یکای My معادل 10^6 سال است. میزان خطا در جرم اتمی، نوعاً در حدود $10^{-5}u$ (و برای برخی از موارد ناپایدار در حدود $10^{-4}u$) است. میزان خطاهای درصد فراوانی و نیمه‌عمر، نوعاً در حدود آخرین رقمهای مندرج در جدول است.

فراوانی یا					جرم اتمی							
			جرم اتمی (u)	I^{π}	نیمه‌عمر				جرم اتمی (u)	I^{π}	نیمه‌عمر	
Z	A					Z	A					
H	1	1	1.007825	$\frac{1}{2}^+$	99.985%	10	10.012937	3^+			19.8%	
		2	2.014102	1^+	0.015%	11	11.009305	$\frac{3}{2}^-$			80.2%	
		3	3.016049	$\frac{1}{2}^+$	12.3 y (β^-)	12	12.014353	1^+			20.4 ms (β^-)	
He	2	3	3.016029	$\frac{1}{2}^+$	$1.38 \times 10^{-4}\%$	13	13.017780	$\frac{3}{2}^-$			17.4 ms (β^-)	
		4	4.002603	0^+	99.99986%	C	6	9	9.031039	$\frac{3}{2}^-$		0.13 s (ϵ)
Li	3	6	6.015121	1^+	7.5%		10	10.016856	0^+			19.2 s (ϵ)
		7	7.016003	$\frac{3}{2}^-$	92.5%		11	11.011433	$\frac{3}{2}^-$			20.4 m (ϵ)
		8	8.022486	2^+	0.84 s (β^-)		12	12.000000	0^+			98.89%
Be	4	7	7.016928	$\frac{3}{2}^-$	53.3 d (ϵ)		13	13.003355	$\frac{1}{2}^-$			1.11%
		8	8.005305	0^+	0.07 fs (α)	14	14.003242	0^+			5730 y (β^-)	
		9	9.012182	$\frac{3}{2}^-$	100%	15	15.010599	$\frac{1}{2}^+$			2.45 s (β^-)	
		10	10.013534	0^+	1.6 My (β^-)	N	7	12	12.018613	1^+		11 ms (ϵ)
		11	11.021658	$\frac{1}{2}^+$	13.8 s (β^-)		13	13.005739	$\frac{1}{2}^-$			9.96 m (ϵ)
B	5	8	8.024606	2^+	0.77 s (ϵ)		14	14.003074	1^+			99.63%
		9	9.013329	$\frac{3}{2}^-$	0.85 as (α)	15	15.000109	$\frac{1}{2}^-$			0.366%	
					16	16.006100	2^-			7.13 s (β^-)		

جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر				جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر			
Z	A	(u)	I^{π}	Z	A	(u)	I^{π}	Z	A	(u)	I^{π}	Z	A	(u)	I^{π}
		17 17.008450	$\frac{1}{2}^{-}$			26 25.986892	5^{+}			26 25.986892	5^{+}			26 25.986892	5^{+}
		18 18.014081	1^{-}			27 26.981539	$\frac{5}{2}^{+}$			27 26.981539	$\frac{5}{2}^{+}$			27 26.981539	$\frac{5}{2}^{+}$
O	8	14 14.008595	0^{+}			28 27.981910	3^{+}			28 27.981910	3^{+}			28 27.981910	3^{+}
		15 15.003065	$\frac{1}{2}^{-}$			29 28.980446	$\frac{5}{2}^{+}$			29 28.980446	$\frac{5}{2}^{+}$			29 28.980446	$\frac{5}{2}^{+}$
		16 15.994915	0^{+}			30 29.982940	3^{+}			30 29.982940	3^{+}			30 29.982940	3^{+}
		17 16.999131	$\frac{5}{2}^{+}$					Si	14	26 25.992330	0^{+}			26 25.992330	0^{+}
		18 17.999160	0^{+}							27 26.986704	$\frac{5}{2}^{+}$			27 26.986704	$\frac{5}{2}^{+}$
		19 19.003577	$\frac{5}{2}^{+}$							28 27.976927	0^{+}			28 27.976927	0^{+}
		20 20.004076	0^{+}							29 28.976495	$\frac{1}{2}^{+}$			29 28.976495	$\frac{1}{2}^{+}$
F	9	17 17.002095	$\frac{5}{2}^{+}$							30 29.973770	0^{+}			30 29.973770	0^{+}
		18 18.000937	1^{+}							31 30.975362	$\frac{3}{2}^{+}$			31 30.975362	$\frac{3}{2}^{+}$
		19 18.998403	$\frac{1}{2}^{+}$							32 31.974148	0^{+}			32 31.974148	0^{+}
		20 19.999981	2^{+}							33 32.997920	$(\frac{3}{2}^{+})$			33 32.997920	$(\frac{3}{2}^{+})$
		21 20.999948	$\frac{5}{2}^{+}$					P	15	29 28.981803	$\frac{1}{2}^{+}$			29 28.981803	$\frac{1}{2}^{+}$
		22 22.003030	$(3, 4)^{+}$							30 29.978307	1^{+}			30 29.978307	1^{+}
		23 23.003600	$(\frac{3}{2}, \frac{5}{2})^{+}$							31 30.973762	$\frac{1}{2}^{+}$			31 30.973762	$\frac{1}{2}^{+}$
Ne	10	17 17.017690	$\frac{1}{2}^{-}$							32 31.973907	1^{+}			32 31.973907	1^{+}
		18 18.005710	0^{+}							33 32.971725	$\frac{1}{2}^{+}$			33 32.971725	$\frac{1}{2}^{+}$
		19 19.001880	$\frac{1}{2}^{+}$							34 33.973636	1^{+}			34 33.973636	1^{+}
		20 19.992436	0^{+}					S	16	30 29.984903	0^{+}			30 29.984903	0^{+}
		21 20.993843	$\frac{3}{2}^{+}$							31 30.979554	$\frac{1}{2}^{+}$			31 30.979554	$\frac{1}{2}^{+}$
		22 21.991383	0^{+}							32 31.972071	0^{+}			32 31.972071	0^{+}
		23 22.994465	$\frac{5}{2}^{+}$							33 32.971458	$\frac{3}{2}^{+}$			33 32.971458	$\frac{3}{2}^{+}$
		24 23.993613	0^{+}							34 33.967867	0^{+}			34 33.967867	0^{+}
		25 24.997690	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^{+}$							35 34.969032	$\frac{3}{2}^{+}$			35 34.969032	$\frac{3}{2}^{+}$
Na	11	20 20.007344	2^{+}							36 35.967081	0^{+}			36 35.967081	0^{+}
		21 20.997651	$\frac{3}{2}^{+}$							37 36.971126	$\frac{7}{2}^{-}$			37 36.971126	$\frac{7}{2}^{-}$
		22 21.994434	3^{+}							38 37.971162	0^{+}			38 37.971162	0^{+}
		23 22.989768	$\frac{3}{2}^{+}$					Cl	17	33 32.977452	$\frac{3}{2}^{+}$			33 32.977452	$\frac{3}{2}^{+}$
		24 23.990961	4^{+}							34 33.973763	0^{+}			34 33.973763	0^{+}
		25 24.989953	$\frac{5}{2}^{+}$							35 34.968853	$\frac{3}{2}^{+}$			35 34.968853	$\frac{3}{2}^{+}$
		26 25.992586	3^{+}							36 35.968307	2^{+}			36 35.968307	2^{+}
		27 26.993940	$\frac{5}{2}^{+}$							37 36.965903	$\frac{3}{2}^{+}$			37 36.965903	$\frac{3}{2}^{+}$
Mg	12	21 21.011716	$(\frac{3}{2}, \frac{5}{2})^{+}$							38 37.968011	2^{-}			38 37.968011	2^{-}
		22 21.999574	0^{+}							39 38.968005	$\frac{3}{2}^{+}$			39 38.968005	$\frac{3}{2}^{+}$
		23 22.994124	$\frac{3}{2}^{+}$							40 39.970440	2^{-}			40 39.970440	2^{-}
		24 23.985042	0^{+}							41 40.970590	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^{+}$			41 40.970590	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^{+}$
		25 24.985837	$\frac{5}{2}^{+}$					Ar	18	34 33.980269	0^{+}			34 33.980269	0^{+}
		26 25.982594	0^{+}							35 34.975256	$\frac{3}{2}^{+}$			35 34.975256	$\frac{3}{2}^{+}$
		27 26.984341	$\frac{1}{2}^{+}$							36 35.967546	0^{+}			36 35.967546	0^{+}
		28 27.983877	0^{+}							37 36.966776	$\frac{3}{2}^{+}$			37 36.966776	$\frac{3}{2}^{+}$
		29 28.988480	$\frac{3}{2}^{+}$							38 37.962732	0^{+}			38 37.962732	0^{+}
Al	13	24 23.999941	4^{+}							39 38.964314	$\frac{7}{2}^{-}$			39 38.964314	$\frac{7}{2}^{-}$
		25 24.990429	$\frac{5}{2}^{+}$							40 39.962384	0^{+}			40 39.962384	0^{+}
										41 40.964501	$\frac{7}{2}^{-}$			41 40.964501	$\frac{7}{2}^{-}$

جرم اتمی			فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی			فراوانی یا نیمه عمر		
Z	A	(u)	I ^m	نیمه عمر	Z	A	(u)	I ^m	نیمه عمر	
	42	41.963050	0 ⁺	33 y (β^-)		52	51.946898	0 ⁺	1.7 m (β^-)	
	43	42.965670		5.4 m (β^-)		53	52.949730	($\frac{3}{2}$) ⁻	33 s (β^-)	
	44	43.965365	0 ⁺	11.9 m (β^-)	V	23	46	45.960198	0 ⁺	0.42 s (ϵ)
K	19	37	$\frac{3}{2}$ ⁺	1.23 s (ϵ)		47	46.954906	$\frac{3}{2}$ ⁻	32.6 m (ϵ)	
		38	3 ⁺	7.61 m (ϵ)		48	47.952257	4 ⁺	16.0 d (ϵ)	
		39	$\frac{3}{2}$ ⁺	93.26 %		49	48.948517	$\frac{7}{2}$ ⁻	330 d (ϵ)	
		40	4 ⁻	1.28 Gy (β^-)		50	49.947161	6 ⁺	0.250 %	
		41	$\frac{3}{2}$ ⁺	6.73 %		51	50.943962	$\frac{7}{2}$ ⁻	99.750 %	
		42	2 ⁻	12.4 h (β^-)		52	51.944778	3 ⁺	3.76 m (β^-)	
		43	$\frac{3}{2}$ ⁻	22.3 h (β^-)		53	52.944340	$\frac{7}{2}$ ⁻	1.6 m (β^-)	
		44	2 ⁻	22.1 m (β^-)		54	53.946442	(3,4,5) ⁺	50 s (β^-)	
		45	$\frac{3}{2}$ ⁺	17 m (β^-)	Cr	24	46	45.968360	0 ⁺	0.26 s (ϵ)
		46	(2 ⁻)	115 s (β^-)		47	46.962905	$\frac{3}{2}$ ⁻	0.51 s (ϵ)	
		47	$\frac{1}{2}$ ⁺	17.5 s (β^-)		48	47.954033	0 ⁺	21.6 h (ϵ)	
Ca	20	38	0 ⁺	0.44 s (ϵ)		49	48.951338	$\frac{5}{2}$ ⁻	41.9 m (ϵ)	
		39	$\frac{3}{2}$ ⁺	0.86 s (ϵ)		50	49.946046	0 ⁺	4.35 %	
		40	0 ⁺	96.94 %		51	50.944768	$\frac{7}{2}$ ⁻	27.7 d (ϵ)	
		41	$\frac{7}{2}$ ⁻	0.10 My (ϵ)		52	51.940510	0 ⁺	83.79 %	
		42	0 ⁺	0.647 %		53	52.940651	$\frac{3}{2}$ ⁻	9.50 %	
		43	$\frac{7}{2}$ ⁻	0.135 %		54	53.938882	0 ⁺	2.36 %	
		44	0 ⁺	2.09 %		55	54.940842	$\frac{3}{2}$ ⁻	3.50 m (β^-)	
		45	$\frac{7}{2}$ ⁻	165 d (β^-)		56	55.940643	$\frac{3}{2}$ ⁻	5.9 m (β^-)	
		46	0 ⁺	0.0035 %	Mn	25	50	49.954240	0 ⁺	0.28 s (ϵ)
		47	$\frac{7}{2}$ ⁻	4.54 d (β^-)		51	50.948213	$\frac{5}{2}$ ⁻	46.2 m (ϵ)	
		48	0 ⁺	0.187 %		52	51.945568	6 ⁺	5.59 d (ϵ)	
		49	$\frac{3}{2}$ ⁻	8.72 m (β^-)		53	52.941291	$\frac{7}{2}$ ⁻	3.7 My (ϵ)	
		50	0 ⁺	14 s (β^-)		54	53.940361	3 ⁺	312 d (ϵ)	
Sc	21	42	0 ⁺	0.68 s (ϵ)		55	54.938047	$\frac{5}{2}$ ⁻	100 %	
		43	$\frac{7}{2}$ ⁻	3.89 h (ϵ)		56	55.938907	3 ⁺	2.58 h (β^-)	
		44	2 ⁺	3.93 h (ϵ)		57	56.938285	$\frac{5}{2}$ ⁻	1.6 m (β^-)	
		45	$\frac{7}{2}$ ⁻	100 %		58	57.940060	3 ⁺	65 s (β^-)	
		46	4 ⁺	83.8 d (β^-)	Fe	26	51	50.956825	($\frac{5}{2}$) ⁻	0.25 s (ϵ)
		47	$\frac{7}{2}$ ⁻	3.35 d (β^-)		52	51.948114	0 ⁺	8.27 h (ϵ)	
		48	6 ⁺	43.7 h (β^-)		53	52.945310	$\frac{7}{2}$ ⁻	8.51 m (ϵ)	
		49	$\frac{7}{2}$ ⁻	57.0 m (β^-)		54	53.939613	0 ⁺	5.8 %	
		50	5 ⁺	1.71 m (β^-)		55	54.938296	$\frac{3}{2}$ ⁻	2.7 y (ϵ)	
Ti	22	43	$\frac{7}{2}$ ⁻	0.51 s (ϵ)		56	55.934939	0 ⁺	91.8 %	
		44	0 ⁺	54 y (ϵ)		57	56.935396	$\frac{1}{2}$ ⁻	2.15 %	
		45	$\frac{7}{2}$ ⁻	3.09 h (ϵ)		58	57.933277	0 ⁺	0.29 %	
		46	0 ⁺	8.2 %		59	58.934877	$\frac{3}{2}$ ⁻	44.6 d (β^-)	
		47	$\frac{5}{2}$ ⁻	7.4 %		60	59.934078	0 ⁺	1.5 My (β^-)	
		48	0 ⁺	73.7 %		61	60.936748	($\frac{3}{2}, \frac{5}{2}$) ⁻	6.0 m (β^-)	
		49	$\frac{7}{2}$ ⁻	5.4 %		62	61.936773	0 ⁺	68 s (β^-)	
		50	0 ⁺	5.2 %	Co	27	54	53.948460	0 ⁺	0.19 s (ϵ)
		51	$\frac{3}{2}$ ⁻	5.80 m (β^-)						

جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	I ^m			Z	A	(u)	I ^m		
	55	54.942001	$\frac{7}{2}^-$	17.5 h (ϵ)		Ga	31	64	63.936836	0 ⁺	2.6 m (ϵ)
	56	55.939841	4 ⁺	78.8 d (ϵ)		65	64.932738	$\frac{3}{2}^-$		15.2 m (ϵ)	
	57	56.936294	$\frac{7}{2}^-$	271 d (ϵ)		66	65.931590	0 ⁺		9.4 h (ϵ)	
	58	57.935755	2 ⁺	70.8 d (ϵ)		67	66.928204	$\frac{3}{2}^-$		78.3 h (ϵ)	
	59	58.933198	$\frac{7}{2}^-$	100 %		68	67.927982	1 ⁺		68.1 m (ϵ)	
	60	59.933820	5 ⁺	5.27 y (β^-)		69	68.925580	$\frac{3}{2}^-$		60.1 %	
	61	60.932478	$\frac{7}{2}^-$	1.65 h (β^-)		70	69.926028	1 ⁺		21.1 m (β^-)	
	62	61.934060	2 ⁺	1.5 m (β^-)		71	70.924701	$\frac{3}{2}^-$		39.9 %	
	63	62.933614	$(\frac{7}{2})^-$	27.5 s (β^-)		72	71.926365	3 ⁻		14.1 h (β^-)	
Ni	28	55	$\frac{7}{2}^-$	0.19 s (ϵ)		73	72.925169	$\frac{3}{2}^-$		4.87 h (β^-)	
		56	0 ⁺	6.10 d (ϵ)		74	73.926940	(4) ⁻		8.1 m (β^-)	
		57	$\frac{3}{2}^-$	36.0 h (ϵ)		75	74.926499	$\frac{3}{2}^-$		2.1 m (β^-)	
		58	0 ⁺	68.3 %		Ge	32	66	65.933847	0 ⁺	2.3 h (ϵ)
		59	$\frac{3}{2}^-$	0.075 My (ϵ)		67	66.932737	$(\frac{1}{2})^-$		19.0 m (ϵ)	
		60	0 ⁺	26.1 %		68	67.928096	0 ⁺		271 d (ϵ)	
		61	$\frac{3}{2}^-$	1.13 %		69	68.927969	$\frac{5}{2}^-$		39.0 h (ϵ)	
		62	0 ⁺	3.59 %		70	69.924250	0 ⁺		20.5 %	
		63	$\frac{1}{2}^-$	100 y (β^-)		71	70.924954	$\frac{1}{2}^-$		11.2 d (ϵ)	
		64	0 ⁺	0.91 %		72	71.922079	0 ⁺		27.4 %	
		65	$\frac{5}{2}^-$	2.52 h (β^-)		73	72.923463	$\frac{9}{2}^+$		7.8 %	
		66	0 ⁺	54.8 h (β^-)		74	73.921177	0 ⁺		36.5 %	
		67	?	21 s (β^-)		75	74.922858	$\frac{1}{2}^-$		82.8 m (β^-)	
Cu	29	59	$\frac{3}{2}^-$	82 s (ϵ)		76	75.921402	0 ⁺		7.8 %	
		60	2 ⁺	23.4 m (ϵ)		77	76.923548	$\frac{7}{2}^+$		11.3 h (β^-)	
		61	$\frac{3}{2}^-$	3.41 h (ϵ)		78	77.922853	0 ⁺		1.45 h (β^-)	
		62	1 ⁺	9.73 m (ϵ)		79	78.925360	$(\frac{1}{2})^-$		19 s (β^-)	
		63	$\frac{3}{2}^-$	69.2 %		As	33	70	69.930929	4 ⁺	53 m (ϵ)
		64	1 ⁺	12.7 h (ϵ)		71	70.927114	$\frac{5}{2}^-$		61 h (ϵ)	
		65	$\frac{3}{2}^-$	30.8 %		72	71.926755	2 ⁻		26.0 h (ϵ)	
		66	1 ⁺	5.10 m (β^-)		73	72.923827	$\frac{3}{2}^-$		80.3 d (ϵ)	
		67	$\frac{3}{2}^-$	61.9 h (β^-)		74	73.923928	2 ⁻		17.8 d (ϵ)	
		68	1 ⁺	31 s (β^-)		75	74.921594	$\frac{3}{2}^-$		100 %	
Zn	30	61	$\frac{3}{2}^-$	89 s (ϵ)		76	75.922393	2 ⁻		26.3 h (β^-)	
		62	0 ⁺	9.2 h (ϵ)		77	76.920646	$\frac{3}{2}^-$		38.8 h (β^-)	
		63	$\frac{3}{2}^-$	38.1 m (ϵ)		78	77.921830	(2) ⁻		91 m (β^-)	
		64	0 ⁺	48.6 %		79	78.920946	$\frac{3}{2}^-$		9.0 m (β^-)	
		65	$\frac{5}{2}^-$	244 d (ϵ)		Se	34	71	70.932270	$\frac{5}{2}^-$	4.7 m (ϵ)
		66	0 ⁺	27.9 %		72	71.927110	0 ⁺		8.4 d (ϵ)	
		67	$\frac{5}{2}^-$	4.10 %		73	72.926768	$\frac{9}{2}^+$		7.1 h (ϵ)	
		68	0 ⁺	18.8 %		74	73.922475	0 ⁺		0.87 %	
		69	$\frac{1}{2}^-$	56 m (β^-)		75	74.922522	$\frac{5}{2}^-$		119.8 d (ϵ)	
		70	0 ⁺	0.62 %		76	75.919212	0 ⁺		9.0 %	
		71	$\frac{1}{2}^-$	2.4 m (β^-)		77	76.919913	$\frac{1}{2}^-$		7.6 %	
		72	0 ⁺	46.5 h (β^-)		78	77.917308	0 ⁺		23.5 %	
		73	$(\frac{3}{2})^-$	24 s (β^-)		79	78.918498	$\frac{7}{2}^+$		< 0.065 My (β^-)	

		جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر				جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	I^{π}			Z	A	(u)	I^{π}		
	80	79.916520	0^+	49.8%			87	86.908884	$\frac{9}{2}^+$	7.0%	
	81	80.917991	$(\frac{1}{2})^-$	18.5 m (β^-)			88	87.905619	0^+	82.6%	
	82	81.916698	0^+	9.2%			89	88.907450	$\frac{5}{2}^+$	50.5 d (β^-)	
	83	82.919117	$(\frac{9}{2})^+$	22.5 m (β^-)			90	89.907738	0^+	28.8 y (β^-)	
	84	83.918463	0^+	3.3 m (β^-)			91	90.910187	$(\frac{3}{2})^+$	9.5 h (β^-)	
Br	35	76	75.924528	1^-	16.1 h (ϵ)		92	91.910944	0^+	2.7 h (β^-)	
		77	76.921378	$\frac{3}{2}^-$	57.0 h (ϵ)		93	92.913987	$(\frac{7}{2})^-$	7.4 m (β^-)	
		78	77.921144	1^+	6.46 m (ϵ)	Y	39	84	83.920310	(5^-)	39 m (ϵ)
		79	78.918336	$\frac{3}{2}^-$	50.69%			85	84.916437	$(\frac{1}{2})^-$	2.7 h (ϵ)
		80	79.918528	1^+	17.6 m (β^-)			86	85.914893	4^-	14.7 h (ϵ)
		81	80.916289	$\frac{3}{2}^-$	49.31%			87	86.910882	$\frac{1}{2}^-$	80.3 h (ϵ)
		82	81.916802	5^-	35.3 h (β^-)			88	87.909508	4^-	106.6 d (ϵ)
		83	82.915179	$(\frac{3}{2})^-$	2.39 h (β^-)			89	88.905849	$\frac{1}{2}^-$	100%
		84	83.916503	2^-	31.8 m (β^-)			90	89.907152	2^-	64.1 h (β^-)
		85	84.915612	$(\frac{3}{2})^-$	2.9 m (β^-)			91	90.907303	$\frac{1}{2}^-$	58.5 d (β^-)
Kr	36	75	74.931029	?	4.3 m (ϵ)			92	91.908917	2^-	3.54 h (β^-)
		76	75.925959	0^+	14.8 h (ϵ)			93	92.909571	$\frac{1}{2}^-$	10.2 h (β^-)
		77	76.924610	$\frac{5}{2}^+$	75 m (ϵ)			94	93.911597	2^-	18.7 m (β^-)
		78	77.920396	0^+	0.356%	Zr	40	87	86.914817	$(\frac{9}{2})^+$	1.6 h (ϵ)
		79	78.920084	$\frac{1}{2}^-$	35.0 h (ϵ)			88	87.910225	0^+	83.4 d (ϵ)
		80	79.916380	0^+	2.27%			89	88.908890	$\frac{9}{2}^+$	78.4 h (ϵ)
		81	80.916590	$\frac{7}{2}^+$	0.21 My (ϵ)			90	89.904703	0^+	51.5%
		82	81.913482	0^+	11.6%			91	90.905644	$\frac{5}{2}^+$	11.2%
		83	82.914135	$\frac{9}{2}^+$	11.5%			92	91.905039	0^+	17.1%
		84	83.911507	0^+	57.0%			93	92.906474	$\frac{5}{2}^+$	1.5 My (β^-)
		85	84.912531	$\frac{9}{2}^+$	10.7 y (β^-)			94	93.906315	0^+	17.4%
		86	85.910616	0^+	17.3%			95	94.908042	$\frac{5}{2}^+$	64.0 d (β^-)
		87	86.913360	$\frac{5}{2}^+$	76 m (β^-)			96	95.908275	0^+	2.80%
		88	87.914453	0^+	2.84 h (β^-)			97	96.910950	$\frac{1}{2}^+$	16.9 h (β^-)
		89	88.917640	$(\frac{5}{2})^+$	3.18 m (β^-)			98	97.912735	0^+	31 s (β^-)
Rb	37	82	81.918195	1^+	1.25 m (ϵ)	Nb	41	89	88.913449	$(\frac{1}{2})^-$	2.0 h (ϵ)
		83	82.915144	$\frac{5}{2}^-$	86.2 d (ϵ)			90	89.911263	8^+	14.6 h (ϵ)
		84	83.914390	2^-	32.9 d (ϵ)			91	90.906991	$(\frac{9}{2})^+$	700 y (ϵ)
		85	84.911794	$\frac{5}{2}^-$	72.17%			92	91.907192	$(7)^+$	35 My (ϵ)
		86	85.911172	2^-	18.8 d (β^-)			93	92.906377	$\frac{9}{2}^+$	100%
		87	86.909187	$\frac{3}{2}^-$	27.83%			94	93.907281	6^+	0.020 My (β^-)
		88	87.911326	2^-	17.8 m (β^-)			95	94.906835	$\frac{9}{2}^+$	35.0 d (β^-)
		89	88.912278	$(\frac{3}{2})^-$	15.2 m (β^-)			96	95.908100	6^+	23.4 h (β^-)
		90	89.914811	(1^-)	153 s (β^-)			97	96.908097	$\frac{9}{2}^+$	72 m (β^-)
Sr	38	81	80.923270	$(\frac{1}{2})^-$	22 m (ϵ)	Mo	42	90	89.913933	0^+	5.67 h (ϵ)
		82	81.918414	0^+	25.0 d (ϵ)			91	90.911755	$\frac{9}{2}^+$	15.5 m (ϵ)
		83	82.917566	$\frac{7}{2}^+$	32.4 d (ϵ)			92	91.906808	0^+	14.8%
		84	83.913430	0^+	0.56%			93	92.906813	$\frac{5}{2}^+$	3500 y (ϵ)
		85	84.912937	$\frac{9}{2}^+$	64.8 d (ϵ)			94	93.905085	0^+	9.3%
		86	85.909267	0^+	9.8%			95	94.905841	$\frac{5}{2}^+$	15.9%

		جرم اتمی			فراوانی یا		جرم اتمی			فراوانی یا	
Z	A	(u)	I^{π}	نیمه عمر	Z	A	(u)	I^{π}	نیمه عمر		
	96	95.904679	0^{+}	16.7%		108	107.903895	0^{+}	26.7%		
	97	96.906021	$\frac{5}{2}^{+}$	9.6%		109	108.905954	$\frac{5}{2}^{+}$	13.4 h (β^{-})		
	98	97.905407	0^{+}	24.1%		110	109.905167	0^{+}	11.8%		
	99	98.907711	$\frac{1}{2}^{+}$	66.0 h (β^{-})		111	110.907660	$\frac{5}{2}^{+}$	23 m (β^{-})		
	100	99.907477	0^{+}	9.6%		112	111.907323	0^{+}	21.0 h (β^{-})		
	101	100.910345	$\frac{1}{2}^{+}$	14.6 m (β^{-})							
Tc	43	94	93.909654	7^{+}	293 m (ϵ)	Ag	47	103	102.908980	$\frac{7}{2}^{+}$	65.7 m (ϵ)
		95	94.907657	$\frac{9}{2}^{+}$	20.0 h (ϵ)			104	103.908623	5^{+}	69.2 m (ϵ)
		96	95.907870	7^{+}	4.3 d (ϵ)			105	104.906520	$\frac{1}{2}^{-}$	41.3 d (ϵ)
		97	96.906364	$\frac{9}{2}^{+}$	2.6 My (ϵ)			106	105.906662	1^{+}	24.0 m (ϵ)
		98	97.907215	$(6)^{+}$	4.2 My (β^{-})			107	106.905092	$\frac{1}{2}^{-}$	51.83%
		99	98.906254	$\frac{9}{2}^{+}$	0.214 My (β^{-})			108	107.905952	1^{+}	2.4 m (β^{-})
		100	99.907657	1^{+}	15.8 s (β^{-})			109	108.904756	$\frac{1}{2}^{-}$	48.17%
								110	109.906111	1^{+}	24.4 s (β^{-})
								111	110.905295	$\frac{1}{2}^{-}$	7.45 d (β^{-})
								112	111.907010	2^{-}	3.14 h (β^{-})
Ru	44	94	93.911361	0^{+}	52 m (ϵ)						
		95	94.910414	$\frac{5}{2}^{+}$	1.65 h (ϵ)						
		96	95.907599	0^{+}	5.5%	Cd	48	104	103.909851	0^{+}	58 m (ϵ)
		97	96.907556	$\frac{5}{2}^{+}$	2.88 d (ϵ)			105	104.909459	$\frac{5}{2}^{+}$	56.0 m (ϵ)
		98	97.905287	0^{+}	1.86%			106	105.906461	0^{+}	1.25%
		99	98.905939	$\frac{5}{2}^{+}$	12.7%			107	106.906613	$\frac{5}{2}^{+}$	6.50 h (ϵ)
		100	99.904219	0^{+}	12.6%			108	107.904176	0^{+}	0.89%
		101	100.905582	$\frac{5}{2}^{+}$	17.0%			109	108.904953	$\frac{5}{2}^{+}$	463 d (ϵ)
		102	101.904348	0^{+}	31.6%			110	109.903005	0^{+}	12.5%
		103	102.906323	$\frac{3}{2}^{+}$	39.4 d (β^{-})			111	110.904182	$\frac{1}{2}^{+}$	12.8%
		104	103.905424	0^{+}	18.7%			112	111.902757	0^{+}	24.1%
		105	104.907744	$\frac{3}{2}^{+}$	4.44 h (β^{-})			113	112.904400	$\frac{1}{2}^{+}$	12.2%
		106	105.907321	0^{+}	372 d (β^{-})			114	113.903357	0^{+}	28.7%
		107	106.910130	$(\frac{5}{2})^{+}$	3.8 m (β^{-})			115	114.905430	$\frac{1}{2}^{+}$	53.4 h (β^{-})
								116	115.904755	0^{+}	7.5%
Rh	45	98	97.910716	$(2)^{+}$	8.7 m (ϵ)			117	116.907228	$\frac{1}{2}^{+}$	2.4 h (β^{-})
		99	98.908192	$(\frac{1}{2})^{-}$	16.1 d (ϵ)			118	117.911700	0^{+}	50.3 m (β^{-})
		100	99.908116	1^{-}	20.8 h (ϵ)						
		101	100.906159	$\frac{1}{2}^{-}$	3.3 y (ϵ)						
		102	101.906814	6^{+}	2.9 y (ϵ)	In	49	110	109.907230	2^{+}	69.1 m (ϵ)
		103	102.905500	$\frac{1}{2}^{-}$	100%			111	110.905109	$\frac{9}{2}^{+}$	2.83 d (ϵ)
		104	103.906651	1^{+}	42.3 s (β^{-})			112	111.905536	1^{+}	14.4 m (ϵ)
		105	104.905686	$\frac{7}{2}^{+}$	35.4 h (β^{-})			113	112.904061	$\frac{9}{2}^{+}$	4.3%
		106	105.907279	1^{+}	29.8 s (β^{-})			114	113.904916	1^{+}	71.9 s (β^{-})
								115	114.903882	$\frac{9}{2}^{+}$	95.7%
								116	115.905264	1^{+}	14.1 s (β^{-})
								117	116.904517	$\frac{9}{2}^{+}$	43.8 m (β^{-})
Pd	46	99	98.911763	$(\frac{5}{2})^{+}$	21.4 m (ϵ)						
		100	99.908527	0^{+}	3.6 d (ϵ)						
		101	100.908287	$\frac{5}{2}^{+}$	8.5 h (ϵ)	Sn	50	109	108.911294	$\frac{7}{2}^{+}$	18.0 m (ϵ)
		102	101.905634	0^{+}	1.0%			110	109.907858	0^{+}	4.1 h (ϵ)
		103	102.906114	$\frac{5}{2}^{+}$	17.0 d (ϵ)			111	110.907741	$\frac{7}{2}^{+}$	35 m (ϵ)
		104	103.904029	0^{+}	11.0%			112	111.904826	0^{+}	1.01%
		105	104.905079	$\frac{5}{2}^{+}$	22.2%			113	112.905176	$\frac{1}{2}^{+}$	115.1 d (ϵ)
		106	105.903478	0^{+}	27.3%			114	113.902784	0^{+}	0.67%
		107	106.905127	$\frac{5}{2}^{+}$	6.5 My (β^{-})			115	114.903348	$\frac{1}{2}^{+}$	0.38%

جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر		
Z	A	(u)	I ⁿ			Z	A	(u)	I ⁿ			
	116	115.901747	0 ⁺	14.6%			129	128.904986	$\frac{7}{2}^+$		16 My (β^-)	
	117	116.902956	$\frac{1}{2}^+$	7.75%			130	129.906713	5 ⁺		12.4 h (β^-)	
	118	117.901609	0 ⁺	24.3%			131	130.906114	$\frac{7}{2}^+$		8.04 d (β^-)	
	119	118.903311	$\frac{1}{2}^+$	8.6%			132	131.907987	4 ⁺		2.30 h (β^-)	
	120	119.902199	0 ⁺	32.4%								
	121	120.904239	$\frac{3}{2}^+$	27.1 h (β^-)		Xe	54	121	120.911450	$(\frac{5}{2}^+)$	40.1 m (ϵ)	
	122	121.903440	0 ⁺	4.56%			122	121.908170	0 ⁺		20.1 h (ϵ)	
	123	122.905722	$\frac{11}{2}^-$	129 d (β^-)			123	122.908469	$(\frac{1}{2}^+)$		2.08 h (ϵ)	
	124	123.905274	0 ⁺	5.64%			124	123.905894	0 ⁺		0.096%	
	125	124.907785	$\frac{11}{2}^-$	9.62 d (β^-)			125	124.906397	$(\frac{1}{2}^+)$		17 h (ϵ)	
	126	125.907654	0 ⁺	0.1 My (β^-)			126	125.904281	0 ⁺		0.090%	
	127	126.910355	$(\frac{11}{2}^-)$	2.1 h (β^-)			127	126.905182	$(\frac{1}{2}^+)$		36.4 d (ϵ)	
							128	127.903531	0 ⁺		1.92%	
Sb	51	118	117.905534	1 ⁺	3.6 m (ϵ)		129	128.904780	$\frac{1}{2}^+$		26.4%	
		119	118.903948	$\frac{5}{2}^+$	38.0 h (ϵ)		130	129.903509	0 ⁺		4.1%	
		120	119.905077	1 ⁺	15.8 m (ϵ)		131	130.905072	$\frac{3}{2}^+$		21.2%	
		121	120.903821	$\frac{5}{2}^+$	57.3%		132	131.904144	0 ⁺		26.9%	
		122	121.905179	2 ⁻	2.70 d (β^-)		133	132.905888	$\frac{3}{2}^+$		5.25 d (β^-)	
		123	122.904216	$\frac{7}{2}^+$	42.7%		134	133.905395	0 ⁺		10.4%	
		124	123.905938	3 ⁻	60.2 d (β^-)		135	134.907130	$\frac{3}{2}^+$		9.1 h (β^-)	
		125	124.905252	$\frac{7}{2}^+$	2.7 y (β^-)		136	135.907214	0 ⁺		8.9%	
		126	125.907250	8 ⁻	12.4 d (β^-)		137	136.911557	$\frac{7}{2}^-$		3.82 m (β^-)	
		127	126.906919	$\frac{7}{2}^+$	3.85 d (β^-)							
Te	52	117	116.908630	$\frac{1}{2}^+$	62 m (ϵ)		Cs	55	130	129.906753	1 ⁺	29.2 m (ϵ)
		118	117.905908	0 ⁺	6.00 d (ϵ)			131	130.905444	$\frac{5}{2}^+$	9.69 d (ϵ)	
		119	118.906411	$\frac{1}{2}^+$	16.0 h (ϵ)			132	131.906431	2 ⁻	6.47 d (ϵ)	
		120	119.904048	0 ⁺	0.091%			133	132.905429	$\frac{7}{2}^+$	100%	
		121	120.904947	$\frac{1}{2}^+$	16.8 d (ϵ)			134	133.906696	4 ⁺	2.06 y (β^-)	
		122	121.903050	0 ⁺	2.5%			135	134.905885	$\frac{7}{2}^+$	3 My (β^-)	
		123	122.904271	$\frac{1}{2}^+$	0.89%			136	135.907289	5 ⁺	13.1 d (β^-)	
		124	123.902818	0 ⁺	4.6%			137	136.907073	$\frac{7}{2}^+$	30.2 y (β^-)	
		125	124.904429	$\frac{1}{2}^+$	7.0%			138	137.911004	3 ⁻	32.2 m (β^-)	
		126	125.903310	0 ⁺	18.7%							
		127	126.905221	$\frac{3}{2}^+$	9.4 h (β^-)		Ba	56	127	126.911130	$(\frac{1}{2}^+)$	12.7 m (ϵ)
		128	127.904463	0 ⁺	31.7%			128	127.908237	0 ⁺	2.43 d (ϵ)	
		129	128.906594	$\frac{3}{2}^+$	69 m (β^-)			129	128.908642	$\frac{1}{2}^+$	2.2 h (ϵ)	
		130	129.906229	0 ⁺	34.5%			130	129.906282	0 ⁺	0.106%	
		131	130.908528	$\frac{3}{2}^+$	25.0 m (β^-)			131	130.906902	$\frac{1}{2}^+$	12.0 d (ϵ)	
		132	131.908517	0 ⁺	78.2 h (β^-)			132	131.905042	0 ⁺	0.101%	
		133	132.910910	$(\frac{3}{2}^+)$	12.5 m (β^-)			133	132.905988	$\frac{1}{2}^+$	10.7 y (ϵ)	
								134	133.904486	0 ⁺	2.42%	
								135	134.905665	$\frac{3}{2}^+$	6.59%	
I	53	123	122.905594	$\frac{5}{2}^+$	13.2 h (ϵ)			136	135.904553	0 ⁺	7.85%	
		124	123.906207	2 ⁻	4.18 d (ϵ)			137	136.905812	$\frac{3}{2}^+$	11.2%	
		125	124.904620	$\frac{5}{2}^+$	60.2 d (ϵ)			138	137.905232	0 ⁺	71.7%	
		126	125.905624	2 ⁻	13.0 d (ϵ)			139	138.908826	$\frac{7}{2}^-$	82.9 m (β^-)	
		127	126.904473	$\frac{5}{2}^+$	100%			140	139.910581	0 ⁺	12.7 d (β^-)	
		128	127.905810	1 ⁺	25.0 m (β^-)			141	140.914363	$\frac{3}{2}^-$	18.3 m (β^-)	

جرم اتمی				فراوانی یا		جرم اتمی				فراوانی یا																
Z	A	(u)	I ⁿ	نیچه عمر		Z	A	(u)	I ⁿ	نیچه عمر																
La	57	135	134.906953	$\frac{5}{2}^+$	19.5 h (ϵ)		145	144.912743	$\frac{5}{2}^+$	17.7 y (ϵ)																
		136	135.907630	1^+	9.87 m (ϵ)		146	145.914708	3^-	5.5 y (ϵ)																
		137	136.906460	$\frac{7}{2}^+$	0.06 My (ϵ)		147	146.915135	$\frac{7}{2}^+$	2.62 y (β^-)																
		138	137.907105	5^+	0.089%		148	147.917473	1^-	5.37 d (β^-)																
		139	138.906347	$\frac{7}{2}^+$	99.911%		149	148.918332	$\frac{7}{2}^+$	53.1 h (β^-)																
		140	139.909471	3^-	40.3 h (β^-)		150	149.920981	(1^-)	2.68 h (β^-)																
		141	140.910896	$\frac{7}{2}^+$	3.90 h (β^-)		Sm	62	142	141.915206							0^+	72.5 m (ϵ)								
	142	141.914090	2^-	91.1 m (β^-)		143		142.914626	$\frac{3}{2}^+$	8.83 m (ϵ)																
Ce	58	133	132.911360	$\frac{1}{2}^+$	5.4 h (ϵ)			144	143.911998	0^+		3.1%														
			134	133.908890	0^+	76 h (ϵ)			145	144.913409		$\frac{7}{2}^-$	340 d (ϵ)													
			135	134.909117	$\frac{1}{2}^+$	17.6 h (ϵ)			146	145.913053		0^+	103 My (α)													
			136	135.907140	0^+	0.190%			147	146.914894		$\frac{7}{2}^-$	15.1%													
			137	136.907780	$\frac{3}{2}^+$	9.0 h (ϵ)			148	147.914819		0^+	11.3%													
			138	137.905985	0^+	0.254%		149	148.917180	$\frac{7}{2}^-$		13.9%														
			139	138.906631	$\frac{3}{2}^+$	137.2 d (ϵ)		150	149.917273	0^+	7.4%															
			140	139.905433	0^+	88.5%		151	150.919929	$\frac{5}{2}^-$	90 y (β^-)															
			141	140.908271	$\frac{7}{2}^-$	32.5 d (β^-)		152	151.919728	0^+	26.6%															
			142	141.909241	0^+	11.1%		153	152.922094	$\frac{3}{2}^+$	46.8 h (β^-)															
			143	142.912383	$\frac{3}{2}^-$	33.0 h (β^-)		154	153.922205	0^+	22.6%															
			144	143.913643	0^+	284 d (β^-)		155	154.924636	$\frac{3}{2}^-$	22.4 m (β^-)															
			145	144.917230	$\frac{5}{2}^+$	2.98 m (β^-)	Eu	63	148	147.918125	5^-													54.5 d (ϵ)		
		Pr	59	138	137.910748	1^+			1.45 m (ϵ)		149													148.917926		$\frac{5}{2}^+$
	139			138.908917	$\frac{5}{2}^+$	4.4 h (ϵ)				150	149.919702						0^-							36 y (ϵ)		
	140			139.909071	1^+	3.39 m (ϵ)				151	150.919847						$\frac{5}{2}^+$	47.9%								
	141			140.907647	$\frac{5}{2}^+$	100%				152	151.921742			3^-			13 y (ϵ)									
	142			141.910039	2^-	19.2 h (β^-)				153	152.921225			$\frac{5}{2}^+$	52.1%											
	143			142.910814	$\frac{7}{2}^+$	13.6 d (β^-)				154	153.922975			3^-	8.5 y (β^-)											
	144			143.913301	0^-	17.3 m (β^-)		155	154.922889	$\frac{5}{2}^+$	4.9 y (β^-)															
Nd	60	139	138.911920	$\frac{3}{2}^+$	29.7 m (ϵ)		156	155.924752	0^+	15 d (β^-)																
			140	139.909306	0^+	3.37 d (ϵ)		157	156.925418	$\frac{5}{2}^+$		15 h (β^-)														
			141	140.909594	$\frac{3}{2}^+$	2.5 h (ϵ)	Gd	64	149	148.919344		$\frac{7}{2}^-$			9.4 d (ϵ)											
			142	141.907719	0^+	27.2%				150		149.918662			0^+			1.8 My (α)								
			143	142.909810	$\frac{7}{2}^-$	12.2%				151		150.920346			$\frac{7}{2}^-$		120 d (ϵ)									
			144	143.910083	0^+	23.8%				152		151.919786			0^+	0.20%										
			145	144.912570	$\frac{7}{2}^-$	8.3%				153		152.921745	$\frac{3}{2}^-$		242 d (ϵ)											
			146	145.913113	0^+	17.2%				154		153.920861	0^+		2.1%											
			147	146.916097	$\frac{5}{2}^-$	11.0 d (β^-)				155		154.922618	$\frac{3}{2}^-$		14.8%											
			148	147.916889	0^+	5.7%				156		155.922118	0^+		20.6%											
			149	148.920145	$\frac{5}{2}^-$	1.73 h (β^-)				157		156.923956	$\frac{3}{2}^-$		15.7%											
			150	149.920887	0^+	5.6%				158		157.924099	0^+		24.8%											
			151	150.923825	$(\frac{3}{2}^+)$	12.4 m (β^-)				159		158.926384	$\frac{3}{2}^-$		18.6 h (β^-)											
			152	151.924680	0^+	11.4 m (β^-)				160		159.927049	0^+		21.8%											
Pm	61	142	141.912970	1^+	40.5 s (ϵ)				161	160.929664	$\frac{5}{2}^-$	3.7 m (β^-)														
			143	142.910930	$\frac{5}{2}^+$	265 d (ϵ)			Tb	65	156	155.924742		3^-	5.34 d (ϵ)											
			144	143.912588	5^-	349 d (ϵ)		157			156.924023	$\frac{3}{2}^+$		150 y (ϵ)												

جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	I ⁿ	Z	A	(u)	I ⁿ	Z	A	(u)	I ⁿ
	158	157.925411	3 ⁻	150	y (ε)	Yb	70	166	165.933875	0 ⁺	56.7 h (ε)
	159	158.925342	$\frac{3}{2}^{+}$	100 %				167	166.934946	$\frac{5}{2}^{-}$	17.5 m (ε)
	160	159.927163	3 ⁻	72.1 d (β ⁻)				168	167.933894	0 ⁺	0.135%
	161	160.927566	$\frac{3}{2}^{+}$	6.90 d (β ⁻)				169	168.935186	$\frac{7}{2}^{+}$	32.0 d (ε)
	162	161.929510	1 ⁻	7.76 m (β ⁻)				170	169.934759	0 ⁺	3.1%
Dy	66	153	$\frac{7}{2}^{-}$	6.4 h (ε)				171	170.936323	$\frac{1}{2}^{-}$	14.4%
	154	153.924429	0 ⁺	3 My (α)				172	171.936378	0 ⁺	21.9%
	155	154.925747	$\frac{3}{2}^{-}$	10.0 h (ε)				173	172.938208	$\frac{5}{2}^{-}$	16.2%
	156	155.924277	0 ⁺	0.057%				174	173.938859	0 ⁺	31.6%
	157	156.925460	$\frac{3}{2}^{-}$	8.1 h (ε)				175	174.941273	$\frac{7}{2}^{-}$	4.19 d (β ⁻)
	158	157.924403	0 ⁺	0.100%				176	175.942564	0 ⁺	12.6%
	159	158.925735	$\frac{3}{2}^{-}$	144.4 d (ε)				177	176.945253	$\frac{9}{2}^{+}$	1.9 h (β ⁻)
	160	159.925193	0 ⁺	2.3%				178	177.946639	0 ⁺	74 m (β ⁻)
	161	160.926930	$\frac{5}{2}^{+}$	19.90%	Lu	71	172	171.939085	(4 ⁻)	6.70 d (ε)	
	162	161.926795	0 ⁺	25.5%				173	172.938929	$\frac{7}{2}^{+}$	1.37 y (ε)
	163	162.928728	$\frac{5}{2}^{-}$	24.9%				174	173.940336	1 ⁻	3.3 y (ε)
	164	163.929171	0 ⁺	28.1%				175	174.940770	$\frac{7}{2}^{+}$	97.39%
	165	164.931700	$\frac{7}{2}^{+}$	2.33 h (β ⁻)				176	175.942679	7 ⁻	2.61%
	166	165.932803	0 ⁺	81.6 h (β ⁻)				177	176.943752	$\frac{7}{2}^{+}$	6.71 d (β ⁻)
								178	177.945963	1 ⁺	28.4 m (β ⁻)
Ho	67	162	161.929092	1 ⁺	15 m (ε)	Hf	72	171	170.940490	($\frac{7}{2}^{+}$)	12.1 h (ε)
	163	162.928731	($\frac{7}{2}$) ⁻	33 y (ε)				172	171.939460	0 ⁺	1.87 y (ε)
	164	163.930285	1 ⁺	29.0 m (ε)				173	172.940650	$\frac{1}{2}^{-}$	24.0 h (ε)
	165	164.930319	$\frac{7}{2}^{-}$	100%				174	173.940044	0 ⁺	0.16%
	166	165.932281	0 ⁻	26.8 h (β ⁻)				175	174.941507	$\frac{5}{2}^{-}$	70 d (ε)
	167	166.933127	($\frac{7}{2}$) ⁻	3.1 h (β ⁻)				176	175.941406	0 ⁺	5.2%
Er	68	160	159.929080	0 ⁺	28.6 h (ε)			177	176.943217	$\frac{7}{2}^{-}$	18.6%
	161	160.929996	$\frac{3}{2}^{-}$	3.24 h (ε)				178	177.943696	0 ⁺	27.1%
	162	161.928775	0 ⁺	0.14%				179	178.945812	$\frac{9}{2}^{+}$	13.7%
	163	162.930030	$\frac{5}{2}^{-}$	75.1 m (ε)				180	179.946546	0 ⁺	35.2%
	164	163.929198	0 ⁺	1.56%				181	180.949096	$\frac{1}{2}^{-}$	42.4 d (β ⁻)
	165	164.930723	$\frac{5}{2}^{-}$	10.4 h (ε)				182	181.950550	0 ⁺	9 My (β ⁻)
	166	165.930290	0 ⁺	33.4%				183	182.953530	($\frac{3}{2}$) ⁻	64 m (β ⁻)
	167	166.932046	$\frac{7}{2}^{+}$	22.9%	Ta	73	178	177.945750	1 ⁺	9.31 m (ε)	
	168	167.932368	0 ⁺	27.1%				179	178.945930	($\frac{7}{2}^{+}$)	665 d (ε)
	169	168.934588	$\frac{1}{2}^{-}$	9.40 d (β ⁻)				180	179.947462	1 ⁺	0.0123%
	170	169.935461	0 ⁺	14.9%				181	180.947992	$\frac{7}{2}^{+}$	99.9877%
	171	170.938027	$\frac{5}{2}^{-}$	7.52 h (β ⁻)				182	181.950149	3 ⁻	115 d (β ⁻)
	172	171.939353	0 ⁺	49.3 h (β ⁻)				183	182.951369	$\frac{7}{2}^{+}$	5.1 d (β ⁻)
Tm	69	166	165.933561	2 ⁺	7.70 h (ε)	W	74	178	177.945840	0 ⁺	21.5 d (ε)
	167	166.932848	$\frac{1}{2}^{+}$	9.25 d (ε)				179	178.947067	($\frac{7}{2}$) ⁻	38 m (ε)
	168	167.934170	3 ⁺	93.1 d (ε)				180	179.946701	0 ⁺	0.13%
	169	168.934212	$\frac{1}{2}^{+}$	100%				181	180.948192	$\frac{9}{2}^{+}$	121 d (ε)
	170	169.935798	1 ⁻	128.6 d (β ⁻)				182	181.948202	0 ⁺	26.3%
	171	170.936427	$\frac{1}{2}^{+}$	1.92 y (β ⁻)				183	182.950220	$\frac{1}{2}^{-}$	14.3%
	172	171.938397	2 ⁻	63.6 h (β ⁻)							

جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	I^n			Z	A	(u)	I^n		
	184	183.950928	0^+	30.7%		198	197.967869	0^+		7.2%	
	185	184.953416	$\frac{3}{2}^-$	75.1 d (β^-)		199	198.970552	$(\frac{5}{2}^-)$		30.8 m (β^-)	
	186	185.954357	0^+	28.6%		200	199.971417	0^+		12.5 h (β^-)	
	187	186.957153	$\frac{3}{2}^-$	23.9 h (β^-)		Au 79	194	193.965348	1^-	39.5 h (ϵ)	
	188	187.958480	0^+	69.4 d (β^-)		195	194.965013	$\frac{3}{2}^+$		186 d (ϵ)	
Re 75	182	181.951210	2^+	12.7 h (ϵ)		196	195.966544	2^-		6.18 d (ϵ)	
	183	182.950817	$(\frac{5}{2})^+$	71 d (ϵ)		197	196.966543	$\frac{3}{2}^+$		100%	
	184	183.952530	3^-	38 d (ϵ)		198	197.968217	2^-		2.696 d (β^-)	
	185	184.952951	$\frac{5}{2}^+$	37.40%		199	198.968740	$\frac{3}{2}^+$		3.14 d (β^-)	
	186	185.954984	1^-	90.6 h (β^-)		200	199.970670	1^-		48.4 m (β^-)	
	187	186.955744	$\frac{5}{2}^+$	62.60%		Hg 80	193	192.966560	$\frac{3}{2}^-$	3.8 h (ϵ)	
	188	187.958106	1^-	16.9 h (β^-)		194	193.965391	0^+		520 y (ϵ)	
	189	188.959219	$(\frac{5}{2})^+$	24.3 h (β^-)		195	194.966640	$\frac{1}{2}^-$		9.5 h (ϵ)	
Os 76	182	181.952120	0^+	21.5 h (ϵ)		196	195.965807	0^+		0.15%	
	183	182.953290	$(\frac{9}{2})^+$	13.0 h (ϵ)		197	196.967187	$\frac{1}{2}^-$		64.1 h (ϵ)	
	184	183.952488	0^+	0.018%		198	197.966743	0^+		10.0%	
	185	184.954041	$\frac{1}{2}^-$	93.6 d (ϵ)		199	198.968254	$\frac{1}{2}^-$		16.8%	
	186	185.953830	0^+	1.6%		200	199.968300	0^+		23.1%	
	187	186.955741	$\frac{1}{2}^-$	1.6%		201	200.970277	$\frac{3}{2}^-$		13.2%	
	188	187.955830	0^+	13.3%		202	201.970617	0^+		29.8%	
	189	188.958137	$\frac{3}{2}^-$	16.1%		203	202.972848	$\frac{5}{2}^-$		46.6 d (β^-)	
	190	189.958436	0^+	26.4%		204	203.973467	0^+		6.9%	
	191	190.960920	$\frac{9}{2}^-$	15.4 d (β^-)		205	204.976047	$\frac{1}{2}^-$		5.2 m (β^-)	
	192	191.961467	0^+	41.0%		Tl 81	200	199.970934	2^-	26.1 h (ϵ)	
	193	192.964138	$\frac{3}{2}^-$	30.6 h (β^-)		201	200.970794	$\frac{1}{2}^+$		73 h (ϵ)	
	194	193.965173	0^+	6.0 y (β^-)		202	201.972085	2^-		12.2 d (ϵ)	
Ir 77	188	187.958830	(2^-)	41.5 h (ϵ)		203	202.972320	$\frac{1}{2}^+$		29.5%	
	189	188.958712	$\frac{3}{2}^+$	13.1 d (ϵ)		204	203.973839	2^-		3.77 y (β^-)	
	190	189.960580	(4^+)	11.8 d (ϵ)		205	204.974401	$\frac{1}{2}^+$		70.5%	
	191	190.960584	$\frac{3}{2}^+$	37.3%		206	205.976084	0^-		4.20 m (β^-)	
	192	191.962580	4^-	74.2 d (β^-)		Pb 82	201	200.972830	$\frac{5}{2}^-$	9.3 h (ϵ)	
	193	192.962917	$\frac{3}{2}^+$	62.7%		202	201.972134	0^+		0.05 My (ϵ)	
	194	193.965069	1^-	19.2 h (β^-)		203	202.973365	$\frac{5}{2}^-$		51.9 h (ϵ)	
	195	194.965966	$(\frac{3}{2}^+)$	2.8 h (β^-)		204	203.973020	0^+		1.42%	
Pt 78	187	186.960470	$\frac{3}{2}^-$	2.35 h (ϵ)		205	204.974458	$\frac{5}{2}^-$		15 My (ϵ)	
	188	187.959386	0^+	10.2 d (ϵ)		206	205.974440	0^+		24.1%	
	189	188.960817	$\frac{3}{2}^-$	10.9 h (ϵ)		207	206.975872	$\frac{1}{2}^-$		22.1%	
	190	189.959917	0^+	0.013%		208	207.976627	0^+		52.3%	
	191	190.961665	$\frac{3}{2}^-$	2.9 d (ϵ)		209	208.981065	$\frac{9}{2}^+$		3.25 h (β^-)	
	192	191.961019	0^+	0.78%		210	209.984163	0^+		22.3 y (β^-)	
	193	192.962977	$(\frac{1}{2}^-)$	50 y (ϵ)		211	210.988735	$(\frac{9}{2}^+)$		36.1 m (β^-)	
	194	193.962655	0^+	32.9%		212	211.991871	0^+		10.6 h (β^-)	
	195	194.964766	$\frac{1}{2}^-$	33.8%		Bi 83	206	205.978478	6^+	6.24 d (ϵ)	
	196	195.964926	0^+	25.3%		207	206.978446	$\frac{9}{2}^-$		32 y (ϵ)	
	197	196.967315	$\frac{1}{2}^-$	18.3 h (β^-)							

		جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر				جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	I^n			Z	A	(u)	I^n		
	208	207.979717	(5^+)	0.368 My (ϵ)			232	232.038051	0^+	100 %	
	209	208.980374	$\frac{9}{2}^-$	100 %			233	233.041577	$(\frac{1}{2}^+)$	22.3 m (β^-)	
	210	209.984095	1^-	5.01 d (β^-)							
	211	210.987255	$\frac{9}{2}^-$	2.15 m (α)		Pa	91	229.032073	$(\frac{5}{2}^+)$	1.4 d (ϵ)	
	212	211.991255	1^-	60.6 m (β^-)			230	230.034527	(2^-)	17.7 d (ϵ)	
Po	84	206.980456	0^+	8.8 d (ϵ)			231	231.035880	$\frac{3}{2}^-$	32,800 y (α)	
	207	206.981570	$\frac{5}{2}^-$	5.8 h (ϵ)			232	232.038565	(2^-)	1.31 d (β^-)	
	208	207.981222	0^+	2.90 y (α)			233	233.040243	$\frac{3}{2}^-$	27.0 d (β^-)	
	209	208.982404	$\frac{1}{2}^-$	102 y (α)		U	92	233.039628	$\frac{5}{2}^+$	0.1592 My (α)	
	210	209.982848	0^+	138.4 d (α)			234	234.040947	0^+	0.245 My (α)	
	211	210.986627	$\frac{9}{2}^+$	0.52 s (α)			235	235.043924	$\frac{7}{2}^-$	0.720 %	
At	85	208.986510	6^+	1.63 h (ϵ)			236	236.045563	0^+	23.42 My (α)	
	209	208.986149	$\frac{9}{2}^-$	5.4 h (ϵ)			237	237.048725	$\frac{1}{2}^+$	6.75 d (β^-)	
	210	209.987126	5^+	8.3 h (ϵ)			238	238.050785	0^+	99.275 %	
	211	210.987469	$\frac{9}{2}^-$	7.21 h (ϵ)			239	239.054290	$\frac{5}{2}^+$	23.5 m (β^-)	
	212	211.990725	(1^-)	0.31 s (α)		Np	93	236.046550	(6^-)	0.11 My (ϵ)	
	213	212.992911	$\frac{9}{2}^-$	0.11 μ s (α)			237	237.048168	$\frac{5}{2}^+$	2.14 My (α)	
Rn	86	207.990690	$\frac{5}{2}^-$	9.3 m (ϵ)			238	238.050941	2^+	2.117 d (β^-)	
	210	209.989669	0^+	2.4 h (α)			239	239.052933	$\frac{5}{2}^+$	2.36 d (β^-)	
	211	210.990576	$\frac{1}{2}^-$	14.6 h (ϵ)		Pu	94	237.048401	$\frac{7}{2}^-$	45.3 d (ϵ)	
	212	211.990697	0^+	24 m (α)			238	238.049555	0^+	87.74 y (α)	
	218	218.005580	0^+	35 ms (α)			239	239.052158	$\frac{1}{2}^+$	24,100 y (α)	
	222	222.017571	0^+	3.82 d (α)			240	240.053808	0^+	6570 y (α)	
	224		0^+	107 m (β^-)			241	241.056846	$\frac{5}{2}^+$	14.4 y (β^-)	
Fr	87	209.995870	$\frac{9}{2}^-$	50 s (α)			242	242.058737	0^+	0.376 My (α)	
	212	211.996130	5^+	20 m (ϵ)			243	243.061998	$\frac{7}{2}^+$	4.96 h (β^-)	
	215	215.000310	$\frac{9}{2}^-$	0.12 μ s (α)		Am	95	240.055278	(3^-)	50.9 h (ϵ)	
	220	220.012293	1	27.4 s (α)			241	241.056824	$\frac{5}{2}^-$	433 y (α)	
	223	223.019733	$(\frac{3}{2}^-)$	21.8 m (β^-)			242	242.059542	1^-	16.0 h (β^-)	
Ra	88	222.015353	0^+	38 s (α)			243	243.061375	$\frac{5}{2}^-$	7370 y (α)	
	223	223.018501	$\frac{1}{2}^+$	11.4 d (α)			244	244.064279	(6^-)	10.1 h (β^-)	
	224	224.020186	0^+	3.66 d (α)		Cm	96	246.067218	0^+	4700 y (α)	
	225	225.023604	$(\frac{3}{2}^+)$	14.8 d (β^-)			247	247.070347	$\frac{9}{2}^-$	16 My (α)	
	226	226.025403	0^+	1602 y (α)			248	248.072343	0^+	0.34 My (α)	
	227	227.029171	$(\frac{1}{2}^+)$	42 m (β^-)			249	249.075948	$\frac{1}{2}^+$	64 m (β^-)	
Ac	89	224.021685	(0^-)	2.9 h (ϵ)		Bk	97	246.068720	2^-	1.8 d (ϵ)	
	225	225.023205	$(\frac{3}{2}^-)$	10.0 d (α)			247	247.070300	$(\frac{3}{2}^-)$	1380 y (α)	
	226	226.026084	(1^-)	29 h (β^-)		Cf	98	251.079580	$\frac{1}{2}^+$	898 y (α)	
	227	227.027750	$\frac{3}{2}^-$	21.77 y (β^-)			252	252.081621	0^+	2.64 y (α)	
	228	228.031015	(3^+)	6.1 h (β^-)		Es	99	252.082944	$(4^+, 5^-)$	472 d (α)	
Th	90	228.028715	0^+	1.91 y (α)			253	253.084818	$\frac{7}{2}^+$	20.5 d (α)	
	229	229.031755	$\frac{5}{2}^+$	7300 y (α)							
	230	230.033128	0^+	75,400 y (α)							
	231	231.036299	$\frac{5}{2}^+$	25.52 h (β^-)							

	Z	A	جرم اتمی (u)	I^{π}	فراوانی یا نیمه عمر		Z	A	جرم اتمی (u)	I^{π}	فراوانی یا نیمه عمر	
Fm	100	256	256.091767	0^{+}	2.63 h (f)	Lr	103	260	260.105320		180 s (α)	
		257	257.095099	$(\frac{9}{2}^{+})$	100 d (α)			Rf	104	261	261.108690	
Md	101	257	257.095580	$(\frac{7}{2}^{-})$	5.2 h (ϵ)	Ha	105	261	261.111820		1.8 s (α)	
		258	258.098570	(8^{-})	55 d (α)				262	262.113760		34 s (f)
No	102	258	258.098150	0^{+}	1.2 ms (f)			106	263	263.118220		0.8 s (f)
		259	259.100931	$(\frac{9}{2}^{+})$	60 m (α)			107	262	262.122930		115 ms (α)

ثابتها

2.99792458×10^8 m/s	c	سرعت نور
1.602189×10^{-19} C	e	بار الکترون
1.38066×10^{-23} J/K	k	ثابت بولتزمان
8.6174×10^{-5} eV/K		
6.62618×10^{-34} J · s	h	ثابت پلانک
4.13570×10^{-15} eV · s		
1.054589×10^{-34} J · s	$\hbar = h/2\pi$	
6.58217×10^{-16} eV · s		
6.6726×10^{-11} N · m ² /kg ²	G	ثابت گرانشی
6.022045×10^{23} mole ⁻¹	N_A	عدد آووگادرو
8.3144 J/mole · K	R	ثابت جهانی گازها
5.6703×10^{-8} W/m ² · K ⁴	σ	ثابت استفان - بولتزمان
1.0973732×10^7 m ⁻¹	R_∞	
13.60580 eV		انرژی یونس هیدروژن
5.291771×10^{-11} m	a_0	شعاع بور
9.27408×10^{-24} J/T	μ_B	مگنتون بور
5.78838×10^{-5} eV/T		
5.05084×10^{-27} J/T	μ_N	مگنتون هسته‌ای
3.15245×10^{-8} eV/T		
$1/137.0360$	α	ثابت ساختار ریز
1239.853 MeV · fm	hc	
197.329 MeV · fm	$\hbar c$	
1.439976 MeV · fm	$e^2/4\pi\epsilon_0$	
MeV/c ²	u	جرم سکون ذرات
0.511003	5.485803×10^{-4}	الکترون
938.280	1.00727647	پروتون
939.573	1.00866501	نوترون
1875.628	2.01355321	دوترون
3727.409	4.00150618	آلفا
139.5669	0.1498300	π^\pm
134.9745	0.1448999	π^0
105.6595	0.1134292	μ

ضرایب تبدیل

$$1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2 \quad 1 \text{ eV} = 1.602189 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ decays/s} \quad 1 \text{ u} = 931.502 \text{ MeV}/c^2$$

$$= 1.660566 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

عناصر جدول تناوبی

1 H 1.0079																	2 He 4.0026						
3 Li 6.941	4 Be 9.012																	5 B 10.81	6 C 12.011	7 N 14.007	8 O 15.999	9 F 18.998	10 Ne 20.179
11 Na 22.990	12 Mg 24.305																	13 Al 26.982	14 Si 28.086	15 P 30.974	16 S 32.06	17 Cl 35.453	18 Ar 39.948
19 K 39.098	20 Ca 40.08	21 Sc 44.956	22 Ti 47.90	23 V 50.942	24 Cr 51.996	25 Mn 54.938	26 Fe 55.847	27 Co 58.933	28 Ni 58.70	29 Cu 63.546	30 Zn 65.38	31 Ga 69.72	32 Ge 72.59	33 As 74.922	34 Se 78.96	35 Br 79.904	36 Kr 83.80						
37 Rb 85.468	38 Sr 87.62	39 Y 88.906	40 Zr 91.22	41 Nb 92.906	42 Mo 95.94	43 Tc (97)	44 Ru 101.07	45 Rh 102.91	46 Pd 106.4	47 Ag 107.87	48 Cd 112.41	49 In 114.82	50 Sn 118.69	51 Sb 121.75	52 Te 127.60	53 I 126.90	54 Xe 131.30						
55 Cs 132.91	56 Ba 137.33	57-71 خاکهای نادر	72 Hf 178.49	73 Ta 180.95	74 W 183.85	75 Re 186.21	76 Os 190.2	77 Ir 192.22	78 Pt 195.09	79 Au 196.97	80 Hg 200.59	81 Tl 204.37	82 Pb 207.2	83 Bi 208.98	84 Po (209)	85 At (210)	86 Rn (222)						
87 Fr (223)	88 Ra (226)	89-103 آکتینیدها	104 Rf (257)	105 Ha	106 (263)	107	108	109															
عناصر خاکیهای نادر (لانثانیدها)		57 La 138.91	58 Ce 140.12	59 Pr 140.91	60 Nd 144.24	61 Pm (145)	62 Sm 150.4	63 Eu 151.96	64 Gd 157.25	65 Tb 158.93	66 Dy 162.50	67 Ho 164.93	68 Er 167.26	69 Tm 168.93	70 Yb 173.04	71 Lu 174.97							
آکتینیدها		89 Ac (227)	90 Th 232.04	91 Pa (231)	92 U 238.03	93 Np (237)	94 Pu (244)	95 Am (243)	96 Cm (247)	97 Bk (247)	98 Cf (251)	99 Es (254)	100 Fm (257)	101 Md (258)	102 No (259)	103 Lr (260)							

عدد زیر هر عنصر جرم اتمی آن عنصر را نشان می‌دهد، اما در مورد عناصر رادیواکتیو عدد جرمی یا مدار ترانزیسیون اینزوتوب در داخل پرانتز آورده شده است.

فهرست راهنما

- آزادسازی انرژی بستگی شکافت ۱۲۷
 آزمایشگاه شتابدهنده فرمی ۲۵۸
- اثر
 ~ اکسیژن ۵۳۵
 ~ پاشن - بک ۲۹۸-۲۹۹
 ~ تابش روی بافت زنده ۵۳۳
 ~ زیمان ۲۹۶-۲۹۷
 ~ مدل پوسته‌ای بر شکافت ۱۴۵
 ~ مدل پوسته‌ای روی تشکیل هسته‌ها ۴۹۷
 ~ موسباور در شکافتگی فوق‌ریز ۳۳۵-۳۳۴، ۳۲۹
 ~ نیروی تزویج بر شکافت ۱۴۱
 اختلاف جرم پروتون - نوترون ۸۶
 اختلاف فاز ۴۷، ۶۳
 استفاده از شتابدهنده در عمرسنجی رادیوکربن ۵۷
- اسپین
 ~ ایزوباری ۲۴-۲۰
 ~ ایزوتوپی ۲۴-۲۰
- ~ هسته فرد- فرد ۲۸۱
 افسون ۴۱۹
 انتقال انرژی خطی ۵۳۶
 انتقال ایزوتوپ ۳۱۹
 انحراف از تکانه زاویه‌ای بزرگ مدل چرخشی ۷۴
 انرژی آستانه ۱۳
 ایزوسپین ۲۱-۲۴
 بقای ~ در واکنش‌های ذرات ۳۷۸، ۴۱۹
 پایستگی ~ در واکنشها ۲۳
 تقارن ~ ۲۲
 ~ در چندتایه‌های ذرات ۴۱۸-۴۱۹
 ~ سیستم دونوکلثونی ۲۱
 قواعد گزینش ~ در واپاشی بتا ۲۲
 ~ نوکلئون ۲۰
 ~ هسته ۲۰
 ایزومرهای شکافت ۱۴۷
 باریونها ۳۳۹، ۴۱۰
 برانگیختگی کولنی ۳۸-۴۲
 برهم‌کنش

- آثار کوانتومی در ~ ۳۷-۳۸
 ~ الکترون - کوآرک ۴۲۷
 تعیین شعاع هسته از طریق ~ ۳۸، ۳۹
 تغییرات تجربی ~ ۳۵-۳۶
 سطح مقطع جزئی در ~ ۳۴
 فاصله نزدیکی هدف در ~ ۳۱
 کسر پراکنده در ~ ۳۱
 پراکندگی کولنی ۳۰-۳۹
 پراکندگی ناکشسان عمیق ۴۲۳
 پرتو درمانی با مزون π ۵۳۶
 پرتو درمانی با نوترونها ۵۳۶
 پرتوهای گاما
 پرتو درمانی با ~ ۵۳۶
 تصویر برداری پزشکی با ~ ۵۲۳
 ~ ناشی از گیراندازی نوترون ۱۰۸
 پرتو X مزون π ۳۴۳
 پزشکی هسته‌ای ۵۲۱-۵۳۸
 پس پراکندگی رادرفورد ۵۲۰-۵۲۲
 تابش زمینه میکرو موج ۴۷۱
 تبادل گلوئونها ۴۵۰
 تحلیل با فعالسازی نوترونی ۱۱۰
 تشدید
 ~ اپسیلون ۴۴۵-۴۴۶
 ~ برایت ویگنر ۳۷۳
 ~ در سطح مقطع کلی نوترونها ۱۰۲
 ~ دلتا ۳۶۵-۳۷۱
 ~ مزونی ۳۷۱-۳۷۸
 ~ مغناطیسی باریکه اتمی ۳۰۷-۳۰۹
 ~ مغناطیسی باریکه مولکولی
 ۳۰۶-۳۰۷
 ~ مغناطیسی هسته‌ای ۳۰۷، ۳۲۲
 ~ تشدید ۶۱-۶۹
 ~ جریان خنثی ضعیف ۴۰۷
 ~ چارقتبی الکتریکی ۲۸۷-۲۸۸
 بسامد تشدید سیکلوترون ۲۴۲
 بسامد لارمور ۳۲۶
 بسط موج جزئی ۴۴
 بمبهای شکافتی ۱۷۷-۱۸۱
 اثرات ~ ۱۷۸-۱۸۱
 بهره ~ ۱۷۷
 ریزشهای ~ ۱۸۰
 ~ ^{239}Pu ۱۷۷
 ~ ^{235}U ۱۷۷
 بمبهای همجوشی ۲۱۷-۲۲۳
 بوزونهای برداری واسطه ۴۰۳
 بوزونهای ضعیف ۴۰۳
 تبادل ~ ۴۵۶
 جرم ~ ۴۰۵
 کشف ~ ۵۰۵-۴۰۷
 واپاشی ~ ۴۰۶-۴۰۷
 بی‌هنجاری فوق‌ریز ۲۹۶
 پارامتر
 ~ برخورد ۳۰
 ~ فوق‌ریز چارقتبی الکتریکی ۲۹۵
 ~ فوق‌ریز دوقطبی مغناطیسی ۲۹۱
 ~ هابل ۴۶۷-۴۶۹
 پاریته ۴۱۶
 پایداری فاز ۲۴۴، ۲۶۲
 ~ در شتابدهنده خطی ۲۶۲
 پایستگی عدد باریونی ۴۱۷
 پایستگی عدد لپتونی ۴۱۸
 پراکندگی رادرفورد ۳۰-۳۹

- چارمونیم ۴۴۲
چشمه
- ~ نوکلئون ۳۶۱، ۳۶۹
~ ۴۴۰-۴۴۳
~ J ۴۴۰-۴۴۳
تشکیل هسته‌ها (ی)
- ~ اولیه ۴۸۲-۴۷۸
~ درفرایند ۴۹۳۲
~ درفرایند ۴۹۳۵
دوره ~ ۴۹۸-۴۹۹
- فرایند ذره باردار در ~ در ستارگان
۴۸۲-۴۹۱
- مراحل گیراندازی نوترون در ~
۴۹۱-۴۹۲
- کرونومتر RC-Os در ~ ۵۰۱
کرونومتر $^{239}\text{U}/^{235}\text{U}$ در ~ ۵۰۱-۵۰۲
- تصویربرداری پزشکی با پرتو ^{527}X -۵۳۰
تعیین شعاع هسته‌ای از سطح مقطع نوترون
۱۰۴
- تقریب بورن ۶۰
توزیع زاویه‌ای اختلالی ۳۲۴
تولید جمعی ۳۸۰
توموگرافی ۵۲۷
- ~ گسیل پوزیترون (PET) ۵۳۰
~ محوری کامپیوتری (CAT) ۵۲۸
- ثابت جفت‌شدگی واکنش ضعیف ۴۰۵-۴۰۶
- جدایی نوترینو ۴۷۷
جرم ناورداد ۳۷۲
جفت‌شدگی اسپین - مدار اتمی ۳۸۹
- ~ رادیم - بریلیم نوترون ۸۷
~ نوترون ۸۶
~ یون ۲۲۸
- حالت مانسته ۲۴
~ ایزوبار ۲۴
حساسیت ۵۱۱
- خمیدگی ۷۷
- دوتریم
تشکیل ~ در جهان اولیه ۴۷۸
فراوانی ~ در جهان ۴۸۲
دوربین پرتوگاما ۵۲۶
- ذرات میدانی ۴۰۹
ذره ^{475}X
- تبادل ~ در نظریه‌های وحدت بزرگ
۴۵۹ (GUT)
- رابطه هابل ۴۶۷
رآکتور شکافت آب جوشان ۱۶۴، ۱۶۶
~ باکندکننده دوتریم ۱۶۵، ۱۶۶
~ تحت فشار ۱۶۳، ۱۶۴
~ تند زاینده ۱۶۶
توان ~ ۱۵۹
~ خنک‌شده با گاز ۱۶۵، ۱۶۶
خنک‌کننده ~ ۱۶۳
~ زاینده ۱۶۰
سوخت ~ ۱۶۰

- سوختن سیلیسیم در ستارگان ۴۸۶
- شتابدهنده ۲۷۲-۲۲۶
- ~ آزمایشگاهی فرمی
- ~ ابر برخورد دهنده ابرسانا (SSC) ۲۷۱
- ~ ابر سنکروترون پروتون ۲۷۲، ۲۵۹
- ~ الکترون کمبریج ۲۵۵-۲۵۴
- ~ با باریکه برخوردی ۲۷۲-۲۶۶
- ~ بروکهیون ۲۵۷
- ~ بوترون ۲۵۵
- ~ پروتون ۲۶۴-۲۶۶
- ~ در مرکز فیزیک مزون لوس آلامبوس (LAMPF) ۲۶۶-۲۶۴
- ~ حلقه انبارشی ۲۶۹
- ~ متقاطع سرن ۲۶۹
- ~ خطی ۲۶۶-۲۵۹
- ~ استانفورد (SLAC) ۲۷۲-۲۶۶
- ~ الکترون ۲۶۶
- ~ لوله رانش ۲۶۵
- ~ یون بسیار سنگین (super HILAC) ۲۶۶
- ~ سنکروترون ۲۵۹-۲۵۱
- ~ الکترون ۲۵۴
- ~ با کانونی کردن شیب متناوب (AG) ۲۵۴
- ~ پروتون ۲۵۵
- ~ پروتون CERN ۲۵۶
- ~ سنکروسیکلوترون ۱۸۴ اینچی برکلی ۲۴۴
- ~ پایداری فاز ~ سنکروسیکلوترون ۲۴۴
- ~ سیکلوترون ۲۴۴-۲۴۰
- ~ طبیعی (Oklo) ۱۷۱-۱۷۷
- کندساز ~ ۱۶۱
- مسمومیت ~ ۱۷۰، ۱۸۴
- مبدل ~ ۱۶۰
- میله‌های کنترل در ~ ۱۵۹
- رآکتورهای همجوشی ۲۱۷-۲۰۰
- آینه مغناطیسی در ~ ۲۰۶-۲۰۷
- اتلاف تابش ترمزی در ~ ۲۰۱
- استفاده از لیزر در ~ ۲۱۰
- انرژی آزاد شده در ~ ۲۰۴
- توکامک در ~ ۲۰۶
- محصولسازی جرمی در ~ ۲۰۹، ۲۱۵
- محصولسازی مغناطیسی در ~ ۲۰۵
- معیار لاسون در ~ ۲۰۵
- رویش PET ۵۳۲
- رویشگر پرتوگاما ۵۲۴
- رویشگر CAT ۵۲۹
- زاویه واینبرگ ۴۰۵
- ~ در نظریه‌های وحدت بزرگ (GUT) ۴۶۰
- ساختار داخلی نوکلئون ۴۲۷، ۴۳۰
- ساختار فوق‌ریز ۲۸۸-۳۰۱
- ~ اپتیکی ۳۱۴-۳۱۸
- ~ موثونی ۳۱۵
- سطح مقطع جزئی ۲۵
- سطح مقطع واکنش ۲۴
- سلاحهای گرم‌ماسته‌ای ۲۱۷-۲۲۳
- آثار ~ ۲۲۱
- زرادخانه استراتژیک ~ ۲۲۲
- سمتگیری هسته‌ای ۳۲۰

- زمان تکثیر نوترونها در ~ ۱۵۸
 سد در مقابل ~ ۱۲۹
 سطح مقطع ~ ۱۳۷
 سطح مقطع گرمایی ~ ۱۳۸
 ضریب تکثیر نوترون در ~ ۱۵۷-۱۵۱
 فرمول چهار ضریب در ~ ۱۵۶
 کشف ~ ۱۲۵
 گرمای ناشی از واپاشی محصولات در ~
 ۱۶۸
 گسیل نوترون ~ ۱۳۵، ۱۳۳
 گیراندازی تشدید نوترون در ~ ۱۵۶
 نوترونهای آبی ~ ۱۳۴
 نوترونهای تأخیری ~ ۱۳۴
 واکنش زنجیره‌ای ~ ۱۵۱، ۱۲۶
 شکافتگی فوق‌ریز پرتوهای X موثونی ۳۱۷
 شکستگی زوج در تکانه‌های زاویه‌ای زیاد ۷۷
 شگفتی ۳۷۸-۳۷۹، ۴۱۹
 پایستگی ~ ۳۸۰
 ضریب گاموف ۴۸۸
 ضریب g
 ~ اربیتال ۲۸۴
 ~ اسپینی ۲۸۴
 ~ لانده ۲۹۱
 طرح رآکتورها قدرت همجوشی ۲۱۸
 طرح سلاحهای گرما هسته‌ای ۲۲۰
 طیف انرژی تابش جسم سیاه ۴۷۴
 طیف‌سنجی جرمی بر مبنای شتابدهنده ۵۱۴
 عدد کوانتومی اسپین هسته‌ای ۲۷۹
 عدسیهای چارقطبی ۲۳۰
 ~ ابرسانا ۲۵۱
 ~ تک‌گام‌اوک‌ریج ۲۴۸، ۲۵۰
 حد نسبی ~ ۲۴۲
 ~ کانونی‌کننده قطعی ۲۴۶
 ~ AVF ۲۵۰-۲۴۶
 طیف‌سنجی جرمی با استفاده از ~ ۵۱۶
 ~ کازموترون ۲۵۵-۲۵۶
 ~ کوکراف - والتون ۲۶۶
 ~ وان‌دوگراف ۲۳۴-۲۳۹
 ~ تاندم ۲۳۶-۲۳۹
 ~ یون سنگین ۲۵۰-۲۵۱
 ~ مرکز تحقیقات هالی فیلد
 ۲۳۷-۲۳۹
 ~ TRIUMF ۲۴۷-۲۵۰
 ~ DESY ۲۷۲
 شعاع هسته‌ای در پراکندگی رادفورد ۳۸
 شکافت ۱۲۵-۱۸۱
 آثار پوسته بر ~ ۱۴۴
 آثار تزویج بر ~ ۱۴۱
 آثار تغییر شکل بر ~ ۱۳۱
 انرژی آزاد شده در ~ ۱۲۷، ۱۳۳، ۱۴۲
 انرژی ~ - پاره‌ها ۱۴۲
 انرژی فعالسازی ~ ۱۳۰
 انرژی نوترونهای ~ ۱۴۲-۱۴۳
 پاره‌های رادیواکتیو ~ ۱۳۷
 تجمع بحرانی در ~ ۱۶۲
 تشدید در ~ ۱۴۸-۱۵۰
 توزیع جرم پاره‌های ~ ۱۳۳-۱۳۴
 چاه‌ثانویه در ~ ۱۴۵-۱۴۶
 ~ خود به خود ۱۲۹
 طول عمر ~ ۱۳۱
 نوترون ناشی از ~ ۸۹

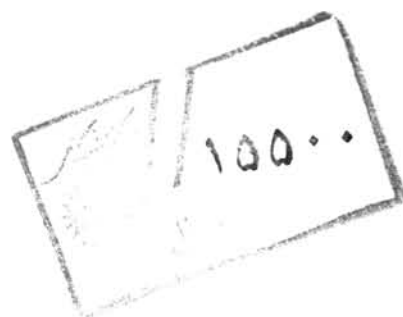
- طعم ~ ۴۲۳
 جرمهای ~ ۴۵۵-۴۵۲
 میدان رنگی ~ ۴۵۱
 وجود ~ آزاد ۴۵۵
 وجود ~ بانوکلئون ۴۲۵
 کیهانشناسی مهبانگ ۴۶۷-۴۷۳
 کیهان‌گاشماری ۴۹۷-۵۰۳
- گسیل پرتو x با القای ذره (PIXE) ۵۱۲
 سطح مقطع ~ ۵۱۴-۵۱۵
 گشتاورهای چارقطبی الکتریکی ۲۸۵-۲۸۶
 اندازه‌گیری ~ دوترون ۳۰۷-۳۰۹
 ~ پخت و کشیده ۲۸۷
 ~ دوترون ۳۰۷-۳۰۹
 گشتاور دو قطبی ۲۸۵-۲۸۶
 ~ مغناطیسی ۲۸۱-۲۸۲
 ~ الکترون ۳۰۱
 اندازه‌گیری ~ پروتون ۳۰۱-۳۰۴
 اندازه‌گیری ~ دوترون ۳۰۶-۳۰۹
 اندازه‌گیری ~ نوترون ۳۰۴-۳۰۶
 ~ پروتون ۳۰۴
 ~ دوترون ۳۰۹
 ~ نوترون ۳۰۶
 ~ کوارکها ۴۵۴-۴۵۵
 گشتاور لختی ۷۴-۷۵
 گلوئون ۴۲۸
 چندتاییگی ~ ۴۲۸-۴۲۹
 ~ رنگی ۴۳۳-۴۳۴
 مشاهده جتها در ~ ۴۳۱
 گیراندازی (تابشی) نوترونها ۱۰۴
- علائم طیف‌نمایی ۲۸۸
 عناصر فولاد اورانیم ۱۲۵
 عناصر فوق سنگین ۷۱
- فراوانی
 ~ عناصر در منظومه شمسی ۴۸۶
 ~ فرایند ۴۹۴s, ۴۹۷
 ~ هلیوم در جهان ۴۸۰-۴۸۱
 فرمول برایت - ویگنر ۶۶
 فرمول گلنن - نیشیجیما ۴۲۰
 فعالیت ناشی از گیراندازی نوترون ۱۰۸
 قاعده تساویگ ۴۳۴, ۴۴۲, ۴۴۵
 قضیه CPT ۳۴۸, ۳۵۶
 قواعد گزینش ایزوسپین در واپاشی بتا ۲۳
 قواعد گزینش ایزوسپین در واپاشی گاما ۲۳
 کاربردهای کیهانشناختی ۳۹۵
 کشیدگی گریز از مرکز ۷۴
 کوارک
 ~ آزاد در تحقیقات تجربی جهان اولیه
 ۴۵۵
 ~ افسونگر ۴۳۸, ۴۴۱, ۴۴۵
 ~ ته ۴۴۵-۴۴۶
 ~ سر ۴۴۷
 کوارکها(ی)
 ~ آزاد در جهان اولیه ۴۷۴
 اصول پاؤلی ~ ۴۲۵
 بارهای کسری ~ ۴۲۳
 نشان تجربی ~ ۴۴۷
 تقارن ~ بالپتونها ۴۵۶
 رنگ ~ ۴۲۶

- لیتون(ها) ۳۳۹، ۴۱۰
تقارن ~ با کوآرکها ۴۵۶
~ ۴۰۹۲-۴۱۰
- مدل
~ اپتیکی ۴۹-۵۲، ۱۰۵
~ ایزوبار ۳۷۱
مدل کوآرکی ۴۲۲-۴۲۵
آزادی مجانبی ~ ۴۵۰
افسون تولیدشده در ~ ۴۳۸
انقیاد فرو سرخ ~ ۴۴۸
بی‌رنگی ~ ۴۲۶
تبدیل گلوئون در ~ ۴۲۸
تحلیل واپاشی با استفاده از ~ ۴۳۴-۴۳۷
تحلیل واکنش با استفاده از ~ ۴۳۱-۴۳۳
کرومودینامیک کوانتومی ~ ۴۵۰
مدرک برای رنگ ~ ۴۲۸
نمودار انفعالی در ~ ۴۳۴
مزون(ها) ۳۳۹
~ B ۴۴۵
~ D ۲۲۰، ۴۴۱، ۴۴۳
~ F ۴۲۰، ۴۴۳
~ K ۳۸۰، ۳۸۱، ۳۸۷، ۳۹۵
تولید دوباره ~ ۳۹۱
طول عمر واپاشی ~ خنثی ۳۹۱
نقض CP در واپاشی ~ ۳۹۲-۳۹۳
~ ρ ۳۷۱، ۳۷۲، ۳۷۶-۳۷۷
~ ω ۳۷۵، ۳۷۶، ۳۷۸
~ η ۳۷۸، ۳۷۹
مزون π
- پاربتۀ ~ ۳۵۰
تشدیدهای ~ با نوکلئونها ۳۶۵-۳۷۱
جرم ~ ۳۴۳-۳۴۹
طول عمر ~ ۳۵۳-۳۵۴
کشف ~ ۳۴۱-۳۴۲
واپاشی ~ ۳۴۶، ۳۵۳، ۳۵۶
واکنش تولید ~ ۳۵۹-۳۶۱
واکنشهای ~ با نوکلئون ۳۶۱-۳۷۱
معادله کلاین-گوردن ۳۴۱
مقدار Q واکنش ۱۱
تعیین جرمها از طریق ~ ۱۵
حالتها برانگیخته ~ ۱۹
مگنتون بور ۲۸۳
مگنتون هسته‌ای ۲۸۳
موج پیشرو در شتابدهنده خطی ۲۶۴
مولکول هسته‌ای ۷۲
- نابودی الکترون - پوزیترون ۳۷۳-۳۷۴
نسبت ازدیاد اکسیژن ۵۳۵
نسبت نوترون - پروتون در جهان اولیه ۴۷۷،
۴۷۹
نظریه(های)
- ~ الکتروضعیف
~ مبدأ
~ واینبرگ - سلام ۴۰۳
~ وحدت بزرگ ۴۴۵-۴۶۲
~ در واپاشی پروتون ۴۵۹
- نمودار
~ برهم‌کنش نوکلئون - نوکلئون ۴۰۳
~ فاینمن ۴۰۰
~ واکنشهای ضعیف ۴۰۳
نوترون(ها)

- آشکارساز - با روش پس زنی پروتون ۹۹
 آشکار شدن - ۲۴
 اثرات گرانشی روی - ۱۱۳
 بازتاب براگ - ۱۱۹، ۱۲۰
 پراش - ۱۱۰
 - براگ - ۹۹
 پراکندگی شدید - ۶۵
 پراکندگی کشسان - ۹۰
 تداخل سنج - ۱۱۱
 شدید در سطح مقطع کلی - ۱۰۵، ۱۰۰
 تعیین ساختار بلوری با استفاده از - ۱۲۵
 تکفامساز - ۱۱۸
 حرکت تقدیمی - در میدان مغناطیسی
 ۱۱۵
 روش زمان پرواز - ۹۶-۹۷
 کشف - ۸۵
 کندشدن - ۹۰-۹۴
 گرمایی شدن - ۹۳
 گزینش سرعت - ۹۷
 گشتاور دوقطبی الکتریکی - ۸۶
 گشتاور دوقطبی مغناطیسی - ۳۰۶
 وابستگی سطح مقطع شدید به سرعت
 - ۹۴-۱۰۱، ۹۵
 نوترینو(های)
 - خورشیدی ۱۹۸
 - در جهان اولیه ۴۷۵-۴۷۶
 قید کیهانشناختی روی تعداد - ۴۸۲
- واپاشی آلفا
- استفاده از - در آشکارسازهای دود ۵۱۹
 قدرت گرمایی ناشی از - ۵۱۹
 کاربردهای - ۵۱۹-۵۲۱
- واپاشی پروتون ۴۶۰
 واپاشی ذرات
 انرژی محصولات - ۴۱۱
 پایستگی پاریته در - ۴۱۶-۴۱۷
 پایستگی تکانه زاویه‌ای - ۴۱۶
 - ضعیف با تغییر طعم در مدل کوآرکی
 ۴۳۰
 - فرونشاندۀ تسوایگ در شدید ψ
 - مزون پی الکترون نسبت به مد موئون
 ۳۵۸
 - $387-395 K^\circ$
 واپاشی گاما
 حالت گیراندازی نوترون در - ۱۰۷
 قواعد گزینش ایزوسپین در - ۲۳
 واکنش
 انرژی آستانه - ۱۳
 انرژی محصولات - ۱۳
 انواع - ۹
 پایستگی ایزوسپین در - ۲۳
 پراکندگی (هسته‌ای) در - ۳۹
 پراکندگی کولنی ناکشسان در - ۳۹-۴۲
 تحلیل مدل اپتیکی - ۴۹-۵۲
 توزیع زاویه‌ای محصولات - ۱۳
 سطح مقطع - در پراکندگی کشسان ۴۷
 سطح مقطع - در تحلیل موج جزئی ۴۷
 سطح مقطع کلی - ۴۷
 - ضعیف جریان خنثی ۴۰۷
 قوانین پایستگی - ۱۰
 کانال - ۴۶
 - مشاهده پذیرها ۱۰
 مقدار Q - ۱۱
 - ناکشسان ۴۲

ذره آلفا در همجوشی ستارگان ۴۸۳	${}^{27}\text{Al}(p,p){}^{27}\text{Al}$ ~ ۶۷
سطح مقطع ~ ۲۷-۲۴، ۲۷-۴۲، ۴۹-۴۲	${}^9\text{Be}(\alpha,n){}^{12}\text{C}$ ~ ۸۷
جزئی ~ ۲۵	${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C},{}^{12}\text{C}){}^{12}\text{C}$ ~ ۷۱
قاپ زنی ۵۷	${}^{14}\text{C}(p,n){}^{14}\text{N}$ ~ ۱۴۵۹
یون سنگین ۶۹	${}^{59}\text{Co}(n,\gamma){}^{60}\text{Co}$ ~ ۶۵
واکنشهای تشدید	${}^{59}\text{Co}(n,n){}^{59}\text{Co}$ ~ ۶۵
انتقال فاز ~ ۶۱	${}^{162}\text{Dy}(\alpha,\text{Ln}){}^{159}\text{Er}$ ~ ۷۶
پهنای انرژی در ~ ۶۱-۶۲	${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ ~ ۸۹
سطح مقطع ~ ۶۳	${}^2\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ ~ ۱۳
فرمول برایت - ویگنر در ~ ۶۶	${}^2\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ ~ ۱۵
واکنشهای ذرات	${}^{29}\text{Mg}(p,p){}^{29}\text{Mg}$ ~ ۵۵
انرژی آستانه ~ ۲۶۷، ۴۱۵	${}^{26}\text{Mg}({}^7\text{Li},{}^8\text{B}){}^{25}\text{Ne}$ ~ ۱۸
انرژی محصولات ~ ۴۱۵	${}^{14}\text{N}(n,p){}^{14}\text{C}$ ~ ۱۵
پایستگی تکانه زاویه‌ای ۴۱۵-۴۱۶	${}^{14}\text{N}(d,n){}^{15}\text{O}$ ~ ۹۸
واکنشهای مدل هسته مرکب ۵۲-۵۶	${}^{23}\text{Na}(p,\gamma){}^{24}\text{Mg}$ ~ ۲۸
تغییرات تجربی ~ ۵۴	${}^{58}\text{Ni}({}^4\text{He},p){}^3\text{H}$ ~ ۱۵
وابستگی زاویه‌ای ~ ۵۵	${}^{16}\text{O}({}^{16}\text{O},{}^{20}\text{Ne}){}^{12}\text{C}$ ~ ۷۸
واکنشهای مستقیم ۵۶	${}^{16}\text{O}({}^2\text{H},{}^4\text{He}){}^{14}\text{N}$ ~ ۲۳
انتقال تکانه زاویه‌ای در ~ ۵۸	${}^{208}\text{Pb}(n,n){}^{208}\text{Pb}$ ~ ۴۱
ضریب طیفی در ~ ۶۱	${}^{208}\text{Pb}(p,p){}^{208}\text{Pb}$ ~ ۴۱
وابستگی زاویه‌ای ~ ۵۰	${}^{176}\text{Yb}(\alpha,\epsilon n){}^{174}\text{Hf}$ ~ ۷۶
واهلش اسپین - شبکه ۳۱۳	${}^{90}\text{Zn}(d,p){}^{91}\text{Zr}$ ~ ۵۹-۵۸
	واکنشهای (ی)
همبستگی زاویه‌ای اختلالی ۳۲۴	اختلاف فاز در ~ ۴۷
انتگرال زمانی ~ ۳۲۶-۳۲۹	انتقالی ~ ۵۶
چار قطبی الکتریکی ۳۳۳	کولنی ~ ۵۶
دوقطبی مغناطیسی ۳۲۶، ۳۲۸، ۳۳۰-۳۳۱	پراکندگی کشسان کولنی در ~ ۳۰-۳۹
دیفرانسیل زمانی ~ ۳۲۶	تبخیر در ~ ۵۶
همجوشی ۱۸۷-۲۲۳	تداخل بین پراکندگیهای پتانسیلی و تشدید در ~ ۶۶
آهنگ واکنش ~ ۹۲	تعیین جرم از طریق مقدار Q ~ ۱۵، ۱۸
انرژی آزاد شده در ~ ۱۹۰	روشهای تجربی ~ ۲۸-۲۹

- چرخه پروتون - پروتون ~ ۱۹۵
چرخه کبرین یا چرخه CNO در ~ ۱۹۹
~ خورشیدی ۱۹۵
گسیل نوترینو در ~ ۱۹۵
~ دوتریم - تریتم ۱۸۹
~ دوتریم - دوتریم ۱۸۹
~ ستارگان ۴۸۳
- آهنگ واکنش در ~ ۴۸۹
سد کولنی ~ ۱۹۱
سطح مقطع ~ ۱۹۱-۱۹۲
~ گرما هسته‌ای ۱۸۸
هیپرون ۳۸۲، ۳۸۳
هیپر هسته ۳۸۴-۳۸۷



مرکز نشر دانشگاه

شناختن فیزیک هسته ۱
مرکز نشر ۳
4 10 126
فروشگاه آینده سازان

شابک: ۹۶۴-۰۱-۰۷۱۵-۸