آشنایی با فیزیک ذرات بنیادی

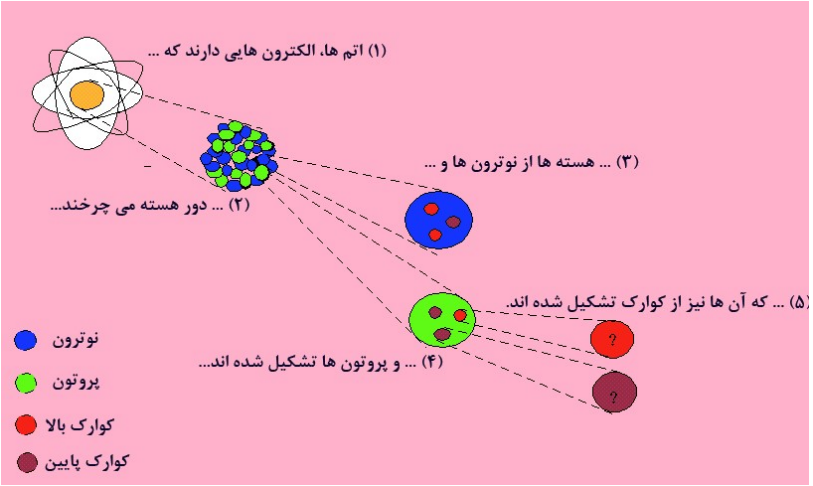


ارایه دهنده: سید یاسر ایازی

منابع: ذرات بنیادی گریفیتث و ال. جی تاسی

مقدمه :ماده از چه ساخته شده است؟

ماده در سطح زیر اتمی از تکه‌های کوچکی تشکیل شده است که فضای خالی بزرگی بین آنها وجود دارد.



این موجودات تکراری نسخه‌های کاملی از هم هستند و تمیز ناپذیرند

تمیزناپذیری درمکانیک کوانتومی در اصل طرد پائولی تجلی می‌یابد

اصل طرد پاولی بیان می‌کند که هیچ دو الکترونی، یا بطور کلی هیچ دو فرمیون مشابهی ، نمی‌توانند حالت کوانتومی یکسانی داشته باشند

مقدمه

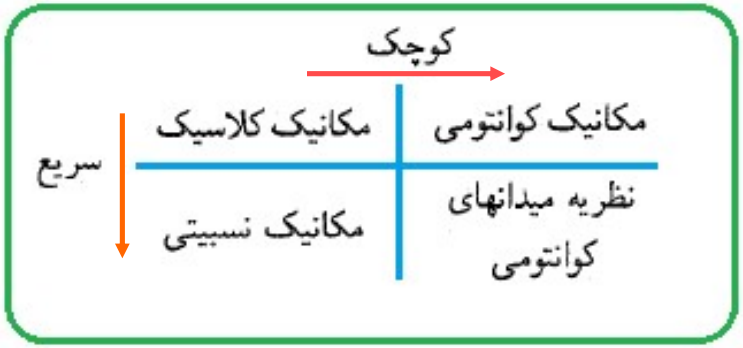
اطلاعات تجربی ما ناشی از سه منبع است:

۱. رویدادهای پراکندگی که در آن ذره‌ای را به‌سوی ذرهٔ دیگر شلیک می‌کنیم و مثلاً زاویه انحراف را ثبت می‌کنیم.

۲. رویدادهای واپاشی، که در آن ذره خودبه‌خود فرو می‌پاشد و ما بازمانده‌های آن را بررسی می‌کنیم.

۳. حالتهای مقید، که در آن دو یا چند جسم به‌هم می‌چسبند، و ما ویژگیهای جسم حاصل را مطالعه می‌کنیم.

چهار حوزهٔ مکانیک



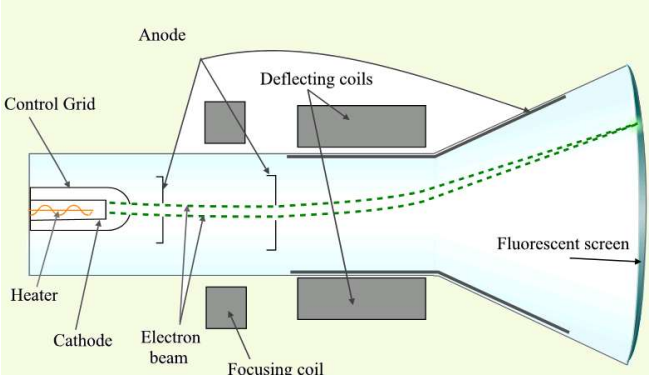
مقدمه

فیزیک ذرات بنیادی در قلمرو نظریه میدانهای کوانتومی قرار می‌گیرد.

هدف دینامیک ذرات بنیادی پیش‌بینی مجموع نیرویی است که در چارچوب نظریه میدانهای کوانتومی رفتار ذره را به‌طور صحیح توصیف می‌کند.

برخی جنبه‌های کلی این رفتار هیچ ربطی به جزئیات برهم‌کنش ندارد. بلکه مستقیماً از نسبیت، مکانیک کوانتومی، یا ترکیبی از هر دوی آنها پیروی می‌کنند.

مقدمه :چگونه می توانیم ذرات بنیادی را تولید کنیم؟



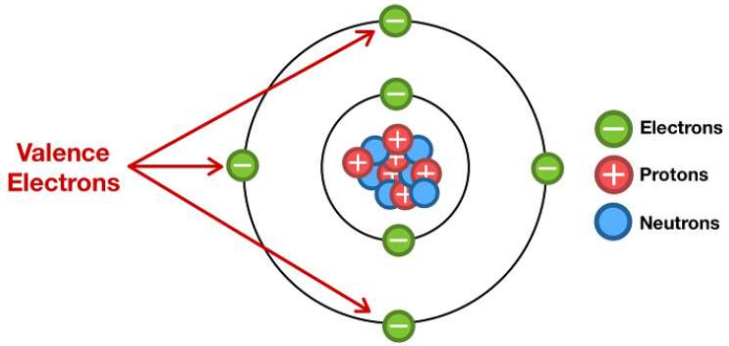
لامپ پرتوی کاتدی شامل یک تفنگ الکترونی (منبع الکترون) و صفحه‌ای با پوشش فلورسنت، و نیز ابزار داخلی و خارجی برای شتاب‌دادن و کانونی‌کردن اشعه الکترون است، که می‌تواند تصویری بر روی صفحه آغشته به فلورسنت نمایش دهد.

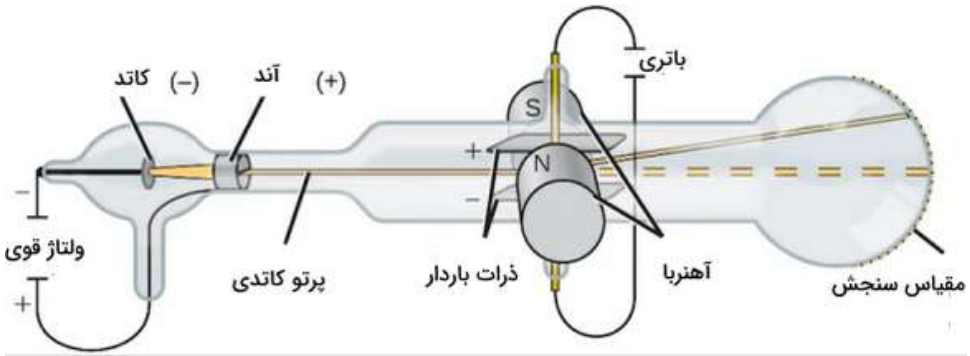
برای تولید پروتون، هیدروژن را یونیده کنید (به‌عبارت دیگر الکترونها را از آن جدا سازید).

سه چشمه تولید ذرات بنیادی

- پرتوهای کیهانی
- راکتورهای هسته ای
- شتابدهنده های ذرات

فصل اول : چگونه می توانیم ذرات بنیادی را تولید کنیم؟





دستگاه آزمایش تامسون

ذرات آشنا:

الکترون: گرم کردن فلز

پروتون: یونیزه کردن هیدروژن

ذرات ناآشناتر:

۱ . پرتوهای کیهانی

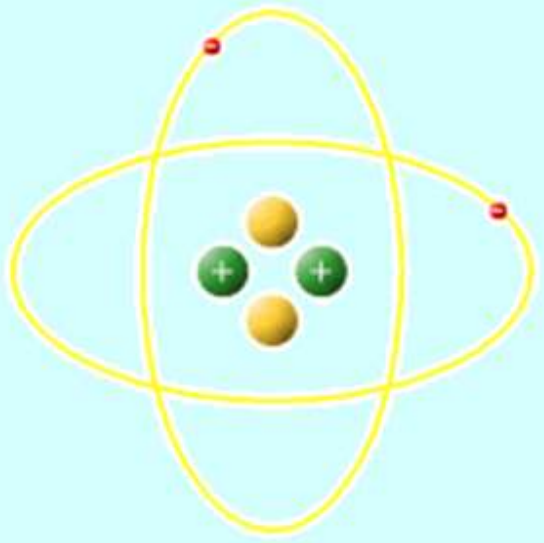
۲ . رآکتورهای هسته ای

۳ . شتاب دهند ه های ذرات

مقدمه :چگونه می توانیم ذرات بنیادی را تولید کنیم؟

پروتون ها و نوترون ها جزء باریون ها به حساب می آیند.

پروتون ها:



این ذرات از اجزای اصلی تشکیل دهنده هسته اتم هستند و دارای بار (+۱) هستند. تعداد

این ذرات با تعداد الکترون ها در حالت عادی برابر است؛ به همین دلیل اثر همدیگر را خنثی

کرده و اتم دارای بار صفر است.

اما اگر اتم، الکترون از دست دهد، به یون مثبت تبدیل می شود و در صورت به دست آوردن

الکترون به یون منفی تبدیل خواهد شد.

مقدمه : چشمه های تولید ذرات بنیادی

پرتوهای کیهانی

ذراتی هستند که در فضای خارج از اجرام آسمانی تولید شده و به جو این اجرام برخورد می‌کنند. در مورد کره زمین، این امواج در عبور از جو زمین و برخورد با ذرات اتمسفر به ذرات مختلفی مانند مزون‌ها و پوزیترون‌ها تبدیل می‌شوند.

این پرتوها که شامل الکترون و هسته‌های کاملاً یونیزه اتم است، از تمام راستاها به مقدار برابر دریافت می‌شود. راستای ورود، سرچشمه آن‌ها را روشن نمی‌کند، چرا که پرتوهای کیهانی ذراتی باردار هستند؛ از این رو در زمان حرکت از میان میدان‌های مغناطیسی راه شیری، مسیر آن‌ها پیوسته تغییر می‌کند. انرژی بالای پرتوهای کیهانی نشان‌دهنده آن است که آن‌ها باید در فرایندهای پرانرژی، مانند انفجارهای ابرنواختری به‌وجود آمده باشند

پروتون با حدود ٪۹۰ و هسته هلیوم با ٪۱۰ بیش‌ترین سهم را در این پرتوها دارند.

از برخورد پرتوهای پرانرژی کیهانی و مولکول‌های جو، تابش ثانویه پدید می‌آید. این تابش را می‌توان از روی زمین رصد کرد، در حالی که برای مشاهده مستقیم پرتوهای کیهانی باید از جو خارج شد.

مقدمه : چشمه های تولید ذرات بنیادی

آشکارسازهای مورد استفاده برای رصد پرتو کیهانی شبیه به آن‌هایی است که در فیزیک ذرات به‌کار می‌رود. با توجه به اینکه ذرات در شتاب دهنده‌های زمینی حداکثر به انرژی گیگا الکترون ولت 10^{12} می‌رسند، پرتوهای کیهانی یک آزمایشگاه طبیعی عالی در پیش روی فیزیک ذرات قرار می‌دهند. بسیاری از ماهواره‌ها و فضاپیماها مجهز به آشکارسازهای پرتو کیهانی هستند.



این دستگاه در اندازه‌های آزمایشگاهی، برای تولید ایزوتوپ‌های ویژه مواد پرتوزا(رادیواکتیو) و همین‌طور پرتوداروها برای مصارف پزشکی و آزمایشگاهی، و در اندازه‌های صنعتی برای تولید برق ساخته می‌شوند.

راکتورهای هسته‌ای وقتی هستهٔ پرتوزایی فرومی‌پاشد، ذرات گوناگونی گسیل می‌شوند–نوترونها، نوترینوها و آنچه پرتوهای آلفا نامیده می‌شود (و در واقع ذرهٔ آلفا حالت مقید دو نوترون و دو پروتون است) پرتوهای بتا (الکترون یا پوزیترون) و پرتوهای گاما (فوتون).

مقدمه : شتاب‌دهنده ذرات





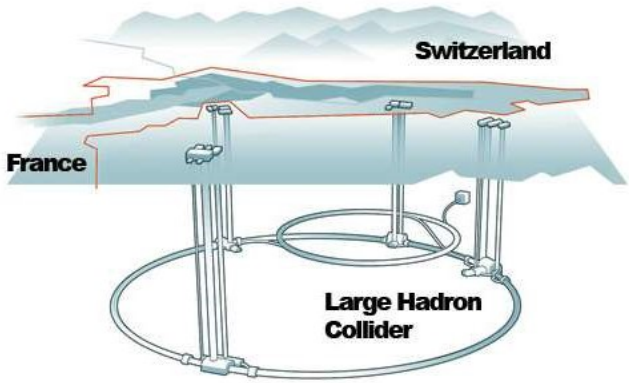
دستگاهی است که در آن ذرّات باردار (مانند: ذرات بنیادی، هسته اتم‌ها یا اتم‌های یونیزه شده، مولکول‌ها یا قسمت‌های مولکول) به وسیله میدان‌های الکتریکی یا مغناطیسی تا سرعت‌های بسیار زیادی شتاب‌داده می‌شوند. به‌طوری‌که سرعت بسیاری از آن‌ها، حتی تا نزدیکی‌های سرعت نور می‌رسد. انرژی جنبشی ذره در این حالت به این ترتیب، به اندازه چندین برابر انرژی در حال سکون آن می‌باشد (رجوع شود به هم‌ارزی جرم و انرژی).

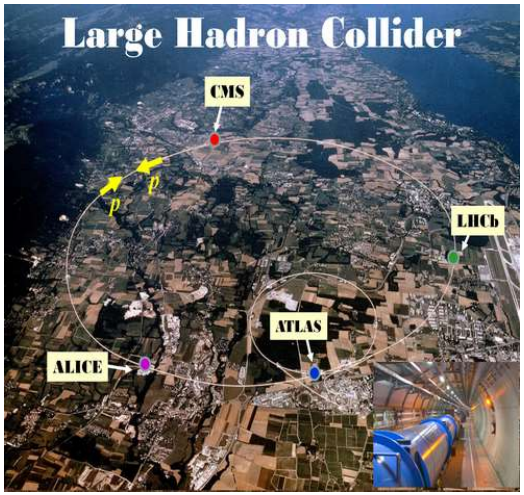
از شتاب‌دهنده‌ها در زمینه‌های مختلفی از فیزیک، از جمله در اندازه‌گیری‌های متعددی در فیزیک هسته‌ای و (استفاده می‌شود: یعنی از طریق شلیک ذرّات، توسط شتاب‌دهنده به سوی جسم در حال تحقیق (پراکندشدن آن‌ها و اندازه‌گیری، توسط یک دوربین یا به‌طور بهتر آشکارساز).

در حال حاضر، بزرگ‌ترین شتاب‌دهنده در جهان در سرن قرار دارد.

شتاب‌دهنده‌ها اصولاً به دو دسته خطی و دایره‌ای تقسیم می‌شوند. مشهورترین شتاب‌دهنده‌های خطی یا لیناک و شتابدهنده واندگراف هستند، و شتاب‌دهنده‌های دایره‌ای عبارت هستند از: بتاترون، سیکلوترون، مایکروترون و سنکروترون.

مقدمه : شتاب‌دهنده ذرات



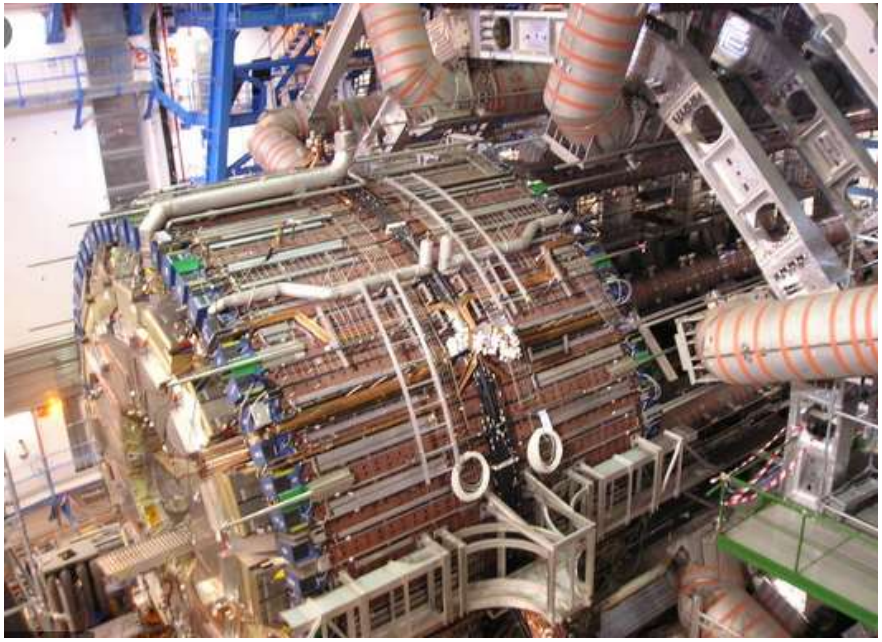


در این دستگاه، ذره ای مانند پروتون را وارد لوله ای می کنیم که داخلش کاملاً خلاء است. سپس با استفاده از میدان الکترینی این ذره را در طول لوله به حرکت در می آوریم، به گونه ای که هر لحظه بیشتر شتاب می گیرد. زمانی که سرعتش به حد مناسب رسید، چیزی را سر راهش قرار می دهیم و برخورد انجام می شود.

در اطراف حلقه، آشکارسازهای ذرات قرار گرفته اند که در واقع هزاران ابزار فوق دقیق و حساس را در خود جای داده اند و می توانند حتی یک ذره زیر-زیر-اتمی را شناسایی کنند.

درون این شتاب دهنده هزاران گروه پروتون در حرکت هستند، هر گروه بیش از ۱۰۰ میلیارد پروتون در خود دارد، و مسیر حرکت تمام آنها به نصف قطر موی انسان می رسد؛ با این حال ذرات به قدری کوچک هستند که احتمال برخورد آنها با یکدیگر بسیار کم است، یعنی شاید یک برخورد به ازای هر ۵۰۰ میلیون بار عبور نزدیک.

مقدمه:شتاب‌دهنده ذرات

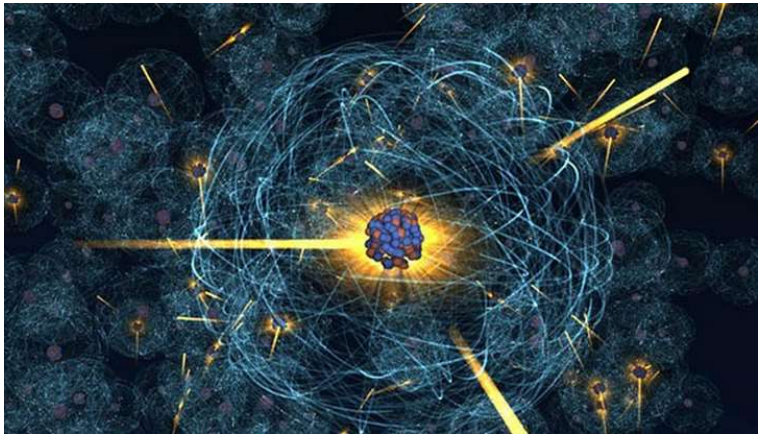


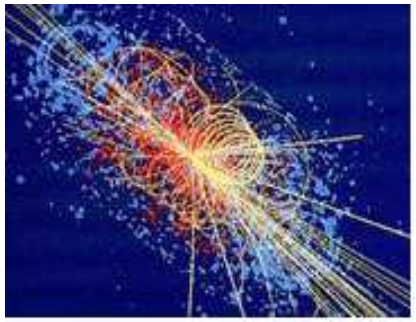
برای تولید ذرات سنگینتر به انرژی برخورد بیشتری نیاز داریم.

هر چه انرژی بیشتر باشد، به دو ذره به هم نزدیکتر می شوند

ذرات مورد بررسی در این شاخه را می‌توان توسط آشکارسازهای ذرات نشان داد. این ذرات را به صورت مستقیم نمی‌توان آزمایش کرد و برای بررسی آزمایشگاهی بر روی آن‌ها از اثرات آن‌ها استفاده می‌شود. بسیاری از اثرات پیش‌بینی شده در این نظریات در انرژی‌های بالا رخ می‌دهد از این رو به این شاخه فیزیک انرژی‌های بالا نیز گفته می‌شود.

مقدمه :آشکارسازی ذرات بنیادی





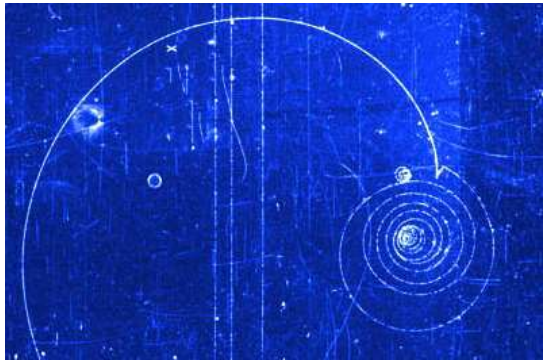
آشکارساز ذرات یا آشکارساز پرتو به ابزاری گویند که با آن بتوان ذرات پرانرژی را آشکار، ردیابی یا شناسایی کرد، مانند موارد حاصل از واپاشی هسته ای، پرتوهای کیهانی یا واکنشهای شتاب دهنده های ذرات بنیادی.

متناسب با این که بخواهیم چه نوع ذره‌ای را آشکار کنیم باید از آشکارسازهای خاصی استفاده کنیم.

آشکارسازی ذرات عبارتست از فرآیندی که در آن خصوصیاتی مانند جرم، انرژی، بار الکتری ، مسیر حرکت و ... و در مجموع نوع یک ذره حامل انرژی که در واکنش های هسته ای بوجود می آید، توسط دستگاهی (اغلب آشکارساز) تعیین می شود.

مقدمه :آشکار سازی ذرات بنیادی

فرآیند آشکارسازی متشکل از یک دستگاه آشکارساز است که بسته به نوع ذره تابشی و آشکارسازی خصیصه ای از ذره، نوع دستگاه فرق می کند .سهم عمده در آشکارسازی ذره توسط ماده ای متناسب با ذره تابشی در دستگاه آشکارساز انجام می شود که عبارت است از برهمکنش ذره باردار حامل انرژی با الکترون های مداری ماده آشکارسازی که این برهمکنش توسط مدارهای الکترونیکی آشکارساز، به یک پالس الکتریکی تبدیل می شود. (شمارگر سوسوزن و شمارگر تخلیه گازی, اتاقک ابر ویلسون)

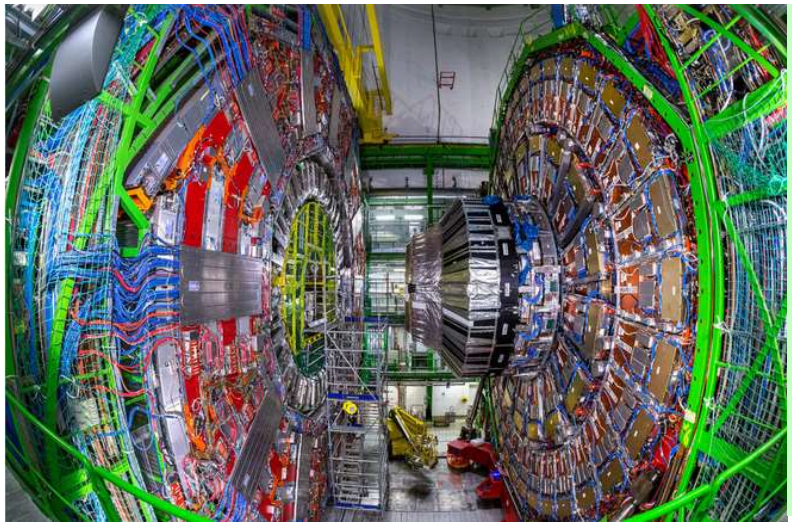


مسیر برخورد فوتونها در اتاقک ابر

اصول کار دستگاه آشکارساز

اصول کار اغلب دستگاه های آشکارساز مشابه است. تابش وارد آشکارساز می شود، با اتم های ماده آشکارساز برهمکنش می کند (اثر تابش بر ماده) و ذره ورودی بخشی از انرژی خود را صرف جداسازی الکترون های کم انرژی ماده آشکارساز از مدارهای اتمی خود می کند. این الکترون ها و یونش ایجاد شده جمع آوری می شود و توسط یک مدار الکترونیکی برای تحلیل به صورت یک تپ ولتاژ یا جریان در می آید.

مقدمه :آشکار سازی ذرات بنیادی



خصوصیات مواد بکار رفته در آشکارسازها

.ماده مناسب برای آشکارسازی هر ذره بستگی به نوع ذره تابشی دارد

. برای تعیین انرژی تابشی بایستی تعداد الکترون های آزاد شده از ماده زیاد باشد

برای تعیین زمان گسیل تابش باید ماده ای را انتخاب کنیم که در آن الکترون ها به

. سرعت تبدیل به تپ شوند

برای تعیین نوع ذره باید ماده ای انتخاب شود که جرم و بار ذره اثر مشخصی بر روی

. ماده داشته باشد

گر بخواهیم مسیر ذره تابشی را دنبال کنیم، باید ماده آشکارساز نسبت به محل ورود ذره

تابشی حساس

باشد

مقدمه :یکاها

الکترون‌ولت یکای اندازه‌گیری انرژی است و اندازه آن برابر انرژی یک الکترون تحت ولتاژ ۱ ولت است. اندازهٔ عددی ۱ الکترون‌ولت بر پایهٔ ژول برابر با ۱۶۰ زپتوژول است.

$$1\ \mathrm{eV} = 1.60217653(14) \times 10^{-19}\ \mathrm{J}$$

$$1\ eV = 1.783 \times 10^{-36}\ kg$$

نظریه‌پردازان ذرات به‌ندرت c یا $\hbar (\hbar \equiv h/2\pi)$ را در فرمولهای خود به کار می‌برند

$$c = \hbar = ۱$$

$$\alpha = \frac{e^۲}{\hbar c} = \frac{۱}{۱۳۷}$$



فصل اول :مقدمه تاریخی بر ذرات بنیادی

فصل اول :مقدمه تاریخی بر ذرات بنیادی

ابتدای فیزیک ذرات را می‌توان به قرن پنجم پیش از میلاد و کارهای فیلسوفان اتمیست مانند دموکریت و لئوکیپوس نسبت داد.

ذرات بنیادی ممکن است در ابتدا کلمه‌ای سخت و پیچیده به نظر برسد، اما اگر بدانید که تمام مواد اطراف ما از ذرات بنیادی تشکیل شده‌اند و بلوک‌های اصلی ساختار مواد، ذرات بنیادی هستند، شاید موضوع برایتان کمی ملموس‌تر شود

دوره کلاسیک

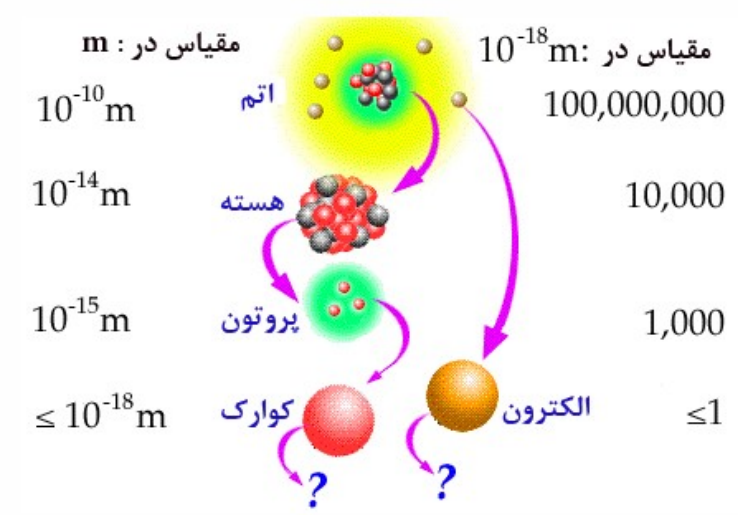
بررسی علمی ذرات تشکیل دهنده ماده در ۱۸۹۷ و با کشف الکترون توسط تامسون شروع می‌شود. او مدل اتمی موسوم به مدل خمیری تامسون را معرفی کرد. با آزمایش براکندگی رادرفورد این مدل رد شد و هسته اتم کشف گردید. رادرفورد مدل اتمی خود به نام مدل رادرفورد را معرفی کرد. در ۱۹۱۴ نیلز بور مدل اتمی خود را پیشنهاد کرد. توافق طیف اتمی هیدروژن با نظریه بور بسیار جالب بود. در همین دوره هسته هیدروژن را پروتون نامیدند، اما قادر به توضیح عدد اتمی عناصر دیگر نشدند. سرانجام با کشف نوترون توسط چادویک در سال ۱۹۳۲ دوره کلاسیک ذرات بنیادی به پایان رسید.

ذرات بنیادین در فیزیک نوین

مفهوم «ذره بنیادین» باز به مفهوم «اتم» به معنی تجزیه ناپذیر در فلسفه اتمیستهای یونان بر میگردد. در قرن هفدهم مفهوم اتم را «پیر گاسندی» دوباره در مقابل فیزیک ارسطویی، به فیزیک بازگراند و ذره گرایی یکی از پایه های علم جدید شد. مطابق با دیدگاه ذره گرایی جهان تشکیل شده است از خلأ و ملأ. ملأ همان مادهای است که از ذرات بسیار ریز غیر قابل مشاهده، غیر قابل تجزیه، ازلی و فنا ناپذیر تشکیل شده و ملأ میتواند در فضای تهی خلأ جابجا شود و حرکت از طریق فضای تهی که میان اتمها وجود دارد، امکانپذیر است.

ولی پیشرفت علم فیزیک نشان داد که اتمها بر خلاف تصور معمول ونامگذاریشان، تجزیه پذیرند و خود از ذرات کوچکتری تشکیل شده اند. تا اوایل قرن بیستم سه ذره تشکیل دهنده اتم یعنی الکترون، پروتون و نوترون، شناسایی شدند.

از طرف نیلس بور مدلی پیشنهاد شد که توصیف آن از ساختار اتم، اصول فیزیک کلاسیک را نقض میکرد و این یکی از نخستین افق های نظریه ای جدید را، در اوایل قرن بیستم، نمایان میکرد که فیزیک کوانتوم نامگذاری شد.



فصل اول :دوره کلاسیک



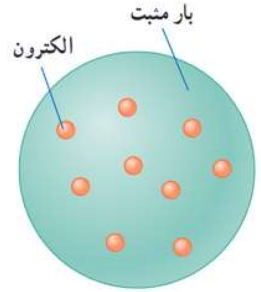
جوزف تامسون (۱۹۴۰-۱۸۵۶ م.) یکی از فیزیک‌دانان بزرگ انگلیسی و استاد دانشگاه کمبریج بود. تامسون پس از کشف الکترون، مدیر آزمایشگاه کاوندیش شد؛ جایی که یکی از شاگردانش در آنجا ارنست رادرفورد بود. تامسون پس از چندین سال کار روی مدل اتمی، که برخی از ویژگی‌های شناخته شدهٔ اتم از جمله اندازهٔ شعاع، جرم و خنثایی الکتریکی اتم را شامل می‌شد، مدلی موسوم به کیک کشمشی را در اوایل قرن بیستم ارائه داد که برای چندین سال مورد پذیرش عموم دانشمندان قرار گرفت. تامسون همچنین روی ویژگی‌های رسانش الکتریکی گازها نیز کار می‌کرد و جایزهٔ نوبل فیزیک را در سال ۱۹۰۶ میلادی به همین دلیل دریافت کرد.



ارنست رادرفورد (۱۹۳۷-۱۸۷۱ م.) در نیوزلند متولد شد و بیشتر تحصیلات خود را در همان جا به انجام رساند. در ۲۴ سالگی به کمبریج رفت و کار خود را در آزمایشگاه کاوندیش زیر نظر تامسون آغاز کرد. سپس به دانشگاهی در کانادا رفت و پس از بازگشت وارد دانشگاه منچستر شد. رادرفورد در آزمایش‌هایی که به کمک پرتوهای آلفا انجام داد ضمن کشف هسته در مرکز اتم، آرایش کلی الکترون‌ها را در اتم مشخص کرد ولی نتوانست جزئیات حرکت آنها را تبیین کند. رادرفورد همچنین با تبدیل عناصر بر اثر واپاشی پرتوزا، فیزیک هسته‌ای را بنیانگذاری و اولین واکنش هسته‌ای مصنوعی را ایجاد کرد. وی در سال ۱۹۰۸ موفق به دریافت جایزهٔ نوبل شیمی شد. رادرفورد در سال ۱۹۱۱ در آزمایش‌هایی که در آنها نیتروژن با ذرات آلفا بمباران می‌شد با ذرات باردار مثبتی روبه رو شد و آن را به عنوان هستهٔ هیدروژن شناسایی کرد. تا سال ۱۹۲۰، او به این نتیجه رسیده بود که این ذره، باید ذره‌ای بنیادی باشد و با توجه به در زبان یونانی به *poroton* این که واژهٔ معنای نخستین است، آن را پروتون نامید تا موقعیت اولیهٔ درخور اهمیت آن را در میان هسته‌های اتمی عناصر نشان دهد.

فصل اول :دوره کلاسیک

جوزف تامسون فیزیک‌دان انگلیسی، در سال ۱۸۹۶ میلادی موفق به کشف الکترون و اندازه گیری نسبت بار به جرم e/m آن شد. کشف الکترون، تامسون را ترغیب کرد تا مدلی برای اتم ارائه دهد. این مدل سرانجام در سال ۱۹۰۴ میلادی ارائه شد. بنا بر مدل تامسون، اتم همچون کره‌ای است که بار مثبت به طور همگن در سرتاسر آن گسترده شده است و الکترون‌ها که سهم ناچیزی در جرم اتم دارند در جاهای مختلف آن پراکنده شده‌اند. این مدل را گاهی مدل کیک کشمشی هم می‌گویند، زیرا الکترون‌ها مانند دانه‌های کشمش در آن پخش شده‌اند

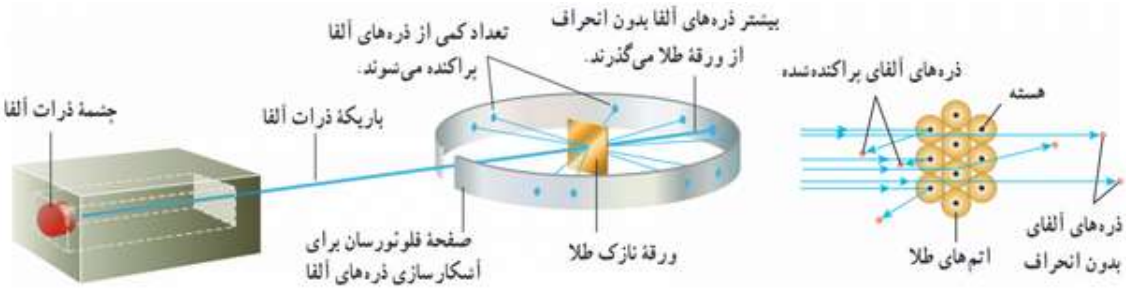


در مدل اتمی تامسون، وقتی الکترون‌ها با بسامدهای معیّنی حول وضع تعادلشان نوسان می‌کنند این نوسان سبب تابش امواج الکترومغناطیسی از اتم می‌شود. یکی از ناکامی‌های مدل تامسون این بود که بسامدهای تابش گسیل شده از اتم، که این مدل پیش بینی می‌کرد، با نتایج تجربی سازگار نبود. وقتی ارنست رادرفورد در سال ۱۹۱۱ میلادی نتایج آزمایش‌هایی را انتشار داد که مدل تامسون نمی‌توانست آنها را توضیح دهد، این مدل کنار گذاشته شد.

فصل اول :دوره کلاسیک

رادرفورد و همکارانش باریکه‌ای از ذره‌های دارای بار مثبت را (از جنس هستهٔ اتم هلیم که به آن ذرهٔ آلفا گفته می‌شود) بر سطح ورقه‌ای نازک از جنس طلا فرو تاباندند

رادرفورد بنابر مدل تامسون انتظار داشت که تمامی ذره‌های آلفا، با انحراف بسیار اندکی از ورقهٔ طلا بگذرند. در عمل نیز بیشتر این ذره‌ها بدون انحراف یا با انحراف اندکی از ورقهٔ طلا می‌گذشتند و در برخورد با صفحهٔ فلوئورسان، در پشت آن، جرقه‌های نورانی تولید می‌کردند. با وجود این، برخی از ذره‌های آلفا در هنگام خروج از ورقهٔ نازک طلا، در زاویه‌های بزرگ منحرف و پراکنده می‌شدند و حتی تعدادی از آنها نیز به عقب برمی‌گشتند!

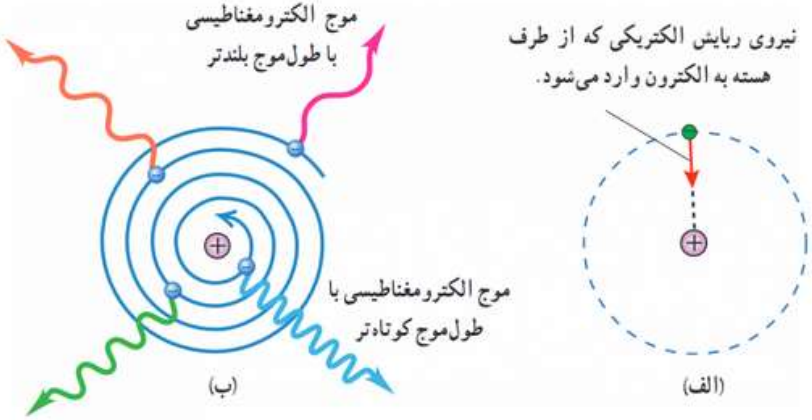


فصل اول :دوره کلاسیک

ناتوانی مدل اتم هسته‌ای رادرفورد در تبیین پایداری اتم.

الف) اگر الکترون نسبت به هسته ساکن فرض شود بر اثر نیروی رباییش الکتریکی، روی هسته سقوط می‌کند.

ب) اگر الکترون دور هسته بچرخد، طیفی پیوسته گسیل می‌کند و سرانجام روی هسته فرو می‌افتد.



در سال ۱۹۱۳ میلادی، بور مدلی را برای اتم هیدروژن ارائه کرد. این مدل افزون بر آنکه مسئلهٔ ناپایداری اتم را در مدل رادرفورد حل می‌کرد معادلهٔ ریدبرگ برای طیف خطی اتم هیدروژن را نیز نتیجه می‌داد. نظریهٔ بور با مدل اتم هسته‌ای رادرفورد، شروع می‌شد. بور با این پیشنهاد که «در مقیاس اتمی، قوانین مکانیک کلاسیک و الکترومغناطیس باید توسط قوانین دیگری جایگزین یا تکمیل شود» گامی بزرگ و جسورانه برای رفع مشکلات مدل رادرفورد برداشت. در ادامه با برخی از اصول و مفروضات مدل بور آشنا می‌شویم.

فصل اول :دوره کلاسیک

۱- مدارها و انرژی‌های الکترون‌ها در هر اتم کوانتیده‌اند؛ یعنی فقط مدارها و انرژی‌های گسستهٔ معیّنی مجاز هستند.

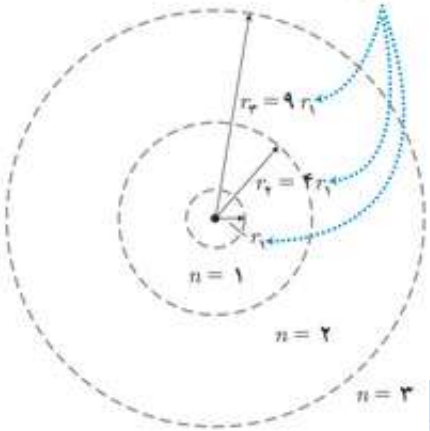
بور پس از محاسبات نسبتاً ساده‌ای نشان داد که شعاع این مدارها و انرژی الکترون برای اتم هیدروژن از رابطه‌های زیر به دست می‌آید:

$$r_n = a_0 n^2 \qquad \text{(شعاع مدارهای الکترون برای اتم هیدروژن)} \qquad (۵\text{-}۷)$$

$$E_n = \frac{-۱۳/۶eV}{n^2} \qquad \text{(ترازهای انرژی الکترون در اتم هیدروژن)} \qquad (۵\text{-}۸)$$

در این روابط n **عدد کوانتومی** نامیده می‌شود $(n = ۱, ۲, ۳, \ldots)$ که مدار الکترون را دور هسته مشخص می‌شود. همچنین a_0 شعاع کوچک‌ترین مدار در اتم هیدروژن (به ازای $n = ۱$) و مقدار آن برابر $a_0 = r_1 = ۵/۲۹ \times ۱۰^{-۱۱} m$ است. این مقدار خاص، **شعاع بور** برای اتم هیدروژن نامیده می‌شود. همچنین انرژی الکترون در $n = ۱$ برابر $E_1 = -۱۳/۶eV$ است که اندازهٔ آن را معمولاً **یک ریدبرگ** می‌نامند و با نماد E_R نشان می‌دهند $(E_R = ۱۳/۶eV)$. شکل ۵-۱۲ سه مدار اول بور را برای اتم هیدروژن نشان می‌دهد.

شعاع مدارها با n^2 متناسب است.



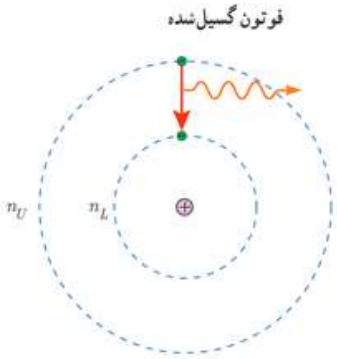
اولین مدار بور در اتم هیدروژن دارای انرژی E_1 است.

مدارهای دوم و سوم بور به ترتیب دارای انرژی‌های $E_2 = E_1/4$ و $E_3 = E_1/9$ هستند.

فصل اول :دوره کلاسیک

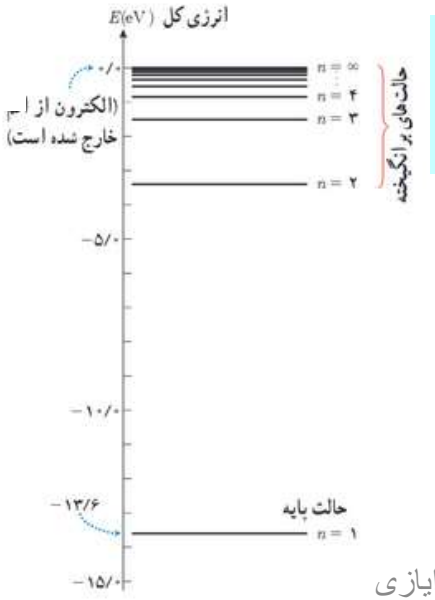
۲- وقتی یک الکترون در یکی از مدارهای مجاز است، هیچ نوع تابش الکترومغناطیسی گسیل نمی‌شود. از این رو گفته می‌شود الکترون در **مدار مانا** یا **حالت مانا** قرار دارد.

۳- الکترون می‌تواند از یک حالت مانا به حالت مانای دیگر برود. هنگام گذار الکترون از یک حالت مانا با انرژی بیشتر E_U به یک حالت مانا با انرژی کمتر E_L ، یک فوتون تابش می‌شود (شکل ۵-۱۳).



در این صورت انرژی فوتون تابش شده برابر اختلاف انرژی بین دو مدار اولیه و مدار نهایی است، یعنی:

$$E_U - E_L = hf$$ (معادلهٔ گسیل فوتون از اتم)

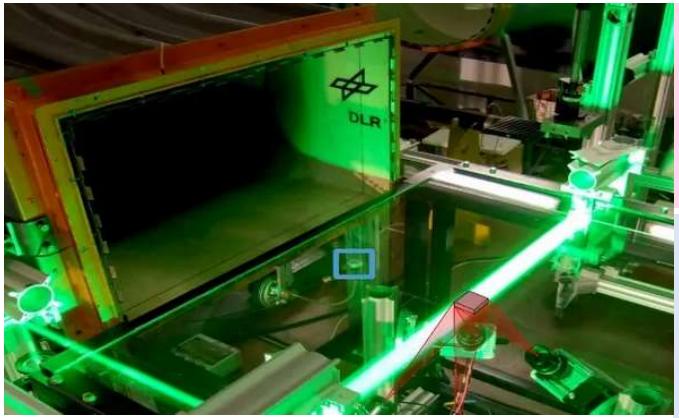


فصل اول :دوره کلاسیک

تاریخچه کشف ذرات بنیادی

سال	نام	اکتشاف
۱۸۰۳	جان دالتون	اتم
۱۸۹۷	جوزف جان تامسون	الکترون
۱۹۰۵	آلبرت اینشتین	فوتون
۱۹۱۱	ارنست رادرفورد	پروتون
۱۹۳۲	جیمز چادویک	نوترون
۱۹۶۴	مورای گلمن	کوارک (ذرات تشکیل دهنده پروتون و نوترون)

فصل اول :فوتون



در فیزیک مدرن، فوتون ذره‌ای بنیادی است که منشا تولید امواج الکترومغناطیسی محسوب می‌شود. این ذره منتقل‌کننده تابش الکترومغناطیسی در تمامی طول موج‌ها است. در حقیقت این ذره تابش‌های گاما، پرتو ایکس، نور مرئی و امواج فرابنفش را ایجاد می‌کند. فوتون عاملی مهم در برهمکنش‌های الکترومغناطیسی بین میدان‌های الکتریکی، مغناطیسی و بارهای ساکن است.

فوتون تفاوت‌هایی اساسی نسبت به ذراتی همچون «کوارک» (یا الکترون دارد. جرم ساکن این ذره برابر با صفر بوده، از این رو سرعت این ذره در خلاء دقیقا برابر با سرعت نور است. شاید مهم‌ترین تاثیری که فوتون در زندگی یک فرد عادی دارد، تاثیر آن در دیدن محیط اطراف است. در حقیقت بدون وجود فوتون قادر نخواهیم بود محیط اطرافمان را مشاهده کنیم.

$$E = \frac{hc}{\lambda}$$

در رابطه فوق h، ثابت پلانک، c، سرعت نور و λ، طول موج فوتون است. برای نور مرئی، انرژی منتقل شده توسط 1 فوتون، عددی بسیار کوچک، تقریبا برابر با $4 \times 10^{-19}\ J$ است. این مقدار از انرژی به منظور تحریک یک مولکول از گیرنده‌های چشم کافی است!

فصل اول :فوتون

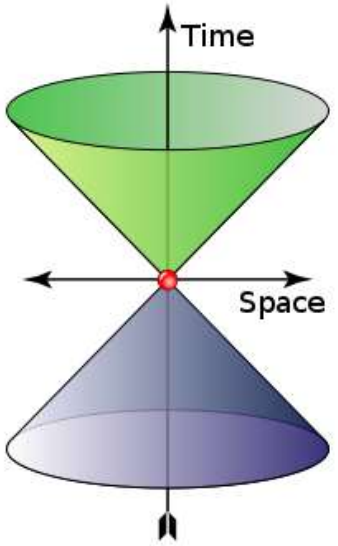
چند سال قبل از مدل اتمی بور، آلبرت اینشتین نشان داده بود برای اینکه بتوان اثر آزمایش اثر فوتوالکتریک را تفسیر کرد باید آنرا متشکل از بسته های انرژی (فوتون) در نظر گرفت یعنی پرتوهای نور، جریانی از کوانتومهای انرژی اند، که مانند ذره عمل می کنند. این در حالی بود که در بیشتر آزمایشها (مانند تداخل)، نور رفتاری موجی دارد.

انرژی و اندازه حرکت یک فوتون فقط به فرکانس آن (ν) یا به‌صورت وارونه‌ای به طول موج (λ) آن وابسته است.

$$E = \hbar\omega = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

$$\boldsymbol{p} = \hbar\boldsymbol{k},$$

مخروط مقادیر ممکن از موج چهار برداری فوتون را نشان می‌دهد. محور زمان، فرکانس زاویه‌ای (با واحد رادیان برثانیه) را فراهم می‌کند و محور مکان نمایانگر عدد موجی زاویه‌ای (با وحد رادیان برمتر) است. بخش سبز و بنفش رنگ نیز، نشان دهنده قطبیدگی چپ و راست هستند.

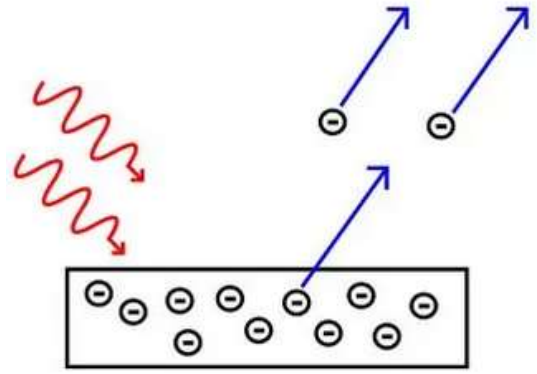


به‌علت این‌که $\boldsymbol{p}$ در راستای حرکت فوتون است، ابعاد اندازه حرکت برابر است با:

$$p = \hbar k = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}.$$

فصل اول :مقدمه تاریخی بر ذرات بنیادی

در سال ۱۹۰۵، اینشتین دیدگاه افراطی‌تری را مطرح کرد. او استدلال کرد که کوانتش یک ویژگی خودمیدان الکترومغناطیسی است و هیچ ربطی به سازوکارگسیل ندارد. با این گرایش جدید، اینشتین ایدهٔ پلانک را با فرمول خودش تطبیق داد تا اثر فوتوالکتریک را توضیح دهد: هنگامی که تابش الکترومغناطیسی به سطح فلزی برخورد می‌کند، الکترونها از آن کنده می‌شوند. اینشتین پیشنهاد کرد که کوانتوم نور فرودی به الکترونی در فلز اصابت می‌کند و انرژی $(h\nu)$ خود را از دست می‌دهد؛ سپس الکترون برانگیخته از سطح فلز می‌گذرد و در این فرایند انرژی w از دست می‌دهد (w تابع کار ماده نامیده می‌شود و یک ثابت تجربی است که به نوع فلز به‌کار رفته بستگی دارد). پس الکترون با انرژی زیر خارج می‌شود



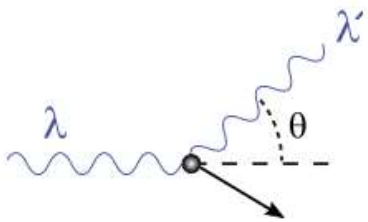
اثر فتوالکتریک نحوه جدا شدن الکترون‌های یک سطح را در نتیجه تابش نور توضیح می‌دهد.

$$E \leq h\nu - w$$

بیشینهٔ انرژی الکترون مستقل از شدت نور است و فقط به رنگ (بسامد) آن بستگی دارد.

اثر کامپتون

آنچه سرانجام مناقشه را فرو نشاند آزمایشی بود که کامپتون در سال ۱۹۲۳ انجام داد. کامپتون دریافت که طول‌موج نوری که از یک ذرهٔ در حال سکون پراکنده می‌شود، طبق معادلهٔ زیر جابه‌جا می‌شود:



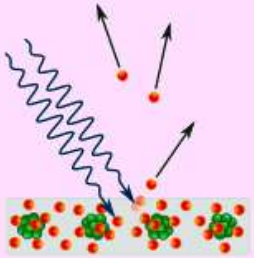
$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\theta)$$

λ طول موج فوتون قبل از پراش
λ' طول موج فوتون بعد از پراش
m_e جرم الکترون
θ زاویه تغییر جهت حرکت فوتون
h ثابت پلانک
و c سرعت نور است.

اثر کامپتون را می‌توان به صورت برخورد فوتون-الکترون دانست که در آن انرژی و تکانه کل ثابتند.

آرتور هالی کامپتون در سال ۱۹۲۷ جایزه نوبل فیزیک را به خاطر کشف این پدیده در دانشگاه واشنگتن در سنت لوییس دریافت نمود.

برهم‌کنش نور و ماده



پدیده کم انرژی:
اثر فوتوالکتریک
پدیده‌های با انرژی میانه:
پراکندگی تامسون
اثر کامپتون
پدیده پر انرژی:
جفت‌سازی

تشریح فرمول کامپیتون

از معادلات پایستگی انرژی کلی فوتون و الکترون، قبل و بعد از برخود داریم:

$$E_e = m_e c^2$$

$$E_{e'} = \sqrt{(p_{e'}c)^2 + (m_e c^2)^2}.$$

$$E_\gamma + E_e = E_{\gamma'} + E_{e'}.$$

$$\mathbf{p}_\gamma = \mathbf{p}_{\gamma'} + \mathbf{p}_{e'},$$

از پایستگی تکانه داریم:

$$E_\gamma = hf$$

$$E_{\gamma'} = hf'$$

انرژی فوتون وابسته به فرکانس فوتون می‌باشد (معادله پلانک).

$$hf + m_e c^2 = hf' + \sqrt{(p_{e'}c)^2 + (m_e c^2)^2}.$$

$$p_{e'}^2 c^2 = (hf + m_e c^2 - hf')^2 - m_e^2 c^4.$$

$$p_{e'}^2 = \mathbf{p}_{e'} \cdot \mathbf{p}_{e'} = (\mathbf{p}_\gamma - \mathbf{p}_{\gamma'}) \cdot (\mathbf{p}_\gamma - \mathbf{p}_{\gamma'})$$
$$= p_\gamma^2 + p_{\gamma'}^2 - 2p_\gamma p_{\gamma'} \cos\theta.$$

$$p_{e'}^2 c^2 = (hf)^2 + (hf')^2 - 2(hf)(hf')\cos\theta.$$

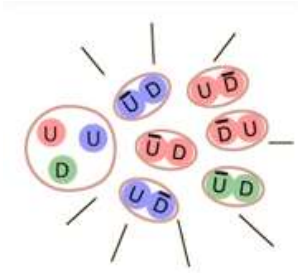
$$(hf + m_e c^2 - hf')^2 - m_e^2 c^4 = (hf)^2 + (hf')^2 - 2h^2 ff' \cos\theta.,$$

$$2hfm_e c^2 - 2hf' m_e c^2 = 2h^2 ff' (1 - \cos\theta).$$

$$\frac{c}{f'} - \frac{c}{f} = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\theta).$$

$$\lambda' = \lambda + \lambda_c(1 - \cos\theta)$$

فصل اول : مزون







بوزون هایی که از کوارک ساخته شده اند:

این نوع از بوزون ها نوع دیگری از خُرد ذره های انرژی دار هستند که از ذرات ریزتر کوارک تشکیل شده اند و " مزون" نیز نامیده می شوند (تبدیل ذرات ریز ماده به ذرات ریز انرژی).

مزون ها به دو دسته پیون ها و کئون ها تقسیم می شوند. پیون ها، ایجاد کننده "نیروی هسته ای قوی" هستند.

این نیروی قوی باعث می شود در هسته اتم، پروتون ها که همگی دارای بار مثبت هستند، یکدیگر را دفع نکنند؛ بلکه در کنار همدیگر باقی بمانند و هسته اتم از هم نپاشد. خود پیونها، بارهای مثبت، منفی و یا خنثی دارند و جرم آن ها با یکدیگر متفاوت است.

از نظر ملاحظات نظری، در سال ۱۹۳۴ هیکی یوکوا وجود و توزیع تقریبی "مزون" را به عنوان حامل نیروی هسته‌ای پیش‌بینی کرد. اگر هیچ نیروی هسته‌ای وجود نداشته باشد، تمام هسته‌ها با دو یا چند پروتون به علت انفجار الکترومغناطیسی از بین می‌روند. یوکوا ذرات حامل خود را مزون، ازیونانی به معنای "متوسط" نامید، زیرا توده پیش‌بینی آن بین الکترون و پروتون است که تقریباً ۱۸۳۶ برابر جرم الکترون است.

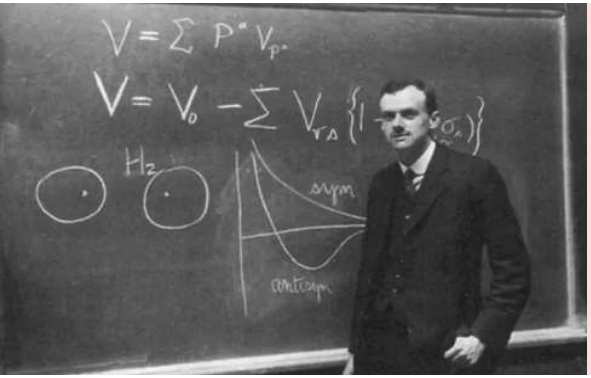
فصل اول : مزون

اولین کاندیدای مزون یوکوا که در اصطلاح شناختی مدرن به عنوان مونی شناخته شده بود، در سال ۱۹۳۶ توسط کارل دیوید اندرسون و دیگران در محصولات فروپاشی تعاملات اشعه کیهانی کشف شد. موزون در مورد جرم مناسب به عنوان حامل نیروی هسته‌ای یوکوا بود، اما طی دهه آینده مشخص شد که این ذره مناسب نیست. در نهایت متوجه شدیم که "mu mezon" در تعامل قوی هسته‌ای شرکت نکرد، بلکه به عنوان یک نسخه سنگین الکترون عمل کرد و در نهایت به عنوان یک لپتون مانند الکترون، به جای یک مزون طبقه‌بندی شد. فیزیکدانان در این انتخاب تصمیم گرفتند که خواص غیر از توده ذرات، باید طبقه‌بندی خود را کنترل کنند.



در طول جنگ جهانی دوم (۱۹۳۹–۴۵) سال‌ها تأخیر در تحقیقات ذرات زیر اتمی وجود داشت. اکثر فیزیکدانان در پروژه‌های کاربردی برای شرایط ضروری جنگی مشغول به کار بودند. هنگامی که جنگ در اوت ۱۹۴۵ به پایان رسید، بسیاری از فیزیکدانان به تدریج به تحقیقات صلح بازگشته‌اند. نخستین مزون واقعی که باید کشف شود، چیزی است که بعداً «بیک مازون» (یا پیه) نامیده می‌شود. این کشف در سال ۱۹۴۷ توسط سیسیل پاول، سزار لاتس و جوزپه اوکالیالینی انجام شد که محصولات برفی کیهانی در دانشگاه بریستول انگلستان را بر اساس فیلم‌های عکاسی که در کوه‌های اند قرار داشتند، مورد بررسی قرار دادند. بعضی از این مزون‌ها در حدود جرمی مشابه با meson شناخته شده بودند، اما به نظر می‌رسید به آن فروریختن، منجر فیزیکدان رابرت مارشک به فرض در سال ۱۹۴۷ که در واقع یک مزون جدید و متفاوت است. در طول چند سال آینده، آزمایش‌های بیشتری نشان داد که پیون واقعاً در تعاملات قوی دخیل بود. اعتقاد بر این، پیون (به عنوان یک ذره مجازی)، نیروی اصلی برای نیروی هسته‌ای در هسته اتمی است. دیگر مزونها، مانند مزون مجازی مجازی، در میانجیگری این نیرو نیز مشارکت دارند، اما به میزان کمتری. پس از کشف پیون، یوکوا در سال ۱۹۴۹ جایزه نوبل فیزیک را برای پیش بینی‌هایش اهدا کرد.

فصل اول : پاد ذرات



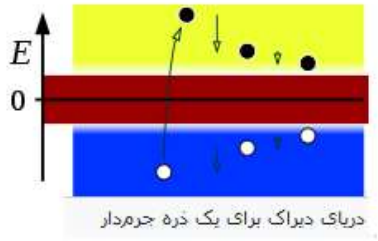
آغاز ماجرا

در آغاز قرن بیستم، دنیای فیزیک تحت تاثیر دو نظریه انقلابی قرار گرفته بود: نظریه نسبیت خاص که آلبرت اینشتین با قرار دادن سرعت نور در خلأ به عنوان حد بالای سرعت ماده، قوانین جدیدی را برای توصیف حرکت اجسام به دست آورده بود؛ و نظریه مکانیک کوانتومی که افراد زیادی (مانند پلانک، شرودینگر، هایزنبرگ، بوهر و حتی خود اینشتین) در شکل‌گیری آن نقش داشتند و به توصیف شرایط دنیای ریزمقیاس و زیراتمی می‌پرداخت.

فیزیکدان انگلیسی، «پال دیراک» (Paul Dirac) موفق شد این دو نظریه را با هم ترکیب کند و معادله‌ای برای توصیف وضعیت اجسام ریز مقیاس در سرعت‌های بالا به دست آورد. این معادله می‌توانست رفتار الکترون‌هایی را که با سرعت نزدیک به سرعت نور حرکت می‌کردند، به خوبی توصیف کند.

$$E = \pm mc^2.$$
$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$$

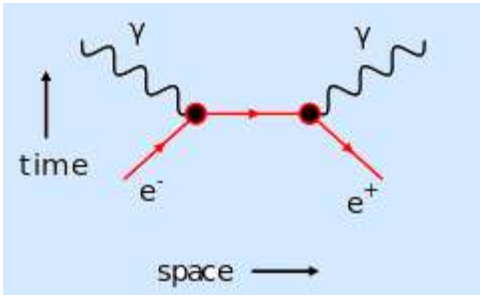
فصل اول : پاد ذرات



دریای دیراک برای یک ذره جرم‌دار

دریای دیراک یک مدل نظری از خلاء به عنوان دریایی نامتناهی از ذرات با انرژی منفی است. نخستین بار این فرضیه توسط فیزیک‌دان بریتانیایی، پل دیراک، در سال ۱۹۳۰ برای توضیح حالت‌های کوانتومی انرژی منفی پیش‌بینی‌شده توسط معادله دیراک برای الکترون‌های نسبیتی ارائه شد. پوزیترون، پادماده همتای الکترون، پیش از کشف تجربی آن در سال ۱۹۳۲ به عنوان سوراخی در دریای دیراک پنداشته می‌شد.

اما جالب اینجا بود که این معادله برای ذره‌ای کاملا شبیه به الکترون، اما با بار الکتریکی مثبت (پوزیترون) نیز سازگار بود.
دیراک ابتدا تصور کرد این پاسخ ارزشی ندارد، اما پس از مدتی متوجه شد این پاسخ هم درست است و معادله او، وجود دسته کاملا جدیدی از ذرات را پیش‌بینی می‌کند.

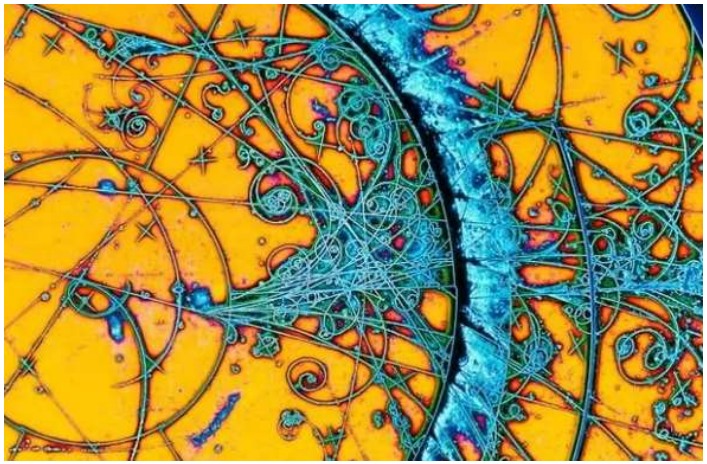


اما فیزیکدانان بسیاری از تصور شناوربودن در دریای بیکرانی از الکترونهای نامرئی ناراحت بودند تا اینکه در دهۀ چهل استاکلبرگ و فاینمن تعبیری بسیار ساده‌تر و روان‌تر برای حالتهای انرژی منفی ارائه دادند. در فرمولبندی فاینمن-استاکلبرگ جوابهای انرژی منفی به‌صورت حالتهای انرژی مثبت ذرۀ متفاوتی (پوزیترون) بیان می‌شوند؛ الکترون و پوزیترون جایگاه یکسانی دارند و نیازی به «دریای الکترونی» دیراک یا «حفره‌های» اسرارآمیز او نیست.

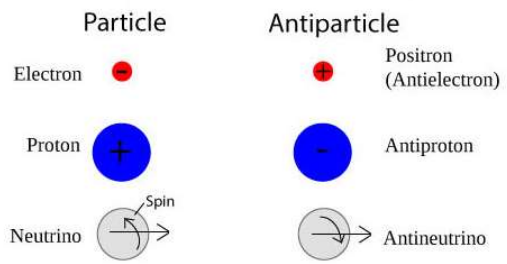
فصل اول : پاد ذرات

اولین نشانه‌های وجود پوزیترون یعنی ذره سبکی که تنها اختلاف آن با الکترون در علامت بار است، در سال ۱۹۳۲ به کمک اتاقک ابر ویلسون بدست آمد. در اتاقک ابر ویلسون ، واقع در میدان مغناطیسی ، رد باریکی که بطور آشکار مربوط به یکذره تک‌بار و خیلی سبک همانند الکترون بود، مشاهده شد. اما در جهتی متناظر با بار مثبت منحرف می‌شد.

نمادگذاری استاندارد برای پاد ذرات خطی در بالای نماد ذره است. برای مثال p معرف پروتون و $\bar{p}$ معرف پاد پروتون است؛ n نوترون و $\bar{n}$ پاد نوترون. اما در برخی موارد مرسوم‌تر است که بار را مشخص کنیم. اغلب مردم e^+ را برای پوزیترون (به‌جای $\bar{e}$) و μ^+ را برای پاد موئون (به‌جای $\bar{\mu}$) به‌کار می‌برند.



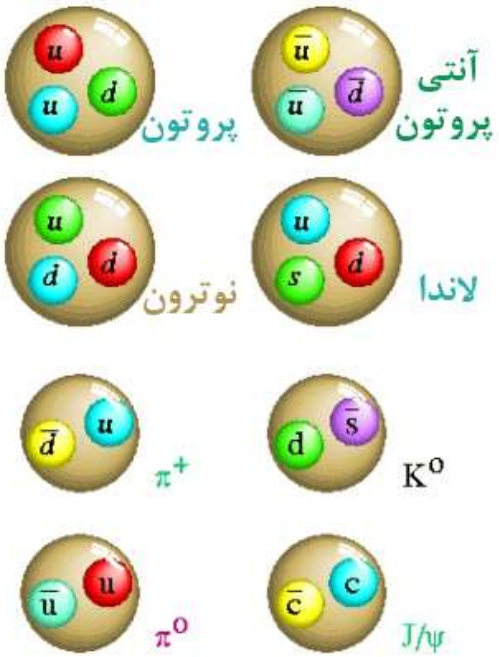
با کشف پوزیترون از طریق بررسی رد ذرات بر جای مانده از پرتوهای کیهانی در اتاق ابر، وجود پادذرات اثبات شد.



Particles & Antiparticles

پاد ماده گمشده

قوانین فیزیک ایجاب می‌کنند انرژی مهبانگ که جهان امروز ما را شکل داده است، باید مقادیر یکسانی از ماده و پاد ماده را به وجود آورده باشد. به عبارت دیگر، وقوع هر واکنشی در جهان که باعث تولید یک ذره ماده می‌شود؛ به صورت هم‌زمان پادماده آن را نیز ایجاد می‌کند. بنابراین فقدان وجود پادماده در توده عالم امروزی یک معما به حساب می‌آید. یکی از مهم‌ترین چالش‌های فیزیکدانان حل این معماست که چرا در جهان، یک عدم تقارن بین ماده و پادماده وجود دارد.



یک احتمال این است در ابتدا، مقدار ماده بیشتر از پادماده بوده باشد. تقارن درونی وجود داشته باشد.

احتمال دوم این است که پس از یک نابودی بزرگ، در بخشی از جهان با فزونی ماده مواجه شده باشیم؛ در حالی‌که در کهکشان‌های دوردست پادماده شکل غالب را تشکیل می‌دهد.

اگر این چنین باشد، باید شواهدی به شکل پرتوهای گاما وجود داشته باشد. این پرتوها باید در اثر نابودی الکترون‌ها و پوزیترون‌ها (پادالکترون‌ها) در مرز مشترک بین قلمرو ماده و پادماده ایجاد شوند. اما تا کنون که چنین شواهدی مشاهده نشده است.

در نهایت، فرضیه سوم و پرطرفدارتر این است که باید یک تفاوت ذاتی بین ماده و پادماده وجود داشته باشد. این بدان معناست که نابودی آن‌ها از خود مازادی را بر جای گذاشته است: جهان مادی که در حال حاضر ما آن را تجربه می‌کنیم.

فصل اول : نوترینوها

انرژی گم شده در تابش پرتو بتا و ایده وجود نوترینو

هنگامی که جیمز چادویک تحقیقات خود را بر روی پرتو بتا آغاز کرد، مصمم شد تا انرژی ذرات بتا را اندازه بگیرد. او از خود پرسید: آیا همگی آن‌ها با یک میزان انرژی بیرون می‌آیند، یا انرژی آن‌ها توزیع شده‌است؟ رادرفورد و دیگر پژوهشگران کوشیده بودند تا به این پرسش پاسخ دهند، ولی نتایج گمراه‌کننده بود. چادویک به منظور اندازه‌گیری انرژی و اندازه حرکت الکترون‌هایی که از رادیوم خارج می‌شدند، آزمایشی طراحی کرد که در آن آهنربایی ذرات را از مسیر منحرف می‌کرد و با اندازه‌گیری میزان انحراف توانست اندازه حرکت را بدست آورد. وی از یک شمارشگر تخلیه الکتریکی شبیه شمارشگر گایگر استفاده کرد. اهمیت کشف چادویک این بود که نتایج آزمایش‌های او نشان می‌دادند اصل پایستگی انرژی دیگر رعایت نمی‌شود. برهمکنش مربوطه چنین بود:

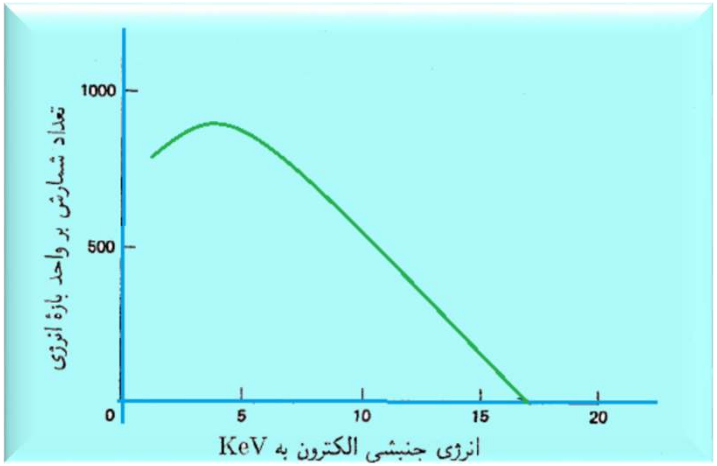
$$A \rightarrow B + electron$$

A اتم رادیواکتیو پیش از واپاشی و B همان اتم بعد از واپاشی است. انرژی این الکترون می‌تواند از تقریباً صفر تا یک حداکثر معین باشد. انرژی کلی A، منجمله انرژی جرم سکون آن، باید با کل انرژی B برابر باشد. چنان‌که دیده شد نسبت انرژی B به انرژی الکترون برخی اوقات بسیار بالا و گاهی پایین است و تقریباً هیچ بستگی ندارد. پس در معادله موازنه ایجاد نمی‌شود. آیا ذره غیرقابل دیدی منتشر می‌شود؟

فصل اول : نوترینوها

توضیح انرژی گمشده باید در انتظار ولفگانگ پائولی باقی می‌ماند. او نمی‌توانست عقیده بور مبنی بر فروریختن اصل پایستگی را بپذیرد و برای گذر *از این تنگنا* در سال ۱۹۳۰ وجود ذره جدیدی را پیشگویی کرد که از این برهمکنش بیرون می‌آید و از خود در کالریمتر الیس نه مسیری و نه حرارتی باقی می‌گذارد. این ذره بایستی بدون بار و برخوردار از قدرت نفوذ بالا باشد. بدینسان پائولی ذره‌ای را که انریکو فرمی بعدها *نوترینو* نام گذاشت، پیشگویی کرد. به این ترتیب، واکنش واپاشی بتا چنان‌که در سال ۱۹۳۹ فرمی آن را به چاپ رسانید، چنین است:

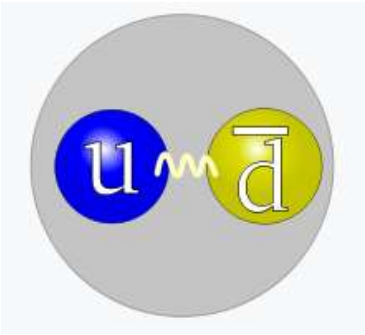
$$A \rightarrow B + electron + neutrino$$



۲۵ سال باید می‌گذشت تا نوترینو مستقیماً ردیابی شود. اما خیلی پیش از آن ایده وجود نوترینو به طورکلی به سبب استفاده از اصل پایستگی انرژی، غیرمستقیم پذیرفته شده بود.

$$E = \left(\frac{m_A^2 - m_B^2 + m_e^2}{2m_A} \right) c^2$$

واپاشی پایون



$$\pi \rightarrow \mu + \nu$$

$$\mu \rightarrow e + 2\nu$$

موئون در زاویهٔ حدود ۹۰° نسبت به جهت پیون فرودی خارج می‌شود. (این مسئله ناشی از برخورد نیست، درضمن برخورد با اتمها در امولسیون موجب لرزش ردها می‌شود اما نمی‌تواند تغییر مسیر ناگهانی به‌وجود آورد.) این تغییر مسیر دال بر آن است که در واپاشی پیون ذرهٔ دیگری نیز تولید می‌شود، ذره‌ای که هیچ ردی در امولسیون از خود به‌جای نمی‌گذارد و بنابراین باید به‌لحاظ الکتریکی خنثی باشد.

از کجا می‌دانیم که دو نوترینو به‌وجود می‌آید؟ مانند قبل، آزمایش را بارها و بارها تکرار می‌کنیم و هر بار انرژی الکترون را اندازه می‌گیریم. اگر نتیجهٔ حاصل همواره یکسان باشد، متوجه می‌شویم که در حالت نهایی فقط دو ذره وجود دارد. اما اگر این نتیجه تغییر کند، باید (حداقل) سه ذره وجود داشته باشد.

ذره	نماد	پاد-ذره	ساختار کوارک	اسپین و پاریته	جرم سکون MeV/c^2	نیمه عمر s	واپاشی به
Charged Pion	π^+	π^-	$u\bar{d}$	Pseudoscalar	139.6	$10^{-8}\times 2.60$	$\mu^+ + \nu_\mu$
پیون طبیعی	π^0	Self	$\frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}$	Pseudoscalar	135.0	$10^{-16}\times 0.84$	2γ

فصل اول : نوترینوها

در اواسط دههٔ پنجاه، آزمایشهای تعیین‌کننده‌ای در راکتور هسته‌ای ساوانا ریور در کارولینای جنوبی انجام شد. در انجا کوان و رینس در مخزن بزرگی از آب به‌دنبال واکنش «معکوس» واپاشی بتا را گشتند

$$\bar{\nu} + p^+ \rightarrow n + e^+$$

حساب کرده بودند که شار نوترینو در آشکارساز آنها ۵×۱۰^{۱۳} ذره در سانتیمتر مربع بر ثانیه باشد، اما حتی با این شدت بسیار زیاد آنها امیدوار بودند فقط دو یا سه واقعه در هر ساعت ثبت کنند. از طرف دیگر آنها روش ماهرانه‌ای برای شناسایی پوزیترونهای خروجی ابداع کرده بودند. نتایج آنها تأیید صریح وجود نوترینو بودند

آیا نوترینو شبیه پاد نوترینو است؟

در اواخر دههٔ پنجاه، دیویس و هارمر این پرسش را به بوتهٔ آزمایش سپردند

$$\nu + n \rightarrow p^+ + e^-$$

$$\bar{\nu} + n \rightarrow p^+ + e^-$$

او دریافت که این واکنش رخ نمی‌دهد پس ثابت کرد که نوترینو و پاد نوترینو ذرات متمایزی هستند.

عدد لپتونی

در فیزیک ذرات، عددی است که برای ذرات بنیادی تعریف شده است و برای لپتون‌ها ۱، برای پادلپتون‌ها ۱- و برای بقیه ذرات صفر است.

$$\begin{array}{rccccccc} & n & \rightarrow & p & + & e^- & + & \bar{\nu}_e \\ L: & 0 & = & 0 & + & 1 & - & 1 \end{array}$$

در حقیقت عدد لپتونی موجب تمایز بین نوترینو و پادنوترینو است.

قانون پایستگی عدد لپتونی

بسیاری از مدل‌های فیزیکی، از جمله مدل استاندارد ذرات بنیادی، براساس قانون پایستگی عدد لپتونی استوارند، بدین ترتیب که مجموع اعداد لپتونی در طرفین معادله یک برهمکنش با هم برابرند.

A. $\nu_e + p \rightarrow e^- + \pi^+ + p$

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

C. $\Lambda^0 \rightarrow e^- + \pi^+ + \nu_e$

D. $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$

عدد لپتونی

به‌لحاظ تجربی هیچ‌گاه واپاشی موئون به الکترون به‌علاوهٔ یک فوتون مشاهده نشده است:

$$\mu^- \not\to e^- + \gamma$$

یک قاعدهٔ کلی معتبر در فیزیک ذرات (معمولاً منسوب به ریچارد فاینمن) وجود دارد که می‌گوید هر چیزی که با صراحت ممنوع نباشد اجباری است.

Lepton	Conserved Quantity	Lepton Number
e^-	L_e	+1
ν_e		+1
μ^-	L_μ	+1
ν_μ		+1
τ^-	L_τ	+1
ν_τ		+1

Anti-Lepton	Conserved Quantity	Lepton Number
e^+	L_e	-1
$\bar{\nu}_e$		-1
μ^+	L_μ	-1
$\bar{\nu}_\mu$		-1
τ^+	L_τ	-1
$\bar{\nu}_\tau$		-1

$$n \to p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

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

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

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

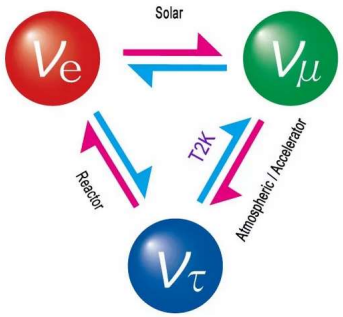
$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\bar{\nu}_\mu + p^+ \to \mu^+ + n$$

$$\bar{\nu}_\mu + p^+ \not\to e^+ + n$$

فصل اول : نوترینوها

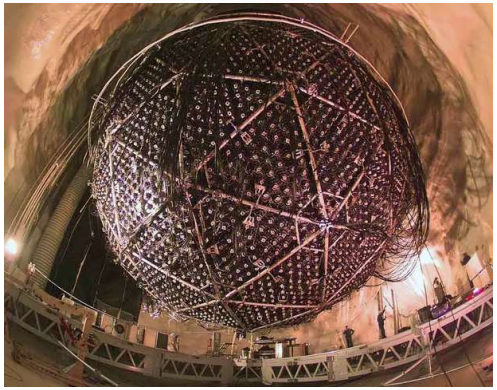
فردریک رینز در زمینه‌ی تشعشات هسته‌ای و پرتوهای رادیواکتیو تحقیق می‌کرد که همین تحقیقات در سال ۱۹۵۶ منجر به کشف و اثبات وجود نوترینو شد. نوترینو یک ذره‌ی بنیادی و از نظر الکتریکی خنثی است و به‌ندرت وارد برهم‌کنش می‌شود. همین موضوع یکی از دلایلی است که این ذره، مدت‌های طولانی از نگاه دانشمندان دور بود. نوترینوها تقریبا نزدیک به سرعت نور حرکت می‌کنند و قادرند از درون مواد بدون هیچ برهم‌کنشی عبور کنند. نوترینوها دارای جرم بسیار اندک و غیر صفر هستند. این ذرات شبح‌مانند، از آنجایی که بار الکتریکی ندارند، حتی تحت تاثیر جریان‌های مغناطیسی نیز قرار نمی‌گیرند و بدون هیچ اثری از میان قوی‌ترین میدان‌های مغناطیسی به‌راحتی عبور می‌کنند. این ذرات در فرآیندهایی همانند فعل و انفعالات هسته‌ای خورشید یا برخورد پرتوهای کیهانی شکل می‌گیرند.



$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}$$

نام این ذرات نشان می دهد که باید مثل نوترون ها بار نداشته باشند. جرم این ذرات، یک ده هزارم جرم یک الکترون و سرعت حرکت آن ها نزدیک سرعت نور است. در منظومه شمسی ما منشأ این ذرات، خورشید است. روزانه حدود ۱۰ میلیارد نوترینو به هر سانتی متر مربع زمین تابیده می شود که از یک سو به زمین وارد شده و از طرف مقابل آن خارج می شوند. نوترینوها از همه چیز به جز سیاه چاله های فضایی رد می شوند.

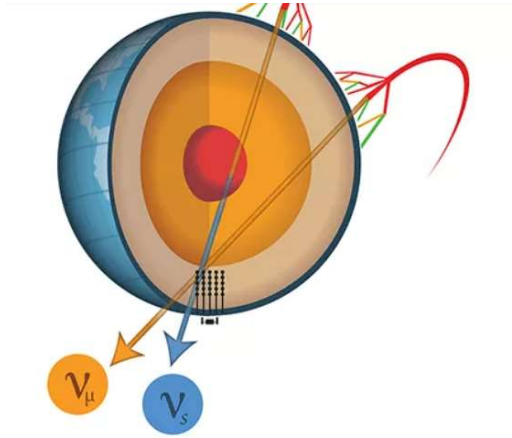
فصل اول : آشکارسازی نوترینو

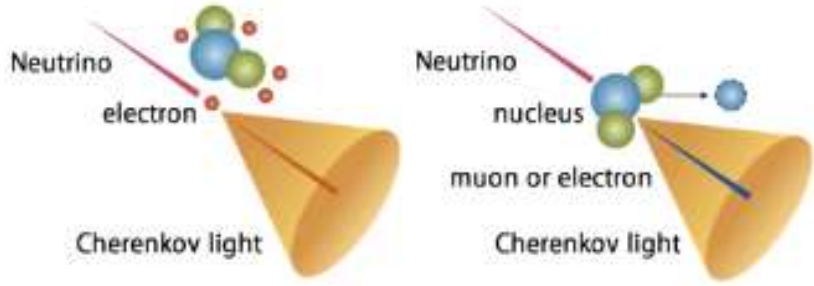


دستاورد راینز و کوان در شناخت نوترینوها، باعث شد راه را برای توسعه‌ی سیستم‌های آشکارساز نوترینو باز کند

آشکارسازی نوترینو با توجه به جرم کوچک، بار خنثی و سطح مقطع بسیار اندک آن کار بسیار دشواری است ومجامع علمی بین المللی با ایجاد پروژه هایی با هزینه های گزاف به دنبال آشکارسازی این ذره هستند. یکی ازبهترین روش های مورد استفاده در آشکارسازی نوترینو استفاده از تابش چرنکوف است.

اشعه چرنکوف : تشعشعی است که بر اثر حرکت یک ذره باردار در ماده دی‌الکتریک با سرعت فاز بیش از سرعت فاز نور در آن ماده دی‌الکتریک حرکت کند؛ تابش می‌شود. این مفهوم به نام پاول چرنوکوف نامگذاری شده‌است.





جنگل ذرات

در سال ۱۹۴۷ راچستر و باتلر در اتاقک ابر پدیده‌ای جدید را مشاهده کردند. این یک ذره جدید بود پس از آن موجی از اکتشافات ذرات جدید به راه افتاد. این ذرات نوین را ذرات شگفت نامیدند چون خواص شگفتی داشتند. تعداد زیاد ذره‌ها و این که نمی‌توانستند این ذرات را دسته‌بندی کنند سردرگمی زیادی در فیزیک ذرات بنیادی به وجود آورد.

تحلیل دقیق نشان می‌دهد که این ذرات باردار در واقع π^+ و π^- هستند. پس در اینجا یک ذرهٔ خنثی جدید وجود داشته است که جرم آن حداقل دوبرابر جرم پیون است. این ذره را K° ("کائون") می‌نامیم:

در سال ۱۹۴۹، پاول واپاشی کائون باردار را نشان می‌دهد:

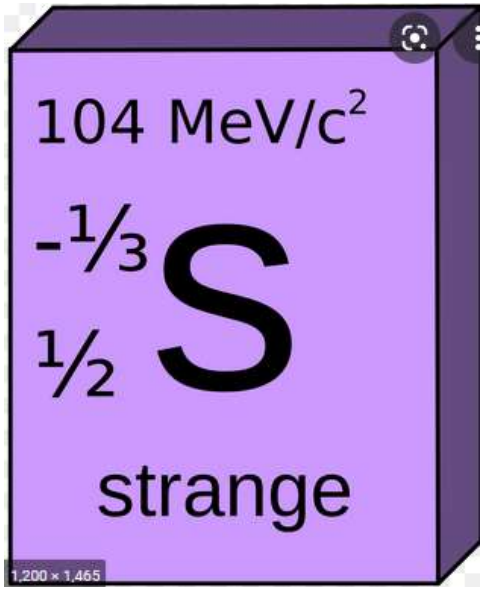
$$K^\circ \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

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

کوارک شگفت

کوارک شگفت (نماد : s) که از نظر سبکی در میان انواع کوارک‌ها سومین است، نوعی ذره بنیادی است. کوارک شگفت را می‌توان درون هادرون‌ها یافت که ذرات زیراتمی متشکل از کوارک هستند. نمونه‌هایی از هادرون‌هایی که شامل کوارک شگفت هستند، عبارت‌اند از : کائون (K)، مزون دی شگفت (D_s) و باریون سیگما (Σ)

هادرون‌های شامل کوارک شگفت



نخستین ذره حاوی کوارک شگفت در سال ۱۹۴۷ کشف شد (کائون)، اما وجود کوارک شگفت (به همراه کوارک بالا و کوارک پایین) در سال ۱۹۶۴ توسط موری گل-مان و جرج زویگ برای توضیح روش طبقه‌بندی راه هشت‌گانه هادرون‌ها پیشنهاد شد. این کوارک نخستین بار به صورت تجربی در سال ۱۹۶۸ در آزمایشگاه ملی شتاب‌دهنده اسلاک و در آزمایش پراکندگی ناکشسان ژرف کشف شد.

کوارک شگفت سازنده هادرون‌های زیر است:

- ماده شگفت(تشکیل شده از:یک کوارک شگفت، یک کوارک بالاویک کوارک پایین)
- ذره امگا(از سه کوارک شگفت تشکیل شده‌است و گاهی بجای یکی از سه کوارک، کوارک افسون قرار می‌گیرد)
- K− (تشکیل شده از یک کوارک شگفت و یک پاد کوارک بالا)
- پادذره, K+ (تشکیل شده از یک کوارک بالا و یک پاد کوارک شگفت)
- The K0 (تشکیل شده‌است از پاد کوارک شگفت و کوارک پایین)
- پادذره \overline{K^0}\ (تشکیل شده‌است از کوارک شگفت و پاد کوارک پایین)
- هیپرون‌ها:Σ و Λ یک کوارک شگفت دارند, Ξ دو کوارک شگفت دارد و Ω از سه کوارک شگفت تشکیل شده‌است.

عدد شگفت

در اینجا K دارای شگفتی $S=+1$، Σها و Λ دارای شگفتی $S=-1$ دارند و ذرات معمولی ــ π، p و n ــ دارای $S=0$ هستند. اما هیچ‌گاه نمی‌توان یک ذرهٔ شگفت تولید کرد:

$$\pi^- + p^+ \rightarrow K^+ + \Sigma^-$$
$$\rightarrow K^0 + \Sigma^0$$
$$\rightarrow K^0 + \Lambda$$

$$\pi^- + p^+ \not\rightarrow \pi^+ + \Sigma^-$$
$$\not\rightarrow \pi^0 + \Lambda$$
$$\not\rightarrow K^0 + n$$

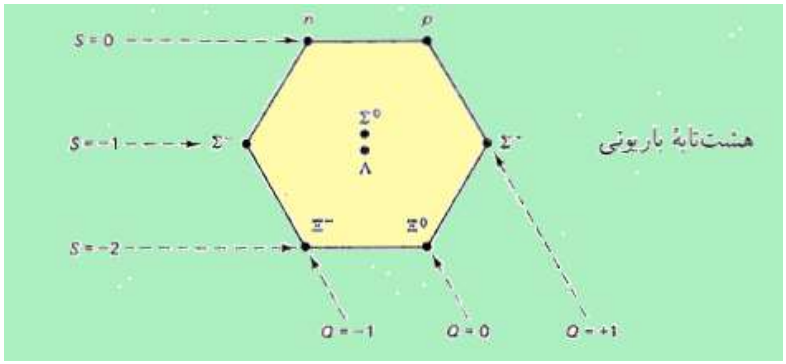
از طرف دیگر وقتی این ذرات واپاشند، شگفتی پایسته نیست:

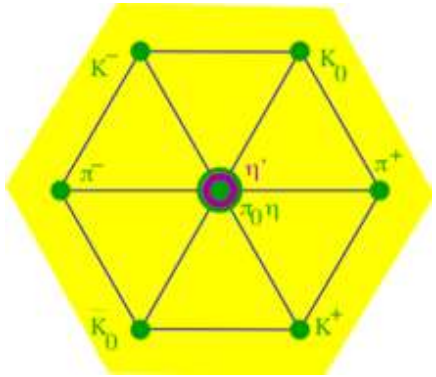
$$\Lambda \rightarrow p^+ + \pi^-$$
$$\Sigma^+ \rightarrow p^+ + \pi^0$$
$$\rightarrow n + \pi^+$$

زیرا این فرایندها ضعیف هستند که در آنها پایستگی شگفتی برقرار نیست.

مدل کوارک و راه هشت‌گانه

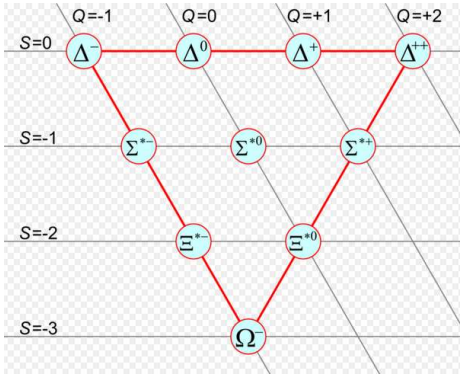
مدل کوارک یک طرح برای طبقه‌بندی هادرون‌ها بر پایه کوارک‌های ظرفیتشان است. کوارک‌های ظرفیت یک هادرون، آن دسته از کوارک‌ها و پادکوارک‌های هادرون هستند یا «راه که منشاء اعداد کوانتومی آن هستند. مدل کوارک زیربنای طبقه‌بندی «مزه (۳) هشت‌گانه» را تشکیل می‌دهد. مدل هشت‌گانه طرح طبقه‌بندی موفقی برای سازماندهی هادرون‌های سبک‌تر پرشماری است که کشفشان در دهه ۱۹۵۰ آغاز شد و تا دهه ۱۹۶۰ ادامه یافت. از اواخر دهه ۱۹۶۰ تأیید آن توسط آزمایشهای تجربی آغاز شد و تا امروز طرح معتبر و مؤثری برای طبقه‌بندی به شمار می‌رود.

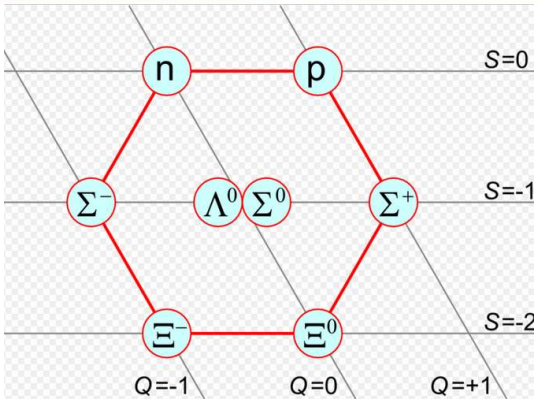




نه‌گانه شبه‌نرده‌ای مزون. اعضای هشت‌گانه با رنگ سبز نشان داده شده‌اند و یگانه با رنگ سرخابی. نام راه هشت‌گانه برآمده از این طبقه‌بندی است.

مدل کوارک و راه هشت‌گانه





هشتگانه (اُکتِت) اسپین سبک باریون‌های ۲/۱.

مدل کوارک توسط موری گل-مان و جرج زویگ به طور جداگانه در سال ۱۹۶۴ پیشنهاد شد (همچنین اینجا را ببینید). امروزه عصاره این مدل در مدل استاندارد جذب شده‌است که یکی از اجزای نظریه تثبیت‌شده میدان کوانتومی برهمکنش‌های قوی و الکتروضعیف ذرات است.

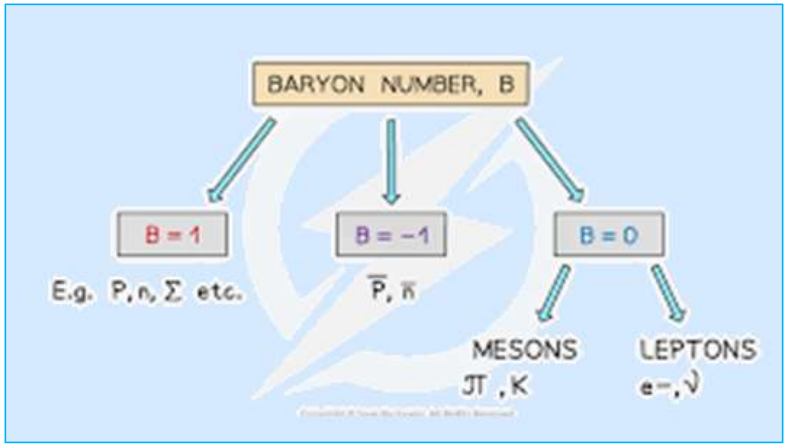
هادرون‌ها واقعاً ذرات بنیادی نیستند و می‌توان آنها را به عنوان حالت‌های مقید *کوارک‌ها و پادکوارک‌های ظرفیتشان* دانست که منشاء اعداد کوانتومی هادرون‌ها هستند. این اعداد کوانتومی برچسب‌های شناسایی هادرون‌ها هستند و دو نوع مختلف دارند. یک دسته آنها برگرفته از تقارن پوانکاره هستند.

عدد باریونی

عددی کوانتمی است که برای باریون‌ها برابر ۱ برای پادباریون‌ها برابر ۱- و برای بقیه عناصر صفر است و این مقدار باید در هر برهمکنش کوانتمی پایسته بماند.
عدد باریونی موجب می‌شود تا پروتون پایدار شود اما نظریه وحدت بزرگ پایستگی عدد باریونی در واپاشی‌ها الزامی نمی‌داند به همین دلیل پروتون نیز واپاشی می‌کند

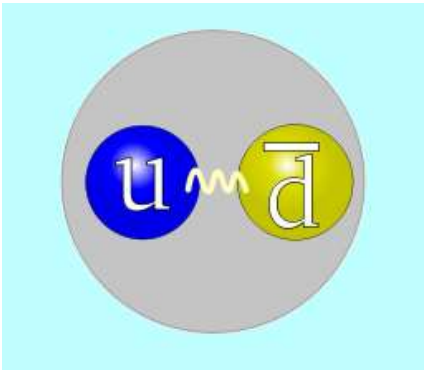
$$n \rightarrow p^{+} + e^{-} + \bar{\nu}_e$$

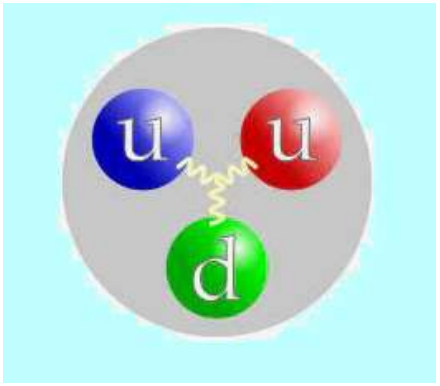
$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$$



مدل کوارک

تمام کوارک‌ها عدد باریونی ⅓ دارند. کوارک‌های بالا، افسون و سر بار الکتریکی ⅔+ دارند در حالیکه کوارک‌های پایین، شگفت و ته بار الکتریکی ⅓− دارند. پادکوارک‌ها اعداد کوانتومی با علامت مخالف دارند. کوارک‌ها ذرات اسپین-½ هستند و از این رو فرمیون به شمار می‌روند. هر کوارک و پارکوارکی به صورت انفرادی از فرمول گل-مان-نیشیجیما پیروی می‌کند پس هر مجموعه‌ای از آنها نیز چنین خواهد بود.





مزون‌ها از یک جفت کوارک-پادکوارک ظرفیت ساخته می‌شوند (به همین دلیل عدد باریونی آنها ۰ است)؛ در حالی‌که باریونها از سه کوارک ساخته‌شده‌اند (عدد باریونی آنها ۱ است)

مدل کوارکی

همین‌طور فهرست ترکیبهای کوارک‌ـپاد کوارک جدول مزونی را می‌دهد:

نه‌تایهٔ مزونی

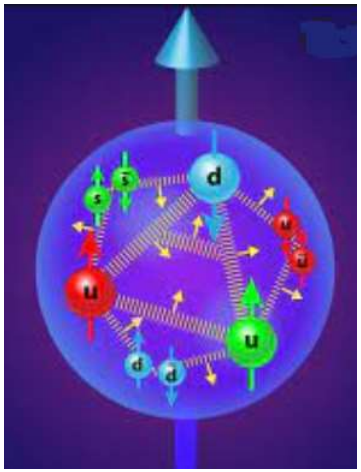
مزون	S	Q	$q\bar{q}$
π^0	۰	۰	$u\bar{u}$
π^+	۰	۱	$u\bar{d}$
π^-	۰	−۱	$d\bar{u}$
η	۰	۰	$d\bar{d}$
K^+	۱	۱	$u\bar{s}$
K^0	۱	۰	$d\bar{s}$
K^-	−۱	−۱	$s\bar{u}$
$\bar{K}^0$	−۱	۰	$s\bar{d}$
??	۰	۰	$s\bar{s}$

توجه کنید که در اینجا ۱۰ ترکیب از سه کوارک وجود دارد. برای مثال سه‌تا u با $Q = ۲/۳$ بارکل ۲+ و شگفتی صفر را به‌دست می‌دهند و این ذرهٔ Δ^{++} است. همین‌طور تا پایین جدول تمام اعضای ده‌تایه‌ای که به Ω^- متشکل از سه کوارک s ختم می‌شود را پیدا می‌کنیم.

ده‌تایهٔ باریونی

باریون	S	Q	qqq
Δ^{++}	۰	۲	uuu
Δ^+	۰	۱	uud
Δ^0	۰	۰	udd
Δ^-	۰	−۱	ddd
Σ^{*+}	−۱	۱	uus
Σ^{*0}	−۱	۰	uds
Σ^{*-}	−۱	−۱	dds
Ξ^{*0}	−۲	۰	uss
Ξ^{*-}	−۲	−۱	dss
Ω^-	−۳	−۱	sss

مشکلات مدل کوارکی



در هر حال، مدل کوارکی از نابسامانی عمیقی رنج می‌برد: به‌رغم جستجوی مستمر ۲۰ ساله هیچ‌کس تاکنون یک کوارک مجزا را ندیده است. اگر واقعاً پروتون از سه کوارک ساخته شده است، می‌توان تصور کرد که اگر چیزی را محکم به آن بکوبیم، کوارکها از آن بیرون می‌جهند.

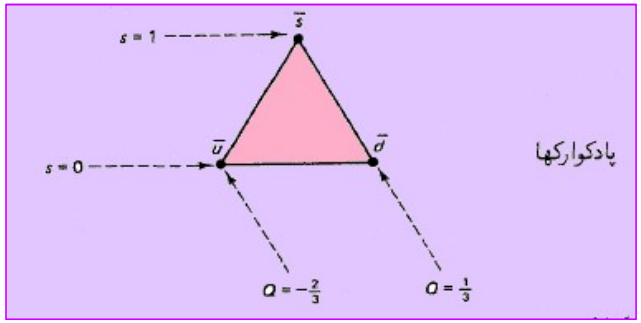
نتایج آزمایشها که به «پراکندگی ناکشسان عمیق» موسوم است به‌طور شگفت‌آوری یادآور نتایج آزمایشهای رادرفورد است اغلب ذرات فرودی مستقیماً عبور می‌کنند در صورتی که تعداد کمی از آنها به عقب برمی‌گردند. این بدان‌معنی است که بار پروتون در قطعات کوچکی متمرکز شده است درست شبیه نتایج آزمایش رادرفورد که نشان می‌داد بار مثبتِ اتم در هسته متمرکز شده است به هر حال، در مورد پروتون شواهد دال بر آن است که به‌جای یک قطعه، سه قطعه وجود دارد. بدیهی است که این امر تأیید محکمی از مدل کوارکی است، اما هنوز قطعی نیست.

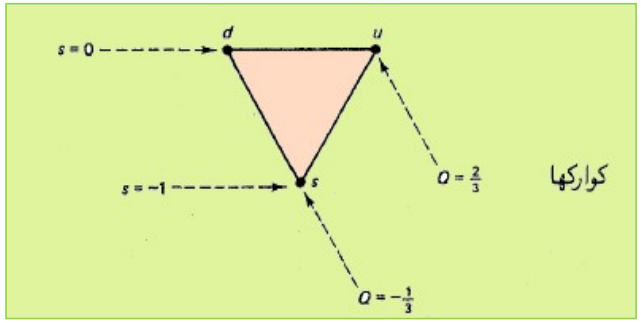
مشکلات مدل کوارکی

۱) هیچ کوارک آزادی دیده نشده بود
۲) مدل کوارکی اصل طرد پاولی را نقض می کرد.

حبس رنگ

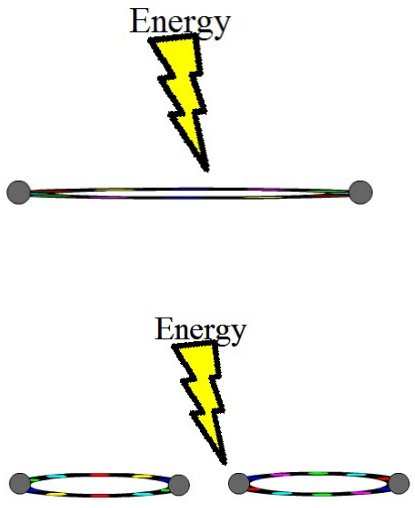
بار رنگ

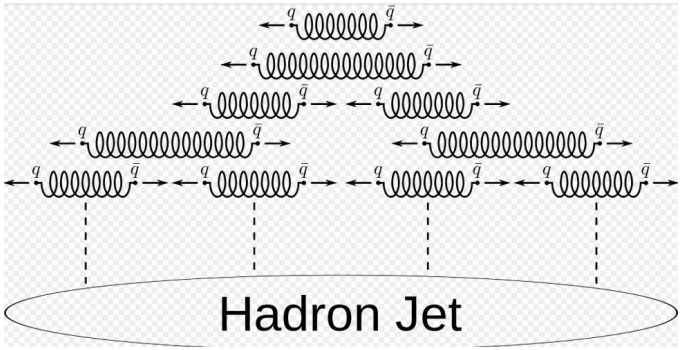




حبس رنگ

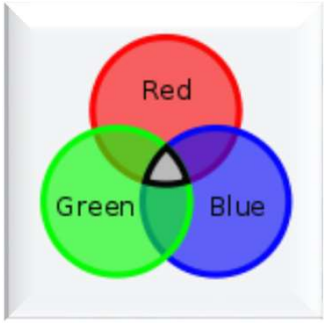
حبس رنگ یا **تحدید رنگ** اشاره به این پدیده دارد که ذرات دارای بار رنگ (مانند کوارک‌ها) نمی‌توانند به صورت جدا و مستقل وجود داشته باشند و به همین دلیل قابل مشاهده مستقیم نیستند. کوارک‌ها به طور پیش‌فرض به هم می‌پیوندند تا تشکیل هادرون بدهند. دو نوع مختلف هادرون عبارت‌اند از مزون (یک کوارک و یک پادکوارک) و باریون (سه کوارک).





تمام ذرات موجود در طبیعت بی‌رنگ‌اند

بار رنگ



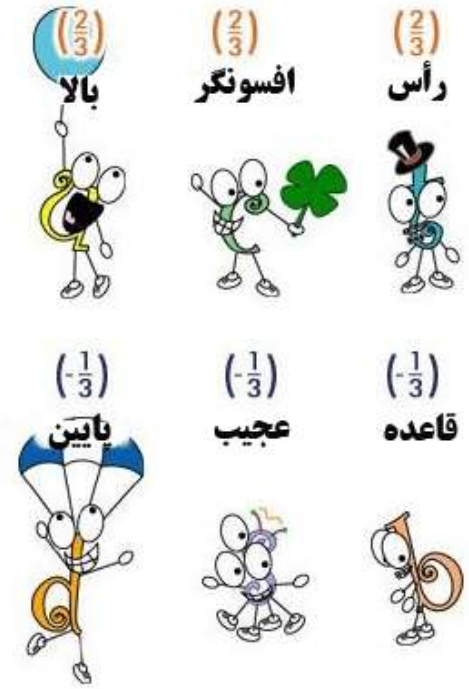
در فیزیک ذرات، **بار رنگ** یک خصوصیت کوارک‌ها و گلوئون‌هاست که مرتبط با نیروی هسته‌ای قوی در کرومودینامیک کوانتومی (QCD) است. بار رنگ مشابه بار الکتریکی است و از قانون پایستگی پیروی می‌کند ولی به علت پیچیدگی‌های ریاضی کرومودینامیک کوانتمی مباحث زیادی برای آن وجود دارد.

تمام رنگ‌ها می‌توانند با یکدیگر یا رنگ مکمل آنها ترکیب شوند. در صورتی که هر سه رنگ در یک ذره وجود داشته باشند آن ذره بی‌رنگ یا سفید نامیده می‌شود (مشابه آنکه اگر در یک ذره به یک اندازه بار مثبت و منفی وجود داشته باشد آن ذره خنثی تلقی می‌شود). ذرات برای خود پادذره دارند و بنابرین ذراتی که رنگ قرمز، سبز یا آبی دارند پادذره آنها رنگی (به ترتیب) پادقرمز، پادسبز یا پادآبی خواهد داشت.

اولین بار این نماد در ۱۹۶۴ توسط اسکار وی گرینبرگ پیشنهاد شد تا از نقض اصل طرد پائولی در خود هادرون‌ها جلوگیری کند.

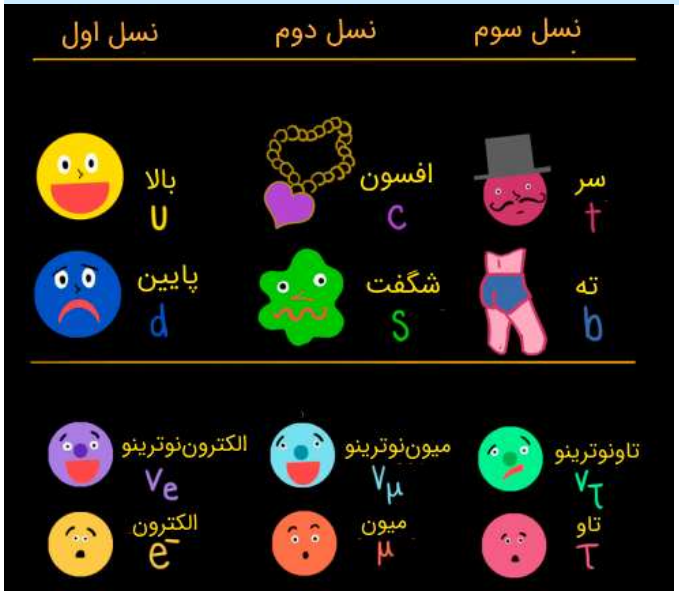
انقلاب نوامبر

در نوامبر ۱۹۷۴ دو تیم پژوهشی به صورت هم‌زمان مزون جدیدی به نام مزون سای را کشف کردند. به این رویداد انقلاب نوامبر گفته می‌شود. بحث‌های زیادی در مورد ماهیت این ذره درگرفت ولی سر انجام تنها مدل کوارکی بود که توصیف درستی از این ذرات ارائه داد. این در واقع بر پایه چهارمین کوارکی بود که مدل کوارکی پیشنهاد می‌داد. پس از این کشف مدل کوارکی وجود شش کوارک را پیش‌بینی کرد.



مدل استاندارد

در ۱۹۷۸ سرانجام یک توصیف همه‌جانبه از ذرات بنیادی به وجود آمد که با این توصیف مدل استاندارد ذرات بنیادی گفته‌می‌شود. مدل استاندارد هنوز هم در فیزیک ذرات کاربرد دارد.



ذرات بنیادی شامل دو گروه اصلی «کوارک» و «لپتون» هستند که هر یک به صورت شش ذره جفت تقسیم می‌شوند. سبکترین و پایدارترین حالت این ذرات را به عنوان نسل اول و حالت‌های سنگین‌تر و ناپایدار را به عنوان نسل دوم و سوم معرفی می‌کنیم. در شکل می‌توانید نسل‌های مختلف ذرات بنیادی را مشاهده کنید.

فرمیون‌های بنیادی

فرمیون‌های بنیادی به دو گروه اصلی کوارک و لپتون طبقه‌بندی می‌شوند.

کوارک

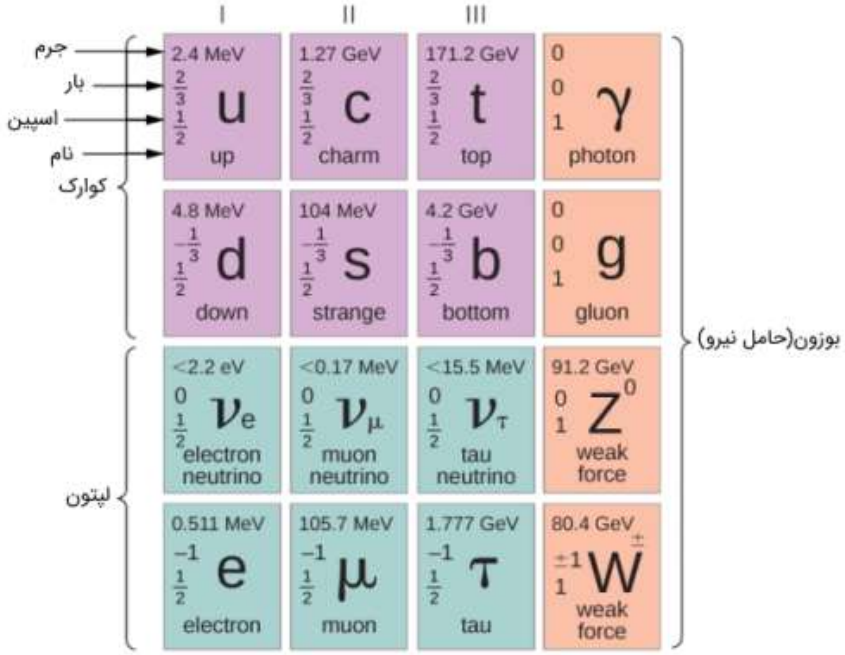
کوارک‌ها ذراتی هستند که هر چهار نیروی بنیادی بر آن‌ها اثر می‌گذارد.

۱. کوارک بالا و کوارک پایین
۲. کوارک شگفت و کوارک افسون
۳. کوارک سر و کوارک ته

لپتون

ذراتی که تنها نیروی هسته‌ای قوی بر آن‌ها اثر نگذارد، لپتون نامیده می‌شوند.

۱. الکترون و الکترون نوترینو
۲. میون و میون نوترینو
۳. تاو و تاو نوترینو



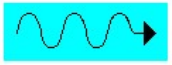
جرم، اسپین، بار و نام ذرات بنیادی نمایش داده شده است.

بوزون‌های بنیادی

بوزون‌های پیمانه‌ای:

حامل‌های نیروهای بنیادی طبیعت این دسته را تشکیل می‌دهند.

۱. فوتون
۲. بوزون‌های دبلیو و زد
۳. گلوئون
۴. گراویتون (ذره فرضی)

بوزون ها (حامل های نیرو)	
بدون جرم، بدون بار، حامل نیروی الکترومغناطیسی	فوتون 
جرم بالا، بار رنگی (آبی، سبز، قرمز)، حامل نیروی هسته ای قوی	گلوئون 
جرم بالا، حامل نیروی هسته ای ضعیف	بوزون های حامل 
بدون جرم، بدون بار، حامل نیروی گرانشی	گراویتون 

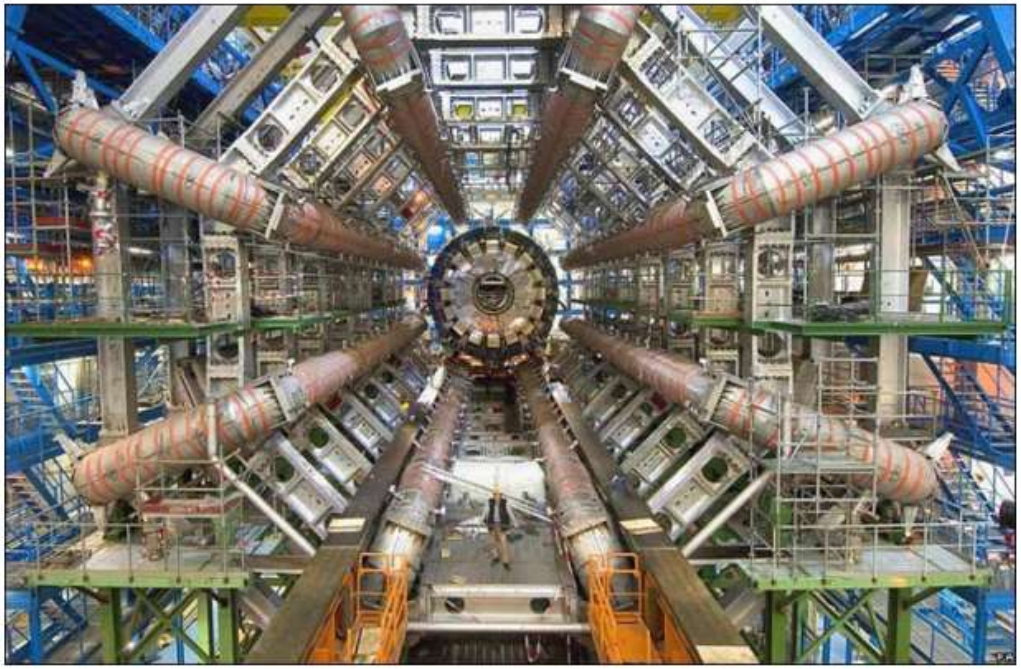
بدون جرم = با سرعت بالا حرکت کرده و برد بالایی دارند.

جرم زیاد = با سرعت کم تر از نور حرکت کرده و برد کوتاهی دارند.

بوزون نرده‌ای

هیگز بوزون

برای تکمیل فیزیک ذرات در مدل استاندارد ذره‌ای نهایی وجود دارد که آن را هیگز می‌نامند. ذره هیگز پیش از ۵۰ سال پیش توسط «پیتر هیگز» (پیش‌بینی شده بود و کشف آن در «سرن» (در سال ۲۰۱۲ منجر به دریافت جایزه نوبل برای هیگز و «فرانسوا انگلرت» (شد. هیگز بوزون ذره‌ای عجیب است که از لحاظ جرم دومین ذره سنگین در میان ذرات بنیادی در مدل استاندارد بوده و غالباً گفته می‌شود که منشاء جرم است. این بیان از هیگز بوزون درست ولی گمراه‌کننده است. ذره هیگز موجب می‌شود کوارک‌ها جرم داشته باشند و همچنین کوارک‌ها، پروتون‌ها و نوترون‌ها را به وجود می‌آورند. اما تنها ۲٪ از جرم پروتون‌ها و نوترون‌ها توسط کوارک‌ها تأمین می‌شود و مابقی از انرژی موجود در گلئون‌ها است.



نمایی از شتابگر LHC در سرن که موجب کشف ذره هیگز بوزون شد.

مدل استاندارد

میدان هیگز با اکثر ذرات بنیادی که در فضا سیر می‌کنند، برهمکنش می‌کند و با ایجاد یک نیروی مقاوم که حرکت آنها را کند می‌کند باعث جرمدار شدن آنها می‌شود.

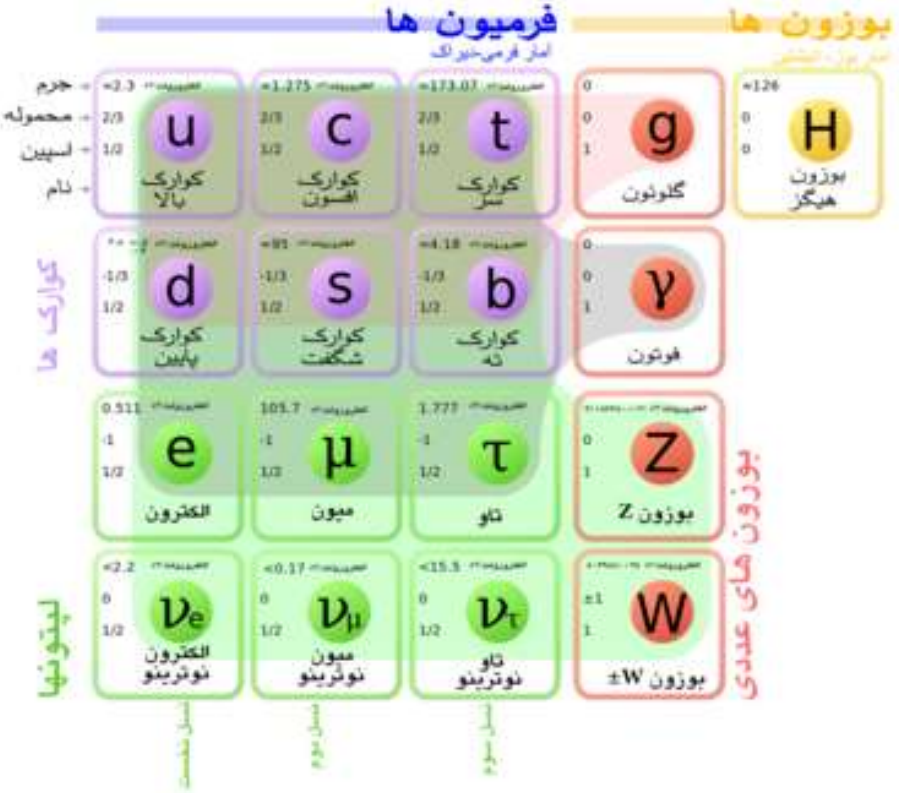
تمام ذرات در مدل استاندارد شامل ۶ ذره برای حمل نیرو، ۲۴ ذره برای مواد و عناصر و یک ذره هیگز است که مجموعاً شامل ۳۱ ذره می‌شود. علیرغم آنچه در مورد این ذرات می‌دانیم، خواص آن‌ها به اندازه کافی دقیق اندازه‌گیری نشده است تا برای ما این امکان را فراهم آورد که به طور قطع بیان کنیم که «این ذرات تمام چیزی است که ما برای توضیح و ساخت جهان اطراف خود نیاز داریم». در بخش بعد مدل استاندارد و سوالات پیش‌روی مدل استاندارد را که این مدل قادر به توضیح آن نیست بیان می‌کنیم.

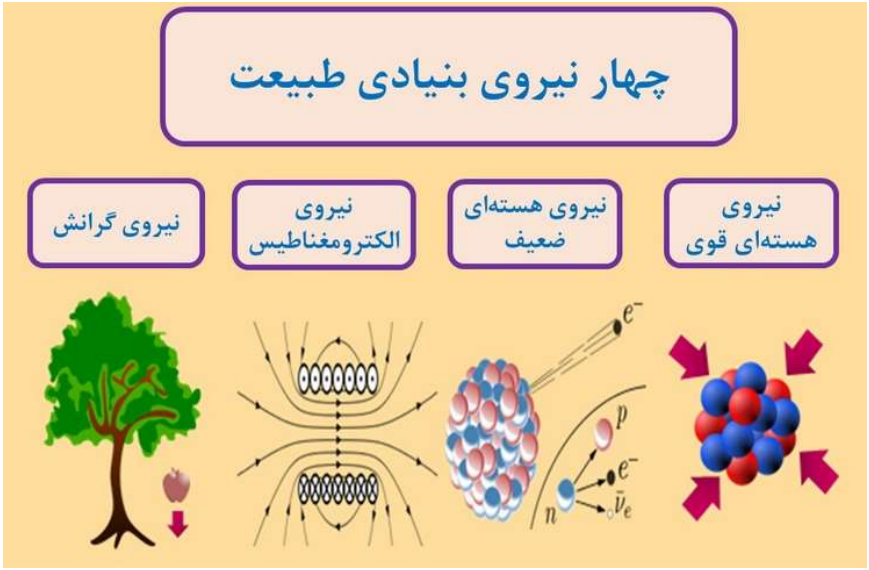
مدل استاندارد با وجود موفقیت‌های زیاد، قادر به توضیح کلیه پارامترها نیست و باید برخی از پارامترها به صورت اختیاری در نظریه وارد شود. برای رفع این موضوع نظریه‌هایی فراتر از مدل استاندارد ارائه گشته است.

فصل دوم :دینامیک ذرات بنیادی



فصل دوم :دینامیک ذرات بنیادی





فصل دوم :دینامیک ذرات بنیادی



اندرکنش	تئوری فعلی	ذرات حامل	قدرت نسبی	رفتار در بُرد بلند	محدوده(m)
قوی	کرومودینامیک کوانتومی(QCD)	گلوئن	10^{38}	1	10^{-15}
الکترومغناطیس	الکترودینامیک کوانتومی(QED)	فوتون	10^{36}	$\frac{1}{r^2}$	∞
ضعیف	تئوری الکتریکی-ضعیف (کهربایی-ضعیف)	بوزون‌های W و Z	10^{25}	$\frac{d}{dr}\left(\frac{\exp(-m_{W,Z}r)}{r}\right)$	10^{-18}
گرانش	نسبیت عام (GR)	گراویتون (به صورت فرضی)	۱	$\frac{1}{r^2}$	∞

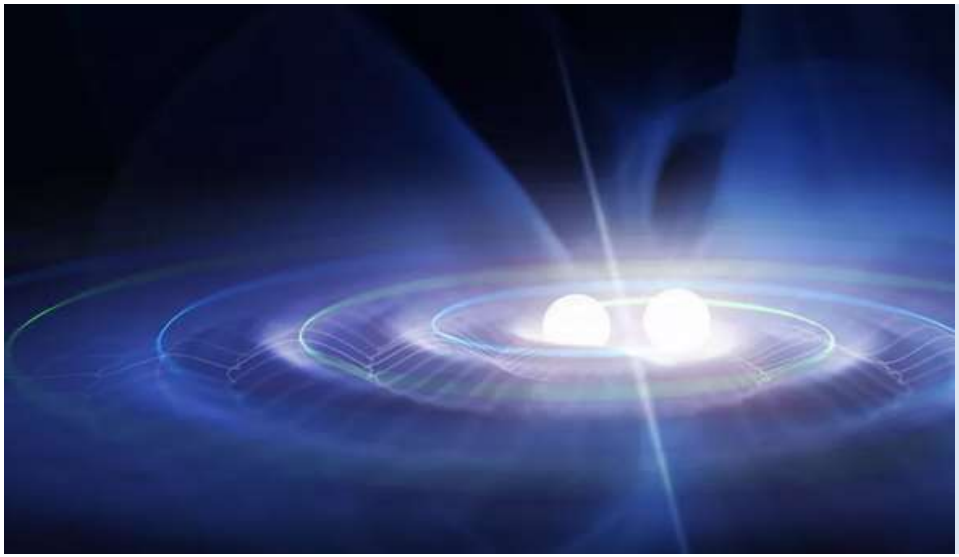
فصل دوم :گرانش



از میان این نیروها، گرانش از همه ضعیف‌تر است از این رو در فرایندهای ریز–مقیاس که معاصر نیروهای دیگر حضور فعال دارند، اثر گرانش کاملاً قابل چشم‌پوشی‌است. در فیزیک نظریه نسبیت عام برای توضیح این پدیده بکار می‌رود، اما توضیح کمتر دقیق ولی ساده‌تر آن در قانون جهانی گرانش نیوتن یافت می‌شود. در اکثر فعالیت‌های روزمره، از جمله فرستادن موشک به فضا قانون گرانش عمومی نیوتن کاملاً کارآمد است. جرم ذره‌ای جرم ذره‌ای دیگر را درراستای تقاطع آن‌ها با نیرویی جذب می‌کند این نیرو با حاصلضرب جرم‌ها متناسب است و با مربع فاصله آن‌ها رابطه عکس دارد. این قانون از قوانین بنیادی فیزیک است.

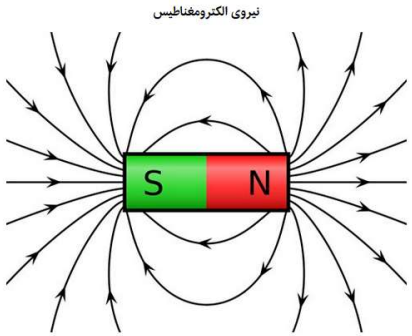
آلبرت اینشتین گرانش را به عنوان یک عامل هندسی و نه یک نیرو بررسی می‌کند. در این نظریه فضا–زمان توسط هندسه ریمانی بررسی می‌شود. انحنای فضازمان مستقیماً با انرژی و تکانه کل ماده و تابش موجود متناسب است. این رابطه توسط سیستمی از معادلات دیفرانسیل با مشتقات پاره‌ای به نام معادلات میدان اینشتین نمایش داده می‌شوند. نظریه‌های اینشتین به این معنا است که زمان و فضا در واقع توسط اجرام عظیم مانند سیارات و خورشید خم شده است.

فصل دوم :گرانش



گرچه نیروی گرانش ابتدا توسط قوانین نیوتن و سپس نسبیت عام انیشتین به خوبی توصیف شد، با این وجود ما هنوز نمی‌دانیم چگونه خواص بنیادین جهان با هم ترکیب می‌شوند و این پدیده را ایجاد می‌کنند. قوانین نیوتن و انیشتین به ما می‌گویند که گرانش چگونه عمل می‌کند اما از منشأ پیدایش آن چیزی بیان نظریه همه‌چیز، که در پی ترکیب دو نمی‌کنند در تلاش برای دست یابی به نظریه ناسازگار نسبیت عَام اینشتین و مکانیک کوانتومی یا نظریه میدان‌های کوانتومی با یکَ نظریه کلی تر مکانیک کوانتومی، پژوهشهای زیادی در جریان است. فرض بر این است که نَیروی گرانشی، توسط گرانش یک ذره بدون جرم، اعمال می‌شود و آن گرانش احتمالاً ازنیروی گراویتون به نَام با اسپین۲ الکتروهسته‌ای و در طول نظریه وحدت بزرگ از آن جدا شده‌است.

فصل دوم :الکترومغناطیس



نیروی الکترومغناطیسی نیرویی است که بین ذرات باردار الکتریکی اثر می‌کند. این پدیده شامل دو قسمت است:

نیروی الکتریسیته ساکن که در بین ذرات باردار ساکن وجود دارد.

نیرویی که حاصل اثر مرکب نیروهای الکتریسیته و مغناطیس بین ذرات باردار متحرک نسبت به یکدیگر است.

نیروی الکترومغناطیسی مانند گرانش محدوده اثر بینهایت دارد ولی بسیار وسیع‌تر؛ بنابراین در بسیاری از پدیده‌هایی که روزانه تجربه می‌کنیم می‌توان آن را یافت، مانند نفوذناپذیری مواد جامد، اصطکاک، رنگین کمان آذرخش و نیز تمام ساخته‌های بشر که در آن‌ها از جریان الکتریکی استفاده می‌شود مانند تلویزیون، لیزر و رایانه. الکترومغناطیس به صورت بنیادی بسیاری از ویژگی‌های شیمیایی عناصر و هم چنین پیوندهای شیمیایی را در سطح کلان (ماکروسکوپیک) و سطح اتمی (میکروسکوپیک) تعیین می‌کند.

فصل دوم : الکترودینامیک کوانتومی QED

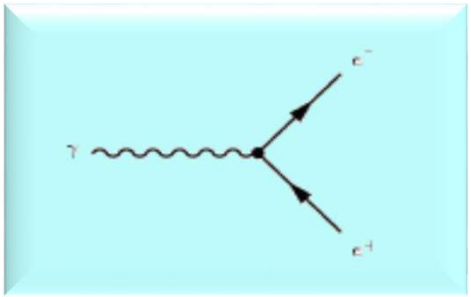


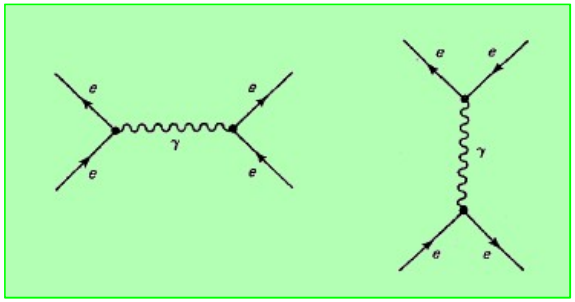
ساده‌ترین نظریه میدان کوانتومی است که در طبیعت یافت می‌شود و برای توضیح نیروی الکترومغناطیس به کار می‌رود. این نظریه یک نظریه پیمانه‌ای آبلی و گروه پیمانه آن اصطلاحاً یو ۱ است.

بر اساس این تئوری به نظر می‌رسد که برهم کنش دو میدان الکترومغناطیسی شامل تبادل فوتون است.

در سال ۱۹۶۵ سه فیزیکدان ریچارد فاینمن، سین‌ایترو تومونوجا و جولیان شوینگر به خاطر خلق نظریه الکترودینامیک کوانتومی موفق به کسب جایزه نوبل فیزیک شدند.

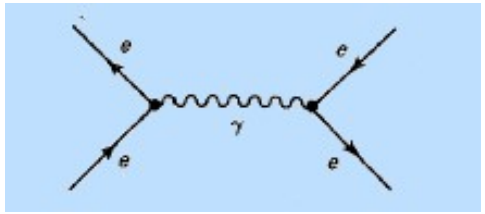


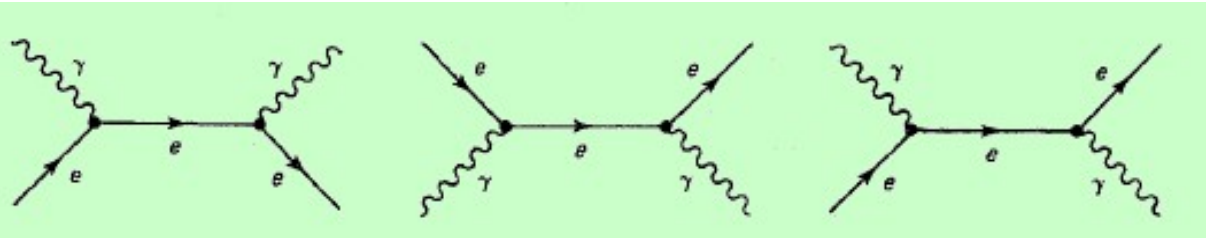




فصل دوم : الکترودینامیک کوانتومی QED

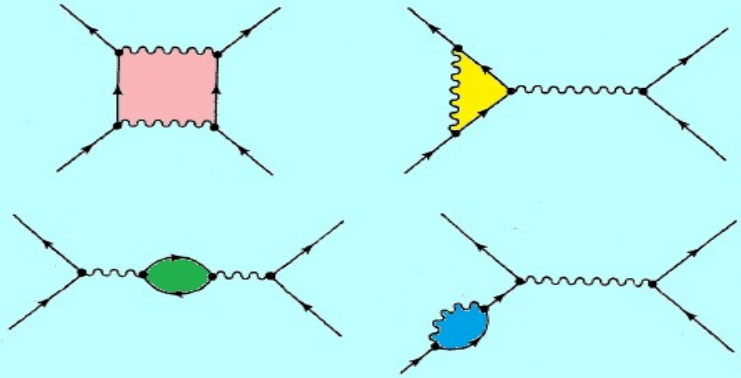
می‌توان نمودارهای متنوع زیر را با استفاده از دو رأس ساخت که به‌ترتیب، نابودی زوج، $e^- + e^+ \to \gamma + \gamma$، تولید زوج $\gamma + \gamma \to e^- + e^+$ و پراکندگی کامپتون $e^- + \gamma \to e^- + \gamma$ را توصیف می‌کنند.





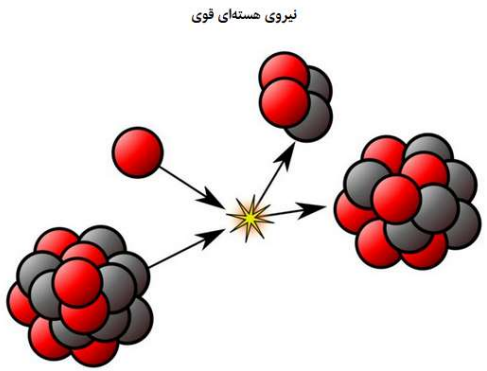
برهمکنش دو ذره باردار در یک سری فرآیندها موجب افزایش پیچیدگی در سیستم می‌شود. در ساده ترین حالت، فقط یک فوتون مجازی درگیر است در یک فرآیند مرتبه دوم، دو فوتون وجود دارد و این روند ادامه خواهد داشت. این فرآیندها با تمام روش‌های ممکن ذرات متقابل با تبادل فوتون‌های مجازی مطابقت دارند و هر یک از آن‌ها را می‌توان با استفاده از نمودارهای به اصطلاح فاینمن به صورت گرافیکی نشان داد.

فصل دوم : الکترودینامیک کوانتومی QED



در فیزیک ذرات، الکترودینامیک کوانتومی نظریه نسبیتی میدان کوانتومی الکترودینامیک است. در اصل نحوه تعامل نور و ماده را توصیف می‌کند و اولین نظریه‌ای است که در آن توافق کامل بین مکانیک کوانتومی و نسبیت خاص حاصل می‌شود. الکترودینامیک کوانتومی به صورت ریاضی تمام پدیده‌های مربوط به ذرات باردار الکتریکی را که با تبادل فوتون‌ها برهمکنش می‌کنند، توصیف می‌کند و معادل کوانتومی الکترومغناطیس کلاسیک را ارائه می‌دهد که شرح کاملی از فعل و انفعال ماده و نور ارائه می‌کند.

فصل دوم :نیروی هسته‌ای قوی QCD

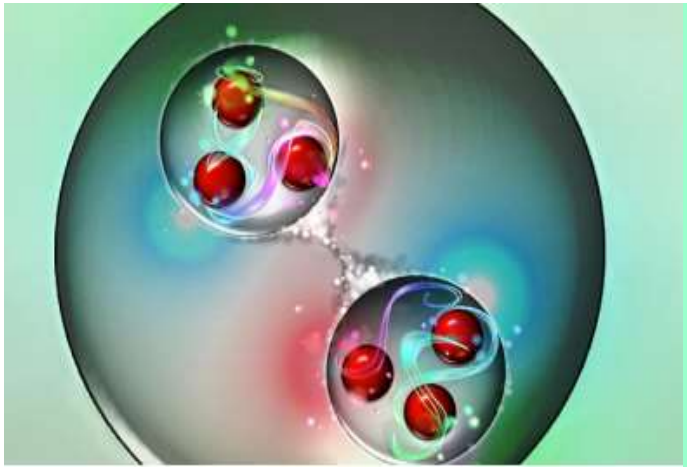


نقش آن کنارهم قرار دادن، کوارک‌ها و ذرات تشکیل‌شده از آن‌ها (مانند نوترون‌ها و پروتون‌ها) در هسته اتم‌ها است. به این معنی که *نیروی هسته‌ای* نیز نام‌گذاری می‌شود. این نیرو به همین خاطر، از نیروی الکترومغناطیسی بسیار قوی‌تر است و می‌تواند هسته اتم‌ها را، با وجود نیروی دافعه بین پروتون‌های آن (با بار الکتریکی مثبت) پایدار نگه دارد.

الکترودینامیک کوانتومی به عنوان مدل و الگو برای همه نظریه‌های حوزه کوانتومی بعدی عمل کرده است. یکی از نظریه‌هایی که بعد از الکترودینامیک کوانتومی به وجود آمد، کرومودینامیک کوانتومی است که در اوایل دهه 1960 آغاز شد و با کارها و تلاش‌های «دیوید گروس» (David Gross)، «فرانک ویلسزک» (Frank Wilczek)، «دیوید پلیتزر» (David Politzer) و «سیدنی کلمن» (Sidney Coleman) به شکل امروزی خود رسید. با تکیه بر کارهای پیشرونده افرادی مانند شوینگر، جرالد گورالنیک، دیک هاگن و تام کیبل افرادی مانند پیتر هیگز، جفری گلدستون، شلدون لی گلاشو، استیون واینبرگ و عبدوسلام به طور مستقل نشان دادند که چگونه نیروی هسته‌ای ضعیف و الکترودینامیک کوانتومی را می‌توان در یک نیروی الکتروضعیف ادغام کرد.

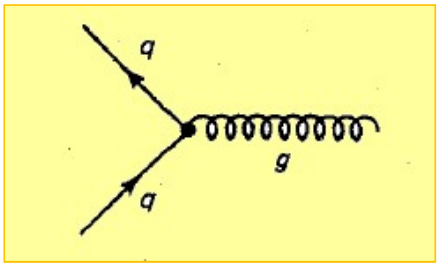
فصل دوم :نیروی هسته‌ای قوی QCD

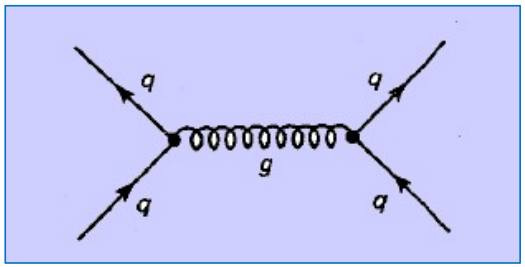
نظریه‌ای‌است که نیروی بین‌هسته‌ای قوی را توضیح می‌دهد.



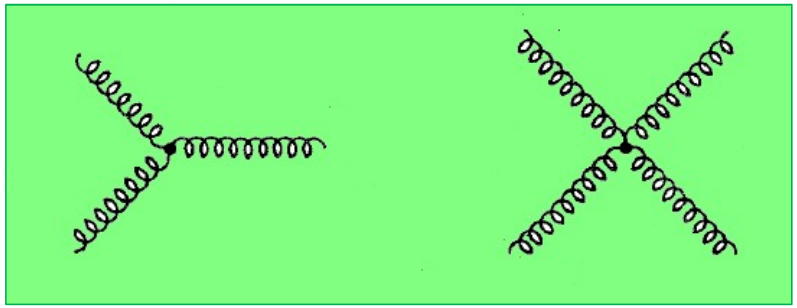
گل–من پیشنهاد داد که باید یک عدد کوانتومی نامشخص دیگر وجود داشته باشد تا دو کوارک بالا یا دو کوارک پایین را از یکدیگر متمایز سازد. او این خاصیت را «رنگ» نامید و اصطلاح «کرومودینامیک» هم از همین‌جا ناشی می‌شود.
کرومودینامیک کوانتومی منجر به دو خاصیت مهم می‌شود: اولی، «آزادی مجانبی» است که اثر عجیبی را توصیف می‌کند که در آن، نیروی قوی با افزایش فاصله، قوی‌تر می‌شود، به جای آن‌که ضعیف‌تر شود و دومی، «حبس» است که اجازه نمی‌دهد ذرات دارای خاصیت رنگ، به صورت مجزا وجود داشته باشند.

فصل دوم :نیروی هسته‌ای قوی QCD

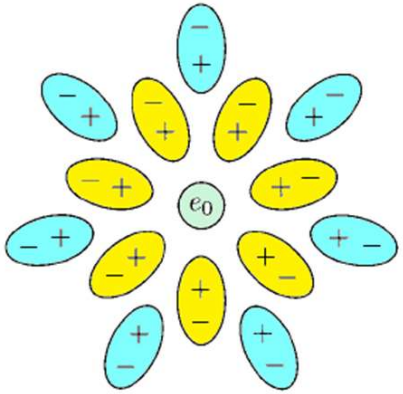


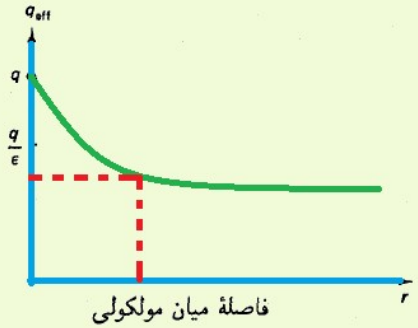


هر کوارک علاوه برداشتن بار الکتریکی خاصیت ویژه دیگری نیز دارد که مانند بار الکتریکی کمیتی کوانتنیزه است و تنها می تواند مقادیر ویژه ای داشته باشد. به این خاصیت بار رنگی گفته می شود. کوارک ها می توانند بار رنگی قرمز، آبی و سبز داشته باشند. برای هر کوارک یک پادکوارک نیز وجود دارد مانند پوزیترون که پاد ذره الکترون است. پادکوارک ها دارای بار رنگی پاد قرمز، پاد آبی یا پاد سبز هستند. جمع کوارک هایی که در طبیعت می توانند وجود داشته باشند باید دارای بار رنگی خنثی باشند همانطور که تشکیل مولکول های خنثی (از نظر الکتریکی) به خاطر جاذبه الکتریکی بین اجزای مثبت و منفی آن است. نیروی بین پروتون ها و نوترون ها در هسته اتم ها به خاطر نیروی بین بار های رنگی کوارک های تشکیل دهنده آنها به وجود می آید.نیروی بین کوارک ها توسط ذرات حاملی به اسم گلوئون ها حمل می شود. این ذرات مانند فوتون بدون جرم هستند ولی برخلاف فوتون ها دارای بار رنگی هستند. همین خصوصیت باعث پیچیدگی توضیح این نیرو و تفاوت آن با نیروی الکترو مغناطیس است.



فصل دوم :نیروی هسته‌ای قوی QCD



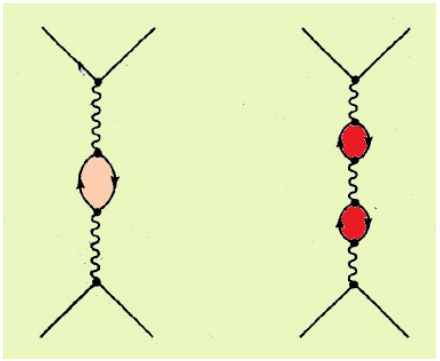


بار مؤثر برحسب فاصله.

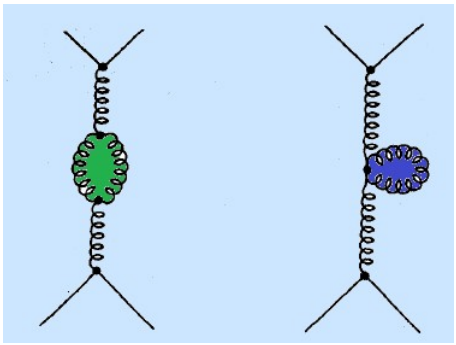
اختلاف دیگر کرومودینامیک و الکترودینامیک در اندازهٔ ثابت جفت‌شدگی است. به‌خاطر داشته باشید که هر رأس در QED ضریب $\alpha = ۱/۱۳۷$ را وارد می‌کند. کوچکی این عدد به این معنی است که فقط باید نمودارهای فاینمن، با تعداد رئوس کم را در نظر بگیریم. به لحاظ تجربی ثابت جفت‌شدگی مربوط به نیروی قوی، α_s، از نیروی بین دو پروتون محاسبه می‌شود، بزرگتر از ۱ است. بزرگی این عدد مدتهاست که فیزیکدانان ذرات را آزار می‌دهد. زیرا به‌جای آنکه سهم نمودارهای پیچیده‌تر کمتر و کمتر شود، بیشتر و بیشتر می‌شود، و نمودارهای فاینمن که در QED بسیار مفید بودند، ظاهراً بی‌ارزش می‌شوند.

در فاصله‌های نسبتاً بزرگ مشخصهٔ فیزیک هسته‌ای، این عدد بزرگ است، در فاصله‌های کوتاه (کمتر از اندازهٔ پروتون) کاملاً کوچک می‌شود. این پدیده که از آن به‌عنوان آزادی مجانبی یاد می‌کنیم، به این معنی است که داخل پروتون یا پیون، کوارکها، بدون برهم‌کنش زیاد این طرف و آن طرف می‌روند.

فصل دوم :نیروی هسته‌ای قوی QCD



الکترون مجازی در هر «حباب» به طرف q جذب و پوزیترون مجازی از آن دفع می‌شود، و قطبیدگی خلأ حاصل تا اندازه‌ای بار را استتار می‌کند و میدانش را کاهش می‌دهد. اما وقتی به بار q بسیار نزدیک شویم استتار از بین می‌رود. آنچه در اینجا نقش «فضای میان‌مولکولی» را بازی می‌کند، طول‌موج کامپتون الکترون $\lambda_c = h/mc = ۲٫۴۳ \times ۱۰^{-۱۰}$ است. برای فاصله‌های کوچکتر از این مقدار، درست مانند آنچه در شکل ۲ـ۲ آمده است، بار مؤثر افزایش می‌یابد.



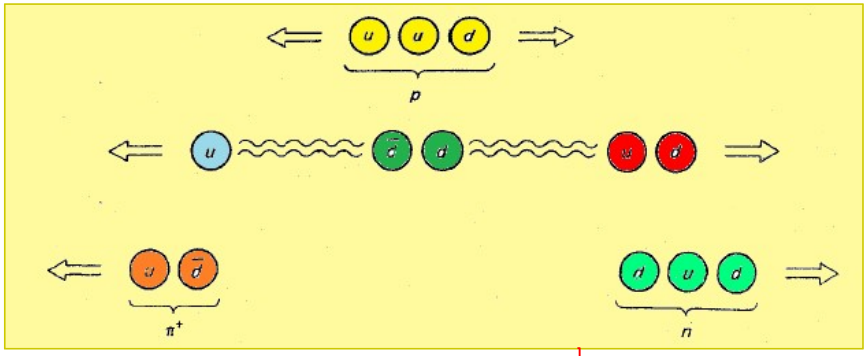
در QCD، مانند الکترودینامیک، همین اتفاق رخ می‌دهد. اما در عوامل مهم دیگری نیز اضافه می‌شود. در QCD نه‌تنها رأس کوارک‌ـکوارک‌ـگلوئون را داریم، (که به‌خودی خود، به افزایش شدت جفت‌شدگی قوی در فاصله‌های کوتاه می‌انجامد)، بلکه رأس گلوئون‌ـگلوئون مستقیمی نیز وجود دارد. بنابراین علاوه بر نمودارهای مشابه قطبیدگی خلأ در QED، باید حلقه‌های گلوئونی به شکل زیر را نیز داشته باشیم:

فصل دوم :نیروی هسته‌ای قوی QCD

رقابتی بین نمودارهای قطبش کوارک (که α_s را «کاهش» می‌دهند)
رخ می‌دهد. چون در نظریهٔ فیزیکی، مورد اول به تعداد کوارکها (و درنتیجه، به تعداد طعمها، f) و دومی به تعداد گلوئونها (درنتیجه به تعداد رنگها، n) بستگی دارد. پیروزی در این رقابت به تعداد نسبی طعم و رنگ بستگی دارد. پارامتر بحرانی به شکل زیر است

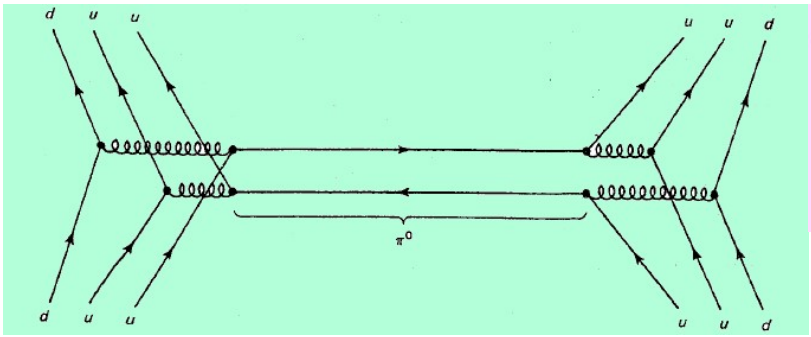
$$a \equiv ۲f - ۱۱n$$

اگر این عدد مثبت باشد، اثر جفت‌شدگی مانند QED،در فاصله‌های کوتاه افزایش می‌یابد و اگر منفی باشد جفت‌شدگی کم می‌شود. در مدل استاندارد، $f = ۶$ و $n = ۳$ است. پس $a = -۲۱$، و جفت‌شدگی QCD در فاصله‌های کوتاه کاهش می‌یابد. به‌طور کیفی، این منشأ آزادی مجانبی است.



وقتی یک کوارک u را از پروتون بیرون می‌کشیم،
یک‌جفت کوارک خلق می‌شود و به‌جای کوارک آزاد یک پیون و نوترون برجای می‌ماند.

فصل دوم :نیروی هسته‌ای قوی QCD



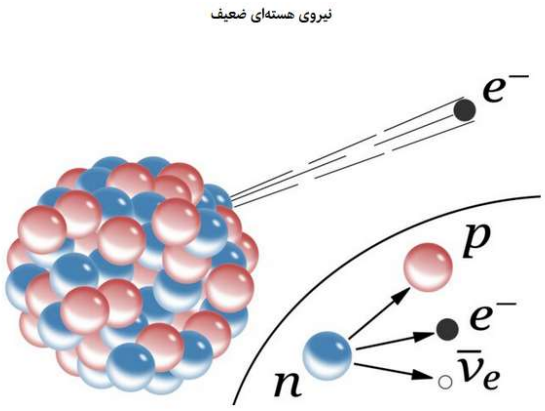
در آزمایشگاه مشاهده می‌کنیم، تجلی پیچیده و غیر مستقیمی از کرومودینامیک هستند. این مانند آن است که تنها از راه نیروی واندروالس بین دو مولکول خنثی به الکترودینامیک دست یابیم. برای مثال، نیروی (قوی) دو پروتون شامل نمودار زیر (و نمودارهای پیچیدهٔ دیگر) است:

فصل دوم :نیروی هسته‌ای ضعیف

مسئول واپاشی هسته‌ای و قبل از همه واپاشی بتا است که در آن یک نوترون به یک پروتون و یک الکترون و یک پادنوترینو تبدیل می‌شود.

نیروی هسته‌ای ضعیف که بین کوارک‌ها و لپتون‌ها اتفاق می‌افتد، باعث تبدیل و تبادل انرژی و تکانه بین آن‌ها می‌شود.

همانند، سایر نیروهای پایه در فیزیک، نیروی هسته‌ای ضعیف نیز توسط تبادل بوزون‌ها صورت می‌گیرد، که در اینجا ذره تبادل شده، دبلیو بوزون یا یکی از زد بوزون می‌باشد.

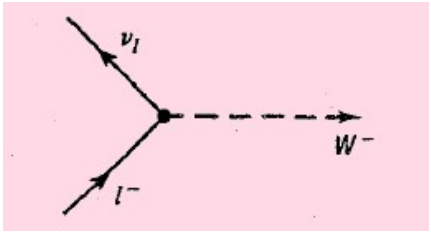


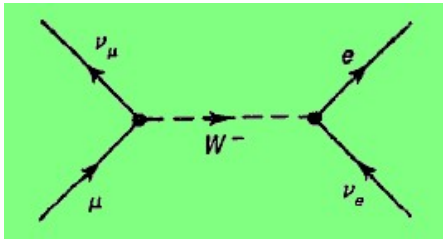
در نظریه میدان‌های کوانتومی، مدل استانداردی که بتواند نیروی هسته‌ای ضعیف و نیروی الکترومغناطیسی را باهم توجیه کند، برای اولین بار توسط شلدون گلاسشو، محمد عبدالسلام و استیفن واینبرگ در سال ۱۹۶۸ ارائه شد و از این سه فیزیکدان، سال ۱۹۷۹ با اعطای جایزه نوبل فیزیک قدردانی شد.

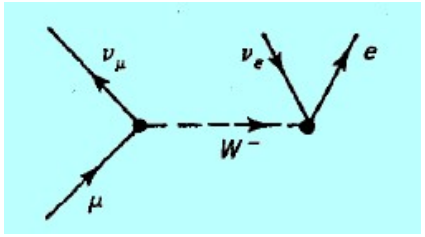
فصل دوم :نیروی هسته‌ای ضعیف: لپتون ها

برهم‌کنش ضعیف

در مدل استاندارد، لپتون باردار چپ‌دست و نوترینو راست‌دست است و یک دوگان (ν_{eL}, e^-_L) تشکیل می‌دهند و بیان اسپینوری در گروه واحد ویژه ایزواسپین ضعیف تقارن پیمانه‌ای به $(T = {}^1/_2)$ تغییر می‌کند. این بدین معنی است که این ذرات وضعیت ویژه از نتیجه ایزواسپین T_3 با ویژه مقادیر $1/2$ و $-1/2$ خواهند داشت. لپتون راست‌دست باردار به یک اسکالر ضعیف ایزواسپینی $(T = 0)$ تبدیل می‌شود و در برهم‌کنش ضعیف شرکت نمی‌کند. نوترینوی راست‌دست وجود ندارد.



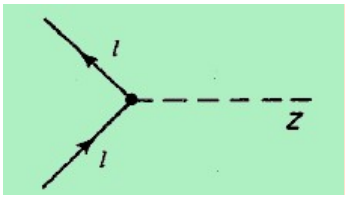




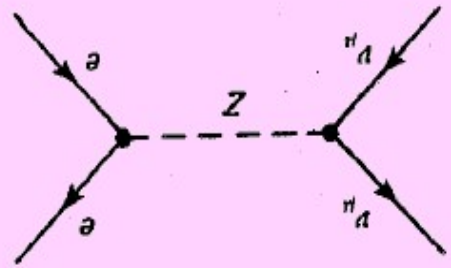
$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$$

فصل دوم :نیروی هسته‌ای ضعیف؛ لپتون ها

برهم‌کنش خنثی



در اینجا l می‌تواند هر لپتونی (حتی نوترینو) باشد. در این فرایند مانند پراکندگی نوترینو-الکترون $Z(\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-)$ رد و بدل می‌شود:



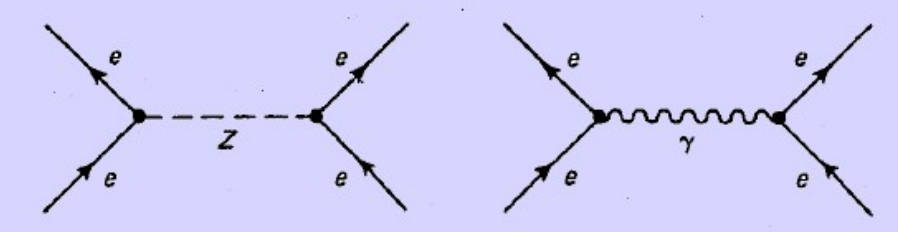
گرچه از ابتدا فرایندهای ضعیف باردار شناخته شده بودند (خود واپاشی بتازا یک فرایند باردار است)، ولی تا سال ۱۹۵۸، امکان نظری وجود فرایندهای ضعیف خنثی مشخص نشده بود. در مدل گلاشو-واینبرگ-سلام (GWS) فرایندهای ضعیف خنثی یک جزء ضروری هستند، و وجود آنها در سال ۱۹۷۳ در سرن به‌طور تجربی تأیید شد

فصل دوم :نیروی هسته‌ای ضعیف؛ لپتون ها

به دو دلیل کشف فرایندهای ضعیف خنثی به‌طول انجامید:

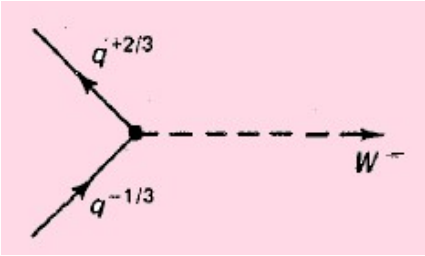
(۱) هیچ‌کس در پی آنها نبود

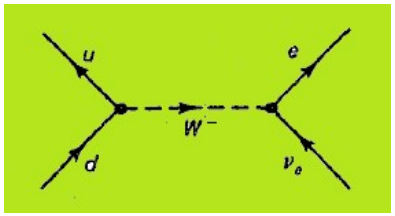
(۲) این فرایندها اثرات قوی‌تر الکترومغناطیسی می‌پوشاندند.

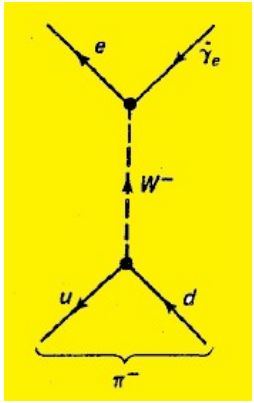


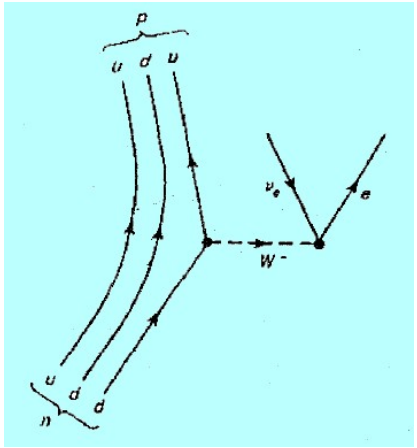
فصل دوم :نیروی هسته‌ای ضعیف: کوارک ها

کوارک‌ها همچنین حامل بار الکتریکی و ایزواسپین ضعیف هستند. به همین دلیل با سایر فرمیون‌ها هم از طریق الکترومغناطیس و هم نیروی هسته‌ای ضعیف، برهم‌کنش دارند.

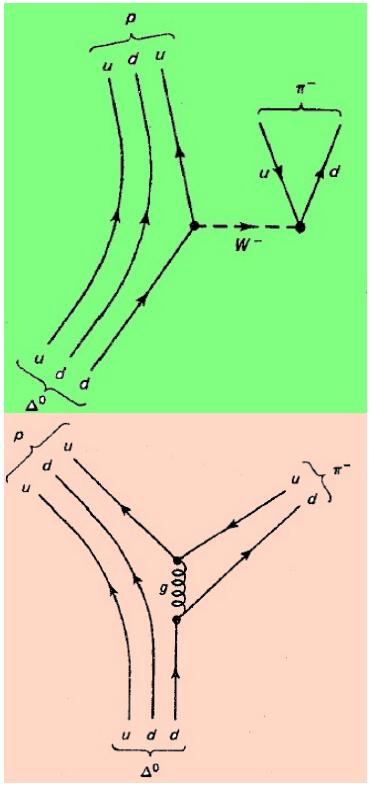








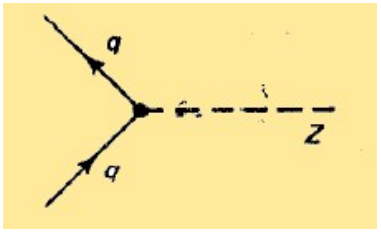
فصل دوم :نیروی هسته‌ای ضعیف: کوارک ها



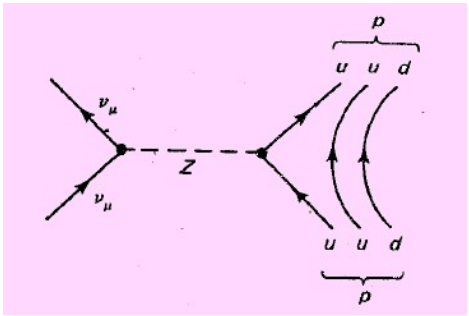
اگر در نمودار قبل به‌جای رأس الکترون-نوترینو، رأس کوارک-کوارک را قرار دهیم، برهم‌کنش ضعیف کاملاً هادرونی، $\Delta^{\circ} \to p^{+} + \pi^{-}$ به‌دست می‌آید:

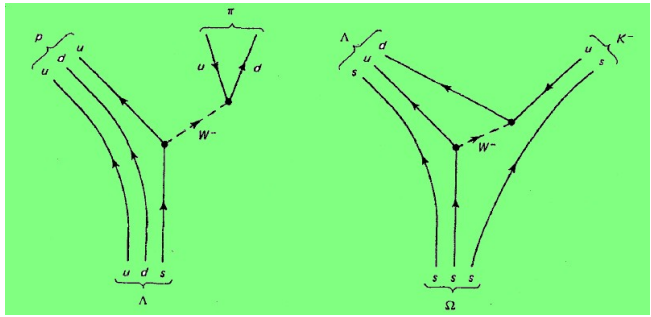
در واقع، این واپاشی بخصوص می‌تواند ناشی از برهم‌کنش قوی نیز باشد:

فصل دوم :نیروی هسته‌ای ضعیف، کوارک ها



در رأس بنیادی فرایند خنثی برای لپتونها $(l \to l + Z)$، نوع لپتون تغییر نمی‌کند، پس طبیعی است که فرض کنیم که همین موضوع برای کوارکها نیز صادق است:

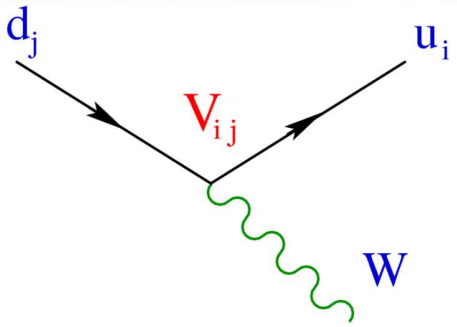




$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad , \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad , \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} , \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} , \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$$

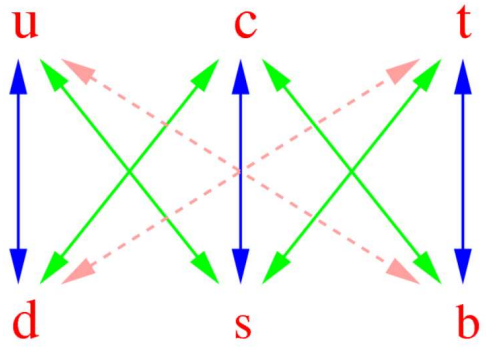
فصل دوم :نیروی هسته‌ای ضعیف کوارک ها CKM



کابیبو در سال ۱۹۶۳ راه‌حلی برای این معضل پیشنهاد کرد وگلاشو و ایلیوپولوس و مایانی (GIM) در سال ۱۹۷۰ آن را در مورد فرایندهای خنثی به‌کار بردند و در سال ۱۹۷۳ کوبایاشی و ماسکاوا آن را به سه نسل گسترش دادند. CKM

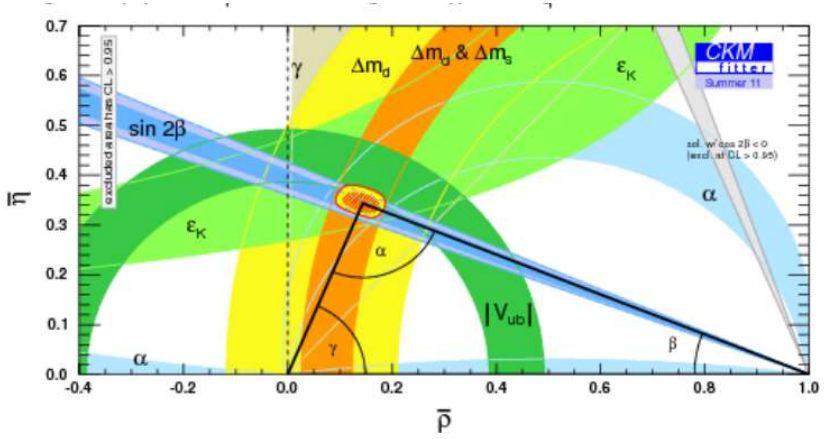
ماتریکس کابیبو-کوبایاشی-ماسکاوا (یا **ماتریس سی‌کی‌ام**)، همان ماتریس ترکیب کوارک است یعنی ماتریس واحد حاوی اطلاعات پیرامون تخریب ضعیف و متغیر ارقم تعاملات ضعیف در ذرات.

$$\begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix}.$$

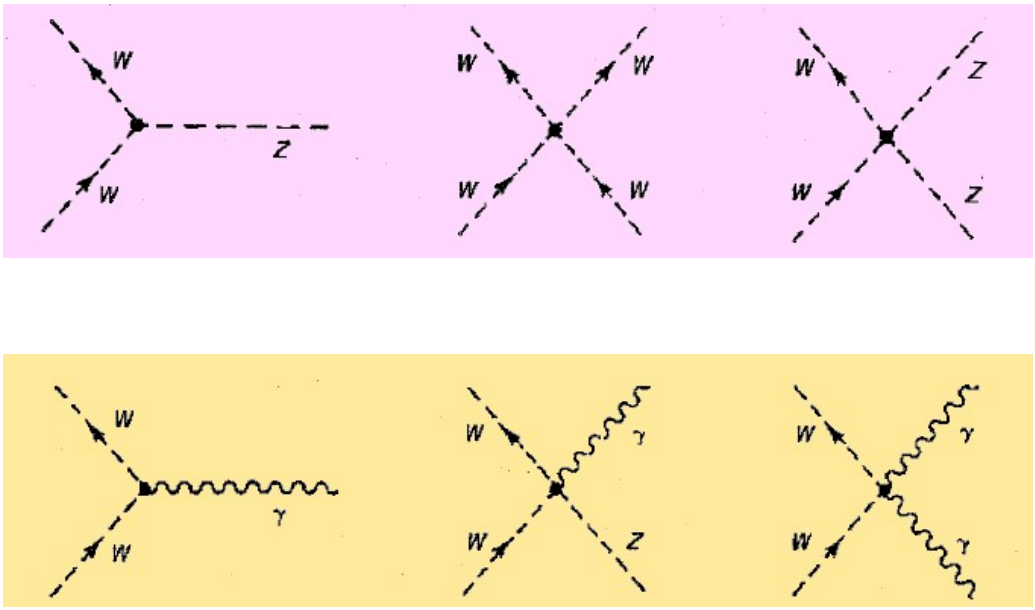


فصل دوم :نیروی هسته‌ای ضعیف: کوارک ها

$$\begin{bmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.97427 \pm 0.00015 & 0.22534 \pm 0.00065 & 0.00351^{+0.00015}_{-0.00014} \\ 0.22520 \pm 0.00065 & 0.97344 \pm 0.00016 & 0.0412^{+0.0011}_{-0.0005} \\ 0.00867^{+0.00029}_{-0.00031} & 0.0404^{+0.0011}_{-0.0005} & 0.999146^{+0.000021}_{-0.000046} \end{bmatrix}.$$



فصل دوم :جفت شدگی ضعیف W, Z



فصل دوم : واپاشی ها و قوانین پایستگی

«هر ذره به ذرات سبک‌تر وامی‌پاشد، مگر اینکه اصول پایستی مانع از انجام آن شوند».

نوترینوها و فوتونها پایدارند (جرم آن صفر است، پس ذرهٔ سبک‌تری که بتوانند به آن واپاشند وجود ندارد).

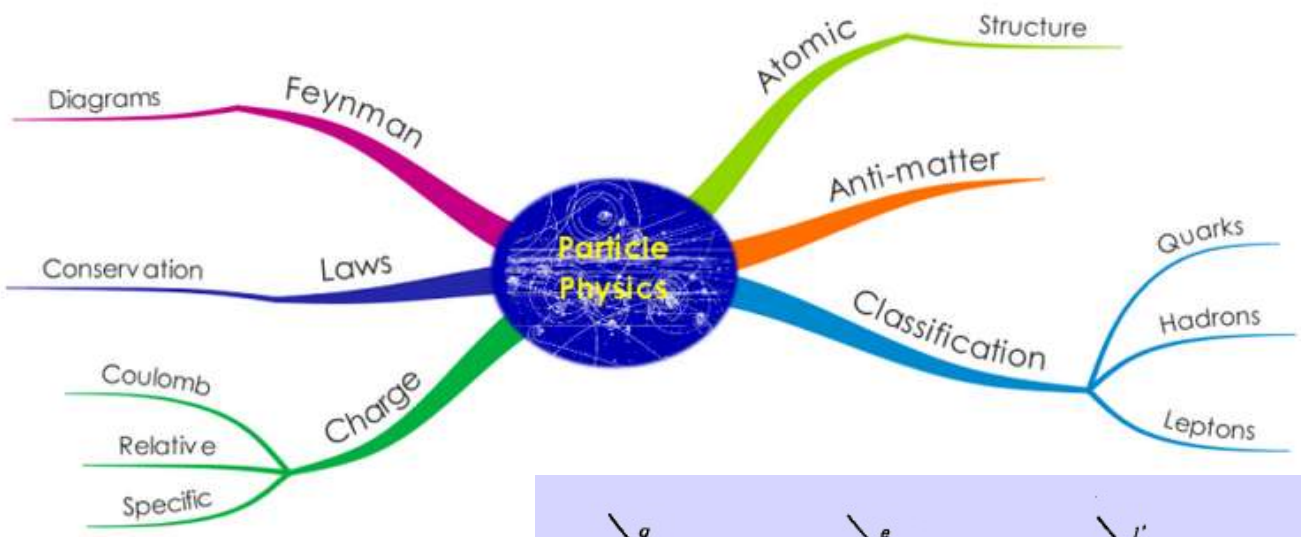
الکترون نیز پایدار است (الکترون سبک‌ترین ذرهٔ باردار است و پایستگی بار مانع واپاشی آن می‌شود)

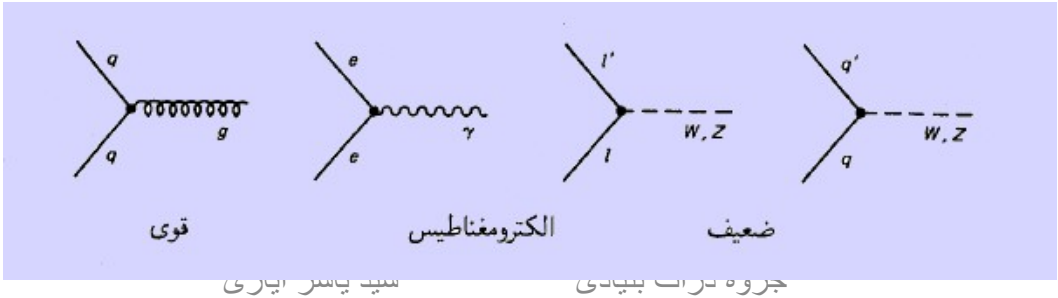
پروتون احتمالا پایدار است (چون پروتون سبک‌ترین باریون است. پایستگی عدد باریونی مانع واپاشی آن می‌شود).

به همین دلایل پوزیترون و پاد پروتون نیز پایدارند. بجز موارد بالا، همهٔ ذرات خودبه‌خود فرو می‌پاشند. جهان ما عمدتاً از پروتونها، نوترونها، الکترونها، فوتونها، نوترینوها و چیزهای دیگری که هرازگاهی (در برخوردها) خلق می‌شوند ولی عمر طولانی ندارند، پُر شده است.

فصل دوم :واپاشی ها و قوانین پایستگی

الگوی عملی برای هر یک از این نیروهای بنیادی در اختیار داریم، و این الگو از چهار رأس بنیادی زیر به‌دست می‌آید:





فصل دوم : قوانین پایستگی

۱. پایستگی بار: در هر سه نوع برهم‌کنش بار الکتریکی پایسته است.

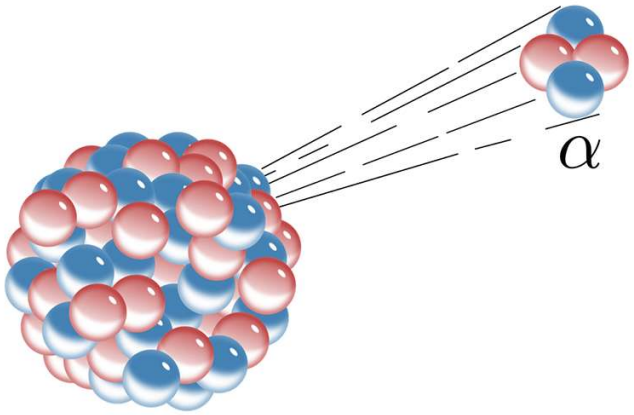
۲. پایستگی رنگ: برهم‌کنشهای ضعیف و الکترومغناطیسی تأثیری بر رنگ ندارند. در یک رأس قوی رنگ تغییر می‌کند، اما این اختلاف را گلوئون همراه می‌برد. (جفت‌شدگی مستقیم گلوئون-گلوئون نیز رنگ را پایسته نگه می‌دارد). اما به هر حال، چون ذرات طبیعی همواره بی‌رنگ هستند،

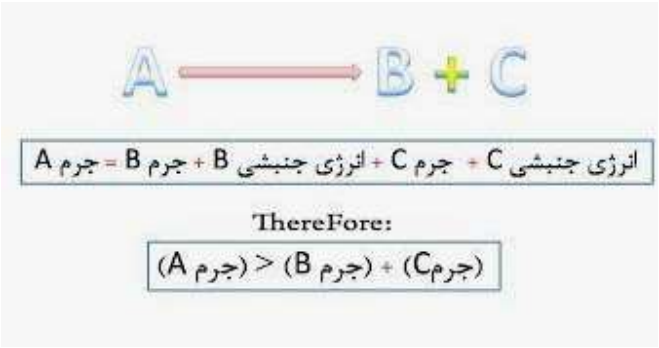
۳. پایستگی عدد باریونی: در تمام رأسهای ابتدایی، اگر کوارکی وارد شود، یک کوارک خارج می‌شود، پس تعداد کلی کوارکهای موجود ثابت است.

۴. عدد الکترونی، عدد موئونی، و عدد تاو: نیروی قوی هرگز کاری به لپتونها ندارد، در برهم‌کنش الکترومغناطیسی ذرهٔ خروجی از فرایند (به‌همراهی یک فوتون) همان ذره‌ای است که وارد شده و برهم‌کنشهای ضعیف تنها لپتونهای موجود در یک نسل را به هم می‌آمیزند. بنابراین، عدد الکترونی، عدد موئونی و عدد تاو همگی پایسته‌اند.

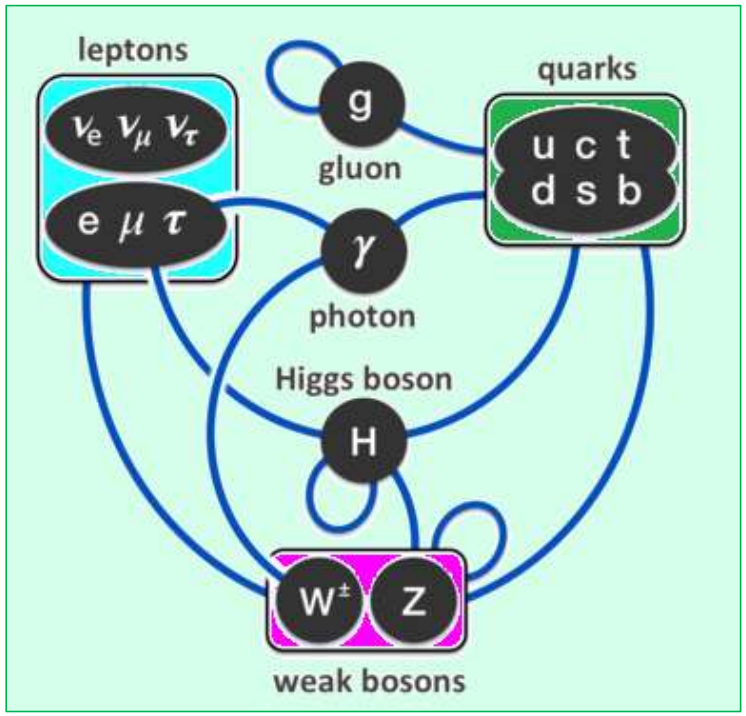
۵. پایستگی تقریب طعم:

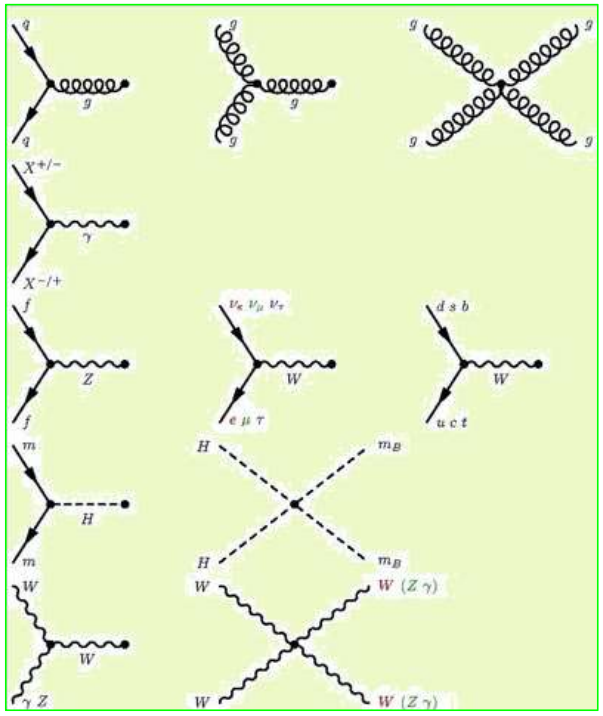
۶. قاعدهٔ OZI:





فصل دوم : خلاصه برهم‌کنش‌های میان ذرات





فصل دوم : فراتر از مدل استاندارد

مدل استاندارد و جواب‌های بی سوال در این مدل

مدل استاندارد مجموعه‌ای از روابط و اندازه‌گیری‌ها به زبان ریاضی است که مانند جدول تناوبی برای عناصر، ذرات بنیادی و برهمکنش آن‌ها را توصیف می‌کند. این مدل و تحقیقات مربوط به آن که از اوایل دهه ۱۹۷۰ شروع شد، از مدل‌های مربوط به نیرو و ذرات در زمان خود استفاده کرد تا نظریه کوانتومی کاملاً سازگاری در مورد ماده ارائه دهد. در نتیجه، این مدل نه تنها توانست مشاهدات عالم تا آن زمان را به خوبی توضیح دهد، بلکه با ارائه تناقض‌هایی وجود ذرات هنوز کشف نشده مانند هیگز بوزون را پیش‌بینی کرد.

مدل استاندارد در حال حاضر دقیق‌ترین تئوری است که پایه‌های فیزیک ذرات را پوشش می‌دهد، اما پنج سوال بی‌جواب در این مدل وجود دارد که وجود مدل‌های دیگری از عالم را پیشنهاد می‌دهند. با اشاره به این سوالات این مطلب را به پایان می‌رسانیم:

چرا نوترینوها جرم دارند؟

ماده تاریک چیست؟

چرا میزان ماده با توجه به تعریف ماده و پاد-ماده در مدل استاندارد زیاد است؟

چرا انبساط عالم شتابدار است؟

آیا ذره‌ای که حامل انرژی گرانشی باشد، وجود دارد؟

فصل دوم : نظریه وحدت بزرگ

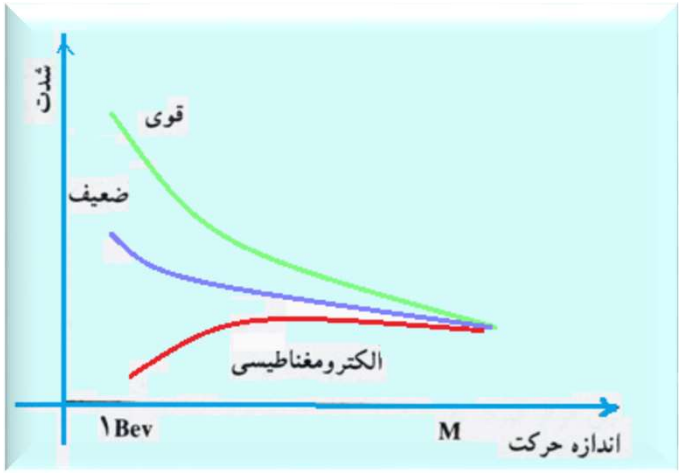
تقارن، به‌واسطه برهمکنش میدان هیگز با ذرات حامل نیروی ضعیف، به‌طور خودبخود می‌شکند، نه به خاطر برهمکنش با ذره های حامل نیروی الکترومغناطیسی. این شکست خودبخود تقارن طبیعت، باعث می‌شود که این دو نیرو به عنوان دو نیروی مجزا و جداگانه در مقیاس هایی که ما می‌توانیم اندازه گیری کنیم ظاهر شوند: با کوتاه برد بودن نیروی ضعیف و بلند برد ماندن نیروی الکترومغناطیسی

جرجی و گلاشو تلاش کردند تا ایده متحد کردن نیروها را برای نیروی قوی هم گسترش دهند و نشان دادند که تمام ذرات شناخته شده و سه نیروی طبیعت (هسته ای ضعیف، هسته ای قوی و الکترومغناطیس) می‌توانند به طور طبیعی در یک ساختار بنیادی متقارن و یگانه، با هم متحد شوند. سپس حدس زدند که این تقارن می‌تواند در مقیاس های انرژی خیلی بالا (و مقیاس مسافت کم)، یعنی فراتر از محدوده انرژی آزمایش‌های فعلی و با باقی گذاردن دو تقارن ناشکسته جداگانه به‌طور خودبخودی به نیروهای مجزای الکتروضعیف و قوی بشکنند. پس از آن در یک مقیاس انرژی پایینتر و با مسافت زیاد، تقارن الکتروضعیف با تجزیه نیروی الکتروضعیف به نیروی ضعیف کوتاه برد و نیروی الکترومغناطیسی بلند برد خواهد شکست. (نظریه وحدت بزرگ)

فصل دوم : نظریه وحدت بزرگ

واینبرگ، گلاشو و عبدالسلام نشان دادند که در مدل استاندارد، نیروهای ضعیف و الکترومغناطیسی طبیعت در مقیاس انرژی بالا، به یک نیروی واحد، متحد می‌شوند که آن را الکتروضعیف نامگذاری کرده‌اند

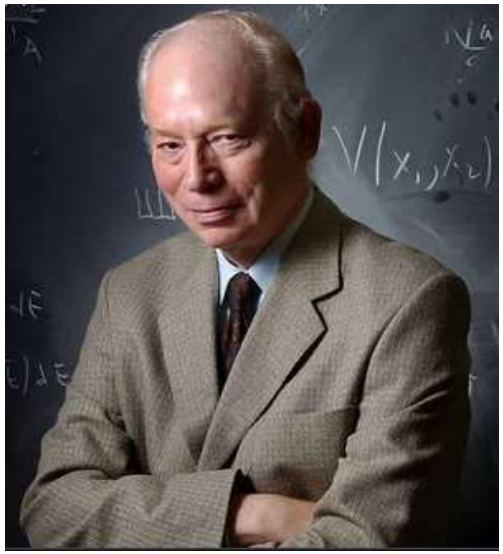
این بدان معناست که ریاضیات حاکم بر نیروهای ضعیف و الکترومغناطیسی یکسان هستند. هر دو نیرو با تقارن ریاضی یکسانی مقید می‌شوند و بازتاب متفاوتی از یک نظریه اساسی و واحد هستند.



آلبرت اینشتین، سال‌های پایانی عمرش را در جستجوی نظریه‌ی همه چیز گذراند، اما متاسفانه تلاشش به نتیجه نرسید.

سه نیروی بنیادی دیگر، تحت نظریه‌ای به نام وحدت بزرگ فیزیک با هم متحد شده‌اند.

فصل دوم : نظریه وحدت بزرگ



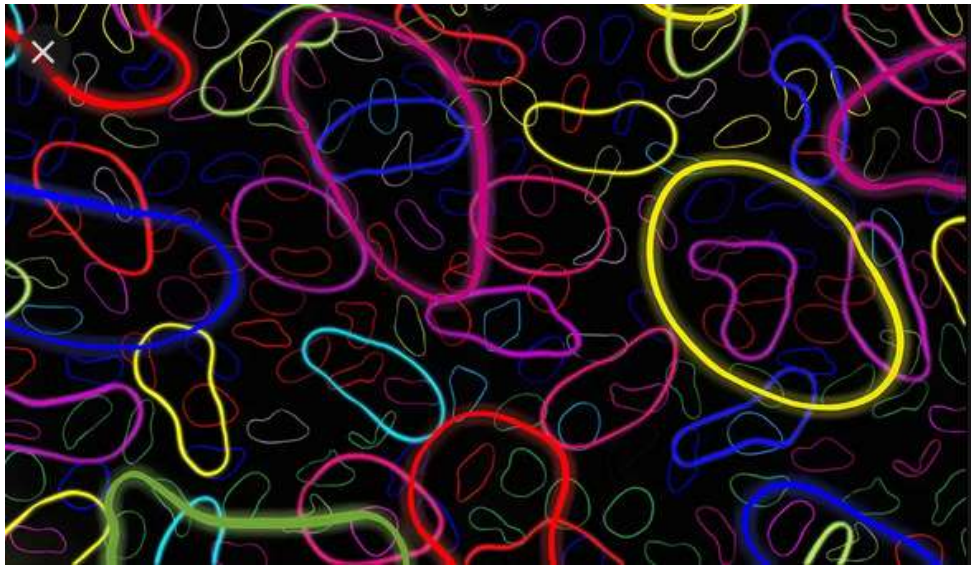
نظریه همه چیز، نه تنها آرزوی اینشتین، بلکه هدف غایی تمام فیزیکدانانی است که در جستجوی کشف رازهای طبیعت هستند. نظریه همه چیز به نظریه‌ای اتلاق می‌شود که بتواند هر چهار نیروی بنیادی طبیعت، یعنی گرانش، هسته‌ای قوی، هسته‌ای ضعیف و الکترومغناطیس را با هم متحد کند، چیزی که تاکنون، به‌طور کامل تحقق نیافته، چرا که گرانش، نیروی سرکشی است که به این راحتی، در قاب سه نیروی دیگر، جای نمی‌گیرد.

مدل استاندارد سه مورد از چهار نیروی شناخته شده‌ی طبیعت و چگونگی برهمکنش این نیروها با ماده را توضیح می‌دهد.

گرانش کوانتومی

گرانش کوانتومی، مبحثی در فیزیک نظری است که قصد آن متحد کردن نظریه نسبیت عام با مکانیک کوانتومی است.

فصل دوم : نظریه ریسمان



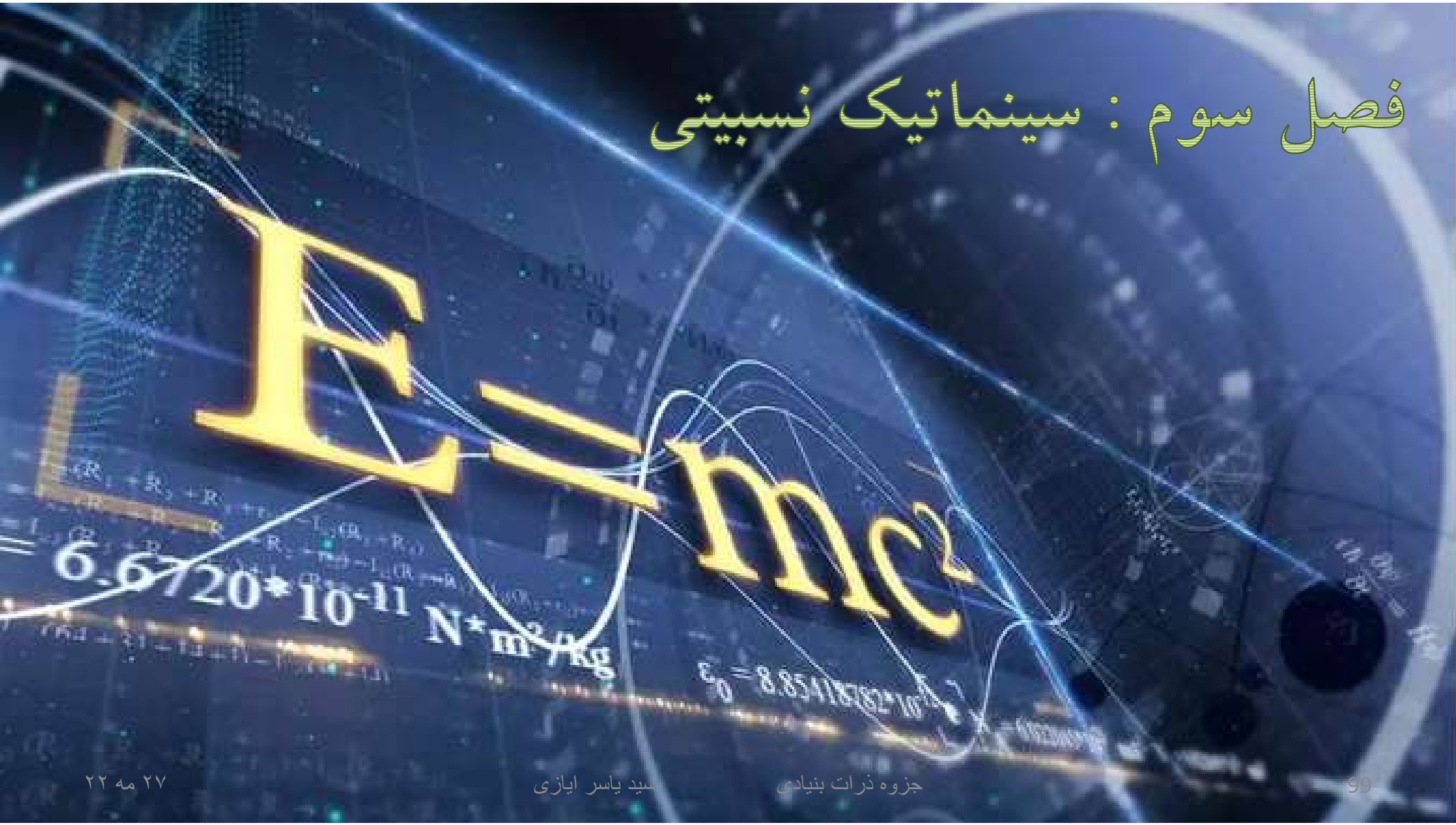
ابرتقارن

در نظریه‌های ابرتقارن به ازای هر فرمیون یک بوزون ابرشریک آن و به ازای هر بوزون یک فرمیون ابرشریک فرض می‌شود.

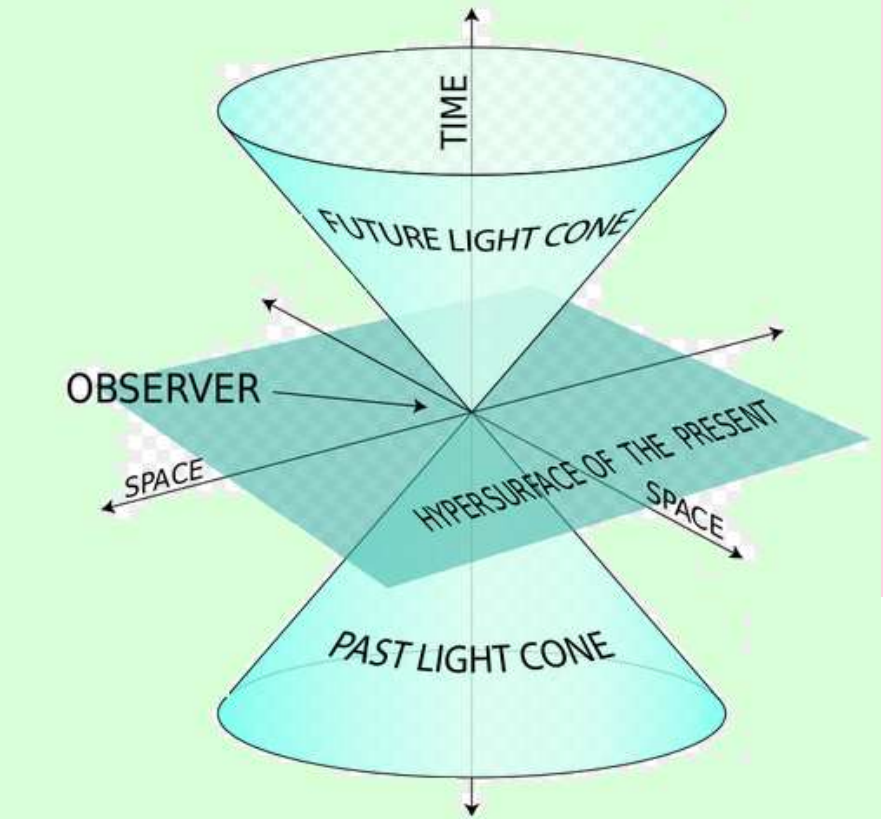
نظریه ریسمان

در نظریه ریسمان، بنیادی‌ترین حالت ماده ریسمان‌ها نامیده می‌شوند که ارتعاش‌های مختلف آن‌ها ذرات بنیادی دیگر را تولید می‌کند.

فصل سوم : سینماتیک نسبیتی

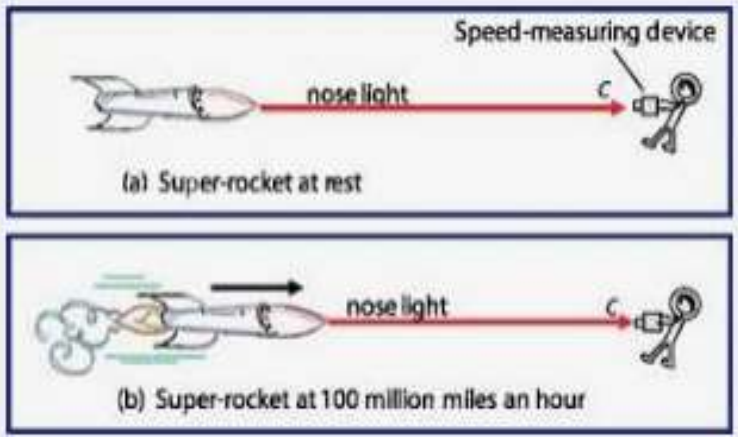


فصل سوم : سینماتیک نسبیتی



پیش از نسبیت خاص، تبدیلاتی که قوانین مکانیک را ناوردا نگه تبدیلات گالیله بود .اما نظریه نسبیت خاص نشان داد که قوانین ماکسول زمانی که تحت تبدیل گالیله قرار بگیرند دچار تناقض می شوند از این رو یا باید معادلات ماکسول را اشتباه تلقی کرد یا تبدیلات گالیله. اما انیشتین در اقدامی خلاقانه تبدیل لورنتس را جایگزین تبدیلات گالیله کرد که قوانین ماکسول در تبدیل لورنتس دچار تناقض نمی شوند و شکل صحیح خود را حفظ می کنند. تبدیلات لورنتس تا قبل از نظریه نسبیت خاص هیچ توجیه فیزیکی نداشتند تاکه برای اولین بار انیشتین با طرح نسبی بودن زمان ، تبدیلات گالیله ایی را نقض کرد و سپس مکانیک را تحت تبدیل لورنتس تصحیح کرد. تبدیلات گالیله در سرعتهای زیاد (نزدیک به سرعت نور) با مشکل مواجه می‌شوند و باید با تبدیلات لورنتس جایگزین شوند. اگرچه، در سرعت‌های کم (کم نسبت به سرعت نور)، یعنی در بیشتر کاربردهای روزمره، تبدیلات گالیله تقریباً نتایج مشابهی با تبدیلات لورنتس دارند.

فصل سوم : سینماتیک نسبیتی



ما در اینجا از دو اصل یعنی اصل نسبیت و اصل همگن بودن فضا –زمان برای حل مسئله مدد می جوییم همانطور که می دانیم اصل نسبیت خود شامل دو قسم است که به قرار زیر است:

۱.هیچ دستگاه لخت مرجع خاصی (مانند اتر شکست خورده) وجود ندارد وقوانین فیزیک باید در تمام چارچوب ها معتبر باشد(مثل پایستگی تکانه خطی در برخورد)

۲.سرعت نور در برای تمام چار چوب های لخت یکی باشد.

دومین اصل که همگنی فضا –زمان می باشد یعنی هیچ نقطه خاصی چه در فضا و چه در زمان وجود نداشته باشد که نسبت به نقاط دیگر متفاوت باشد یعنی تمام فضا _زمان هم ارزند.

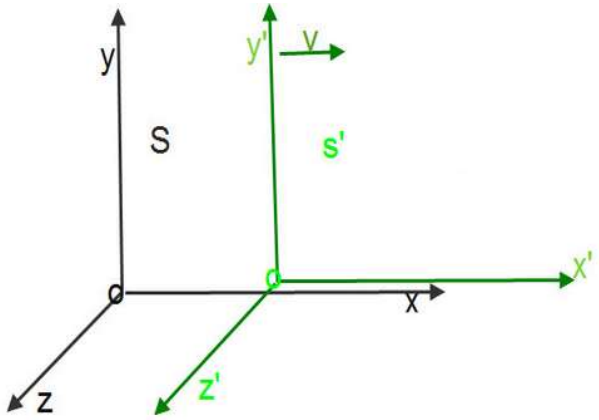
فصل سوم : تبدیلات لورنتس

مختصات لورنتس (Lorentz transformation) در نسبیت خاص، **تبدیلات لورنتس** معادله هایی هستند که مختصه‌های فضایی و زمانی یک رویداد را از دید دو ناظر مختلف به هم تبدیل می‌کنند. یعنی اگر یک ناظر برای رویداد خاصی در فضا-زمان مختصه‌های مکانی x و y و z و زمان t را اندازه بگیرد، و ناظر دیگری (که در مکان دیگری واقع است و با سرعت خاصی نسبت به ناظر اول حرکت می‌کند) مختصه‌های x'، y'، z' و t' را برای همان رویداد اندازه بگیرد، تبدیلات لورنتس رابطهٔ بین این دو مختصات را بیان می‌کند.

$$x' = x'(x,y,z,t) \quad , \quad y' = y'(x,y,z,t)$$

$$z' = z'(x,y,z,t) \quad , \quad t' = t'(x,y,z,t)$$

فصل سوم : تبدیلات لورنتس

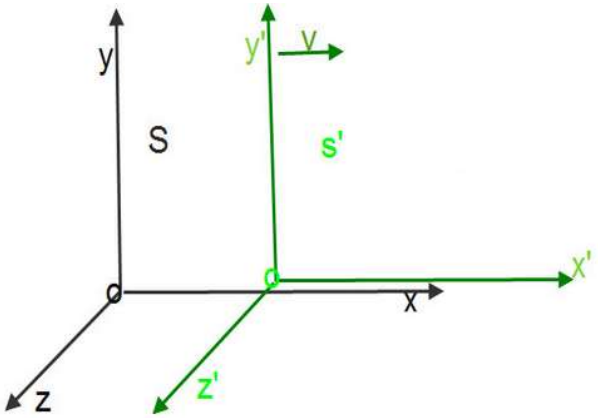


ساده‌ترین شکل تبدیلات لورنتس مربوط به حالتی است که دو دستگاه S و S' نسبت به هم فقط «خیز» (boost) داشته باشند؛ یعنی دستگاه S' با سرعت v نسبت به دستگاه S حرکت کند و سرعت v در راستای محور x' باشد و محورهای دو دستگاه در لحظهٔ $t = t' = 0$ برهم منطبق باشند. تبدیلات لورنتس در این حالت عبارت‌اند از:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$y' = y \qquad z' = z$$

فصل سوم : تبدیلات لورنتس



با معرفی کمیت سودمندی به نام γ (گاما) می‌توان تبدیلات لورنتس را به شکل ساده‌تری نوشت:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

$$x' = \gamma(x - vt) \qquad t' = \gamma(t - \frac{v}{c^2}x)$$

$$y' = y \qquad z' = z$$

فصل سوم : پیامدهای ناشی از تبدیلات لورنتس

دو اصل موضوع نسبیت خاص به همراه فرض‌های دیگری، مانند همگن و همسانگرد بودن فضا، منجر به نتایجی می‌شوند که همانند خود این اصل موضوع‌ها خلاف شهود و تجربه‌های روزمره ما هستند. با وجود این، این پیامدها بارها در آزمایش‌های گوناگون آزموده شده و مورد تأیید قرار گرفته‌اند.

نسبی بودن همزمانی

دو رویداد در مکان‌های متفاوت که در چارچوب مرجع یک ناظر لخت همزمان رخ می‌دهند، ممکن است در چارچوب مرجع یک ناظر لخت دیگر غیر همزمان باشند. (نبود همزمانی مطلق) اگر یک ناظر لخت دو پدیده آ و ب را همزمان ببیند، ناظر لخت دیگری که با سرعت نسبت به ناظر اول حرکت می‌کند،

بسته به شرایط ممکن است پدیده آ را زودتر، همزمان، یا دیرتر از پدیده ب ببیند. همزمانی در نسبیت خاص معنای مطلق و نیوتنی خود را از دست می‌دهد و پدیده‌ای نسبی می‌شود.

از معادله اول تبدیلات لورنتس بر حسب تغییر مختصات‌ها داریم:

$$\Delta t' = \gamma\left(\Delta t - \frac{v\,\Delta x}{c^2}\right)$$

واضح است که دو رویداد که در چارچوب S همزمان هستند (شرط $\Delta t = 0$ صادق است)، الزاماً در دستگاه لخت دیگر S' همزمان نیستند. تنها در صورتی که این رویدادها در چارچوب S هم مکان باشند (شرط $\Delta x = 0$ صادق باشد) در در دستگاه لخت دیگر S' نیز همزمان خواهند بود.

فصل سوم : پیامدهای ناشی از تبدیلات لورنتس

انقباض طول

انقباض طول ابعاد (مانند طول) یک شیء که توسط یک ناظر اندازه‌گیری می‌شوند ممکن است از نتایج اندازه‌گیری یک ناظر دیگر کوچکتر باشند.

مثلاً در نظر بگیرید که میله‌ای در یک سیستم نامشخص S در حال سکون و در امتداد محور x قرارگرفته‌است. در این دستگاه طول میله اندازه‌گیری شده Δx است. برای اندازه‌گیری طول این میله در دستگاه S' که در آن ساعت در حال حرکت است، فواصل x′ تا نقاط انتهایی میله باید همزمان اندازه‌گیری شوند. به عبارت دیگر ویژگی اندازه‌گیری این است که $\Delta t' = 0$ که می‌توان آن را با معادله چهارم ترکیب کرد و رابطه بین Δx و $\Delta x'$ را به دست آورد

نتیجه می‌شود که یک میله که در راستای طول خود در حرکت است، به چشم یک ناظر ساکن، کوتاه‌تر به نظر می‌رسد. به زبان ریاضی:

$$\Delta x' = \frac{\Delta x}{\gamma} \quad \text{برای رویدادهایی که} \quad \Delta t' = 0$$

$$l' = l\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

فصل سوم : پیامدهای ناشی از تبدیلات لورنتس

اتساع زمان

بازه زمانی بین دو رویداد از یک ناظر به ناظر دیگر ثابت نیست. بلکه به سرعت نسبی چارچوب‌های مرجع ناظرها بستگی دارد.

ساعتی را در نظر بگیرید که در دستگاه غیر ویژه S در حالت سکون قراردارد؛ بنابراین بین دو تیک متوالی ساعت $\Delta x = 0$ خواهد بود. برای اینکه رابطه بین زمان‌های اندازه‌گیری شده بین تیک‌ها در هر دستگاه را بیابیم، می‌توانیم از معادله اول استفاده کنیم:

$$\Delta t' = \gamma \Delta t \quad \text{برای رویدادهایی که} \quad \Delta x = 0$$

این نشان می‌دهد که زمان ($\Delta t'$) بین دو تیک در دستگاهی که در آن ساعت حرکت می‌کند(S') *طولانی‌تر* از زمان (Δt) بین تیک‌ها که با ساعت چارچوب در حال سکون(S) اندازه‌گیری شده، خواهد بود. اتساع زمان شماری از پدیده‌های فیزیکی را توضیح می‌دهد. مثلاً می‌توان به کاهش نرخ میون‌های تولید شده توسط پرتوهای کیهانی در برخورد با جو زمین شاره کرد.[۲۰]

اگر ناظر S یک بازهٔ زمانی را τ اندازه بگیرد، ناظر S' همان بازهٔ زمانی را τ' اندازه می‌گیرد:

$$\tau' = \frac{\tau}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

یعنی ناظر متحرک آن بازه را طولانی‌تر می‌بیند.

فصل سوم : پیامدهای ناشی از تبدیلات لورنتس

جمع سرعتها

افزودن سرعتها چندان ساده نیست. اگر ناظر در S جسمی را در حال حرکت در امتداد محور x با سرعت u اندازه‌گیری نماید، ناظری که در دستگاه S' (چارچوب مرجعی که نسبت به S با سرعت v در امتداد محور x حرکت می‌کند) قرار دارد جسم را در حال حرکت با سرعت u' اندازه‌گیری خواهد کرد که با استفاده از تبدیلات لورنتس برای چارچوب S' داریم

$$u' = \frac{dx'}{dt'} = \frac{\gamma(dx - vdt)}{\gamma(dt - vdx/c^2)} = \frac{(dx/dt) - v}{1 - (v/c^2)(dx/dt)} = \frac{u - v}{1 - uv/c^2}$$

و در چارچوب S:

$$u = \frac{dx}{dt} = \frac{\gamma(dx' + vdt')}{\gamma(dt' + vdx'/c^2)} = \frac{(dx'/dt') + v}{1 + (v/c^2)(dx'/dt')} = \frac{u' + v}{1 + u'v/c^2}$$

فصل سوم : پیامدهای ناشی از تبدیلات لورنتس

در نظر داشته باشید که اگر اجسام در چارچوب S در حال حرکت با سرعت نور بودند ($u = c$) در چارچوب دیگر S' نیز با سرعت نور حرکت می‌کردند. همچنین اگر هر دو سرعت u و v نسبت به سرعت نور کوچک باشند به تبدیل شهودی تر گالیله‌ای برای سرعتها برمی گردیم.

$$u' \approx u - v\,.$$

مثالی که معمولاً در این مورد زده می‌شود مثال قطاری است (چارچوب S در بالا) که با سرعت v نسبت به ریلها (چارچوب S') حرکت می‌کند. کودکی درون قطار توپ بیسبالی را به سمت شرق با سرعت u نسبت به قطار پرتاب می‌کند. در فیزیک کلاسیک ناظری که در حال سکون روی ریلها قرار دارد سرعت توپ بیسبال را

$u = u' + v$

اندازه‌گیری خواهد نمود. در حالیکه در نسبیت خاص این درست نیست بلکه سرعت توپ بیسبال از معادله دوم به دست می‌آید:

$u = (u' + v)/(1 + u'v/c^2)$

فصل سوم : چار بردار

در نظریه نسبیت خاص بردارها چهار بعدی هستند (بر خلاف فیزیک کلاسیک که در آن بردارها سه بعدی بودند.) و به همین دلیل چهار بعدی بودن بردارها در نظریه نسبیت، به آن‌ها لقب چار بردار داده‌اند.

در فیزیک کلاسیک بردارها $\mathbf{x}$ سه بعدی و در سه بعد (x, y, z) هستند.

در نظریه نسبیت بردارها $\mathbf{X}$ علاوه بر آنکه شامل سه بعد مکانی x, y, z هستند شامل یک بعد زمانی t نیز هستند. ما چهار بردار مکان-زمان را به شرح زیر تعریف می‌کنیم:

$$x^{\upsilon} = ct \bullet \qquad x^1 = x \bullet \qquad x^2 = y \bullet \qquad x^3 = z \bullet$$

$x^\mu = (ct, \mathbf{x})$ که در آن $\mu = 0, 1, 2, 3$

تبدیلات لورنتس

بر حسب x^μ تبدیلات لورنتس شکل متقارن تری به خود می‌گیرند:

$$x'^0 = \gamma(x^0 - \beta x^1) \bullet \qquad x'^1 = \gamma(x^1 - \beta x^0) \bullet$$

$$x'^2 = x^2 \bullet \qquad x'^3 = x^3 \bullet$$

که در آن‌ها $\beta = \frac{u}{c}$ پارامتر سرعت و γ عامل لورنتس هستند.

تبدیلات لورنتس به صورت فشرده:

با استفاده از چهار بردار می‌توان تبدیلات لورنتس را به صورت فشرده تری بازنویسی کرد:

$$x'^{\mu} = \sum_{\nu=0}^{3} \Lambda^{\mu}_{\nu} x^{\nu} \quad \longleftrightarrow \quad \Lambda = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta & 0 & 0 \\ -\gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

قرارداد جمع انیشتین

برای اینکه نخواهیم از علامت جمع بندی استفاده کنیم میتوانیم از قرارداد جمع انیشتین استفاده کنیم که می گوید **نمادهای یونانی تکراری را می‌توان از ۰ تا ۳ جمع کرد,** در نهایت معادله فشرده تبدیلات لورنتس می‌شود:

$$x'^{\mu} = \Lambda^{\mu}_{\nu} x^{\nu}$$

بعنوان مثال:

- $x'^{0} = \Lambda^{0}_{\nu} x^{\nu}$
- $x'^{0} = \Lambda^{0}_{0} x^{0} + \Lambda^{0}_{1} x^{1} + \Lambda^{0}_{2} x^{2} + \Lambda^{0}_{3} x^{3}$

فصل سوم : چار بردار

کمیت ناوردا

در فیزیک کمیتی که در هر سیستم اینرسی دارای همان مقدار می‌باشد را به نام **ناوردا** می نامند. (به عنوان مثال کمیت $\mathbf{x}\cdot\mathbf{x}=x^2+y^2+z^2$ در چرخش‌ها ناوردا می‌باشد.)

ناوردای لورنتس به صورت فشرده

معادله فشرده ناوردای لورنتس با قرارداد جمع انیشتین می‌شود:

$$I=g_{\mu\nu}x^{\mu}x^{\nu}=x_{\mu}x^{\mu}$$

اجزاء تانسور متریک $g_{\mu\nu}$ را می‌توان به صورت یک ماتریس g نشان داد:

$$g=\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&-1&0&0\\0&0&-1&0\\0&0&0&-1\end{pmatrix}$$

چهار بردار هموردا را به شکل زیر و با اندیس پایین تعریف می کنیم: $x_{\mu}=g_{\mu\nu}x^{\nu}=(ct,-\mathbf{x})$

فصل سوم : چار بردار

ویژگی‌های چهار بردار مکان–زمان

چهار بردار مکان-زمان x^μ برای تمام چهار بردارها یک الگو می‌باشد. به عنوان مثال ما یک چهار برداری a^μ را به عنوان یک چیز چهار مؤلفه‌ای بهمان طریق x^μ تبدیل می‌شود، زمانی که از یک سیستم اینرسی به سیستم دیگر می رویم با همان ضریب Λ^μ_ν تعریف می کنیم:

$$a'^\mu = \Lambda^\mu_\nu a^\nu$$

نحوه تعریف هموردای چهار بردار اصلی

برای هر کدام از چنین چهار بردارهای پادوردایی a^μ می‌توان یک چهار برداری هموردا a_μ نسبت داد که به سادگی با تغییر علامت مؤلفه‌های فضائی بدست آمده‌است:

$$a_\mu = g_{\mu\nu} a^\nu$$

همچنین می‌توان از چهار برداری هموردا بوسیله معکوس کردن دوباره علائم به چهار بردار پادوردا برگردیم:

$$a^\mu = g^{\mu\nu} a_\mu$$

نحوه نمایش نقطه ائی

اگر شما از نوشتن نمادها خسته می شوید می‌توانید از علامت نقطه استفاده کنید:

$$I = \mathbf{X} \cdot \mathbf{X} = x_\mu x^\mu = c^2 t^2 - \mathbf{x} \cdot \mathbf{x}$$

طبقه‌بندی ناورداهای لورنتسی

توجه کنید که ناوردای لورنتسی $I = \mathbf{X} \cdot \mathbf{X}$ لزوماً مثبت نیست، در واقع ما می‌توانیم تمام چهار برداری‌ها را به علامت به سه دسته طبقه‌بندی کنیم:

- x^μ را زمان-گونه (شبه زمان) می نامیم اگر: $I > 0$
- x^μ را فضا-گونه (شبه فضا) می نامیم اگر : $I < 0$
- x^μ را نور-گونه (شبه نور) می نامیم اگر: $I = 0$

فصل سوم : چار بردار



برای هر دو چار بردار a^μ و b^μ، کمیت زیر

$$a^\mu b_\mu = a_\mu b^\mu = a^0 b^0 - a^1 b^1 - a^2 b^2 - a^3 b^3$$

ناورداست (عددی یکسان در هر دستگاه لخت). آن را به‌عنوان ضرب نرده‌ای a و b می‌نامیم که مشابه چهاربعدی ضرب نقطه‌ای دو تا سه بردار است (هیچ مشابهی برای ضرب خارجی چار بردارها وجود ندارد).* اگر از نوشتن شاخصها خسته شده‌اید از نمادگذاری نقطه استفاده کنید:

$$a \cdot b \equiv a_\mu b^\mu$$

در این کتاب برای سه بردار از حروف سیاه استفاده می‌کنیم. بنابراین $a \cdot b = a^0 b^0 - \mathbf{a} \cdot \mathbf{b}$

همچنین از نماد a^2 برای ضرب نرده‌ای a^μ در خودش استفاده می‌کنیم: $a^2 \equiv a \cdot a = (a^0)^2 - \mathbf{a}^2$

فصل سوم : چار بردار

از بردارها تا تانسورها

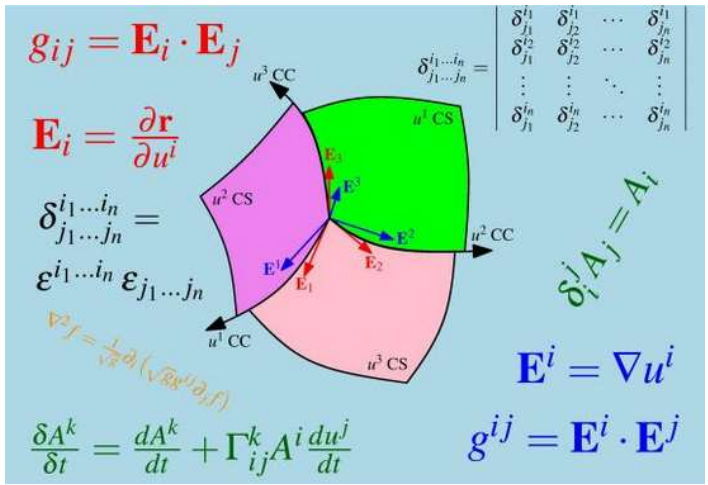
مرحله انتقال از بردارها تا تانسورها مرحله کوتاهی است، یک تانسور درجه دوم $S^{\mu\nu}$ حامل دو اندیس و دارای (۴×۴=۱۶)جزء بوده و با دو ضریب ۸ تبدیل می‌شود:

$$S'^{\mu\nu} = \Lambda^{\mu}_{\alpha}\Lambda^{\nu}_{\beta}S^{\alpha\beta}$$

انواع تانسورها

- تانسور درجه صفر را اسکالر می نامند: I
- تانسور درجه یک را بردار می نامند: x^{μ}
- تانسور درجه دو: $S^{\mu\nu}$
- تانسور همووردا: $S_{\mu\nu} = g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta}S^{\alpha\beta}$
- تانسور مخلوط: $S^{\mu}_{\alpha} = g_{\alpha\nu}S^{\mu\nu}$

توجه کنید که حاصل‌ضرب دو تانسور، خودش یک تانسور می‌شود.



فصل سوم : انرژی و تکانه در فضای چهاربعدی

زمان ویژه

زمان ویژه زمانی است که توسط ساعتی که نسبت به مشاهده‌گر ساکن است اندازه‌گیری می‌شود؛ وقتی مسیر مشاهده‌گر با یک رویداد تقاطع پیدا می‌کند، گویی تازه آن رویداد برای مشاهده‌گر روی می‌دهد.

$$d\tau = \frac{dt}{\gamma}$$

مقدار زمان ویژه در مجموعه اعداد حقیقی قرار دارد.

$$\Delta\tau = \sqrt{\Delta t^2 - \frac{\Delta r^2}{c^2}} \quad \text{(زمانِ ویژه)}$$

در عمل به‌دلیل ناورداییِ τ، کارکردن با ویژه‌زمان مناسب‌تر است. همهٔ ناظران می‌توانند ساعت ذره را بخوانند و در هر زمان معین باید در مورد آنچه می‌گویند توافق داشته باشند، حتی اگر ساعتهای خودشان با ان و با هم اختلاف داشته باشد.

فصل سوم : سرعت و شتاب در فضای چهاربعدی

وقتی از «سرعت» ذره‌ای صحبت می‌کنیم (نسبت به آزمایشگاه) منظور فاصلهٔ طی‌شده (در چارچوب آزمایشگاه اندازه‌گیری شده است) تقسیم بر زمان طی‌کردن آن فاصله (که با ساعت آزمایشگاه اندازه‌گیری شده است) است:

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{x}}{dt}$$

«ویژه» سرعت η، را که فاصلهٔ طی‌شده (که دوباره در چارچوب آزمایشگاه اندازه‌گیری شده است) تقسیم بر ویژه‌زمان است را معرفی کنیم.*

$$\boldsymbol{\eta} \equiv \frac{d\mathbf{x}}{d\tau} \longrightarrow \boldsymbol{\eta} = \gamma\mathbf{v}$$

همان‌طورکه دیدیم $d\tau$ ناورداست. در واقع، ویژه‌سرعت بخشی از چار بردار است:

$$\eta^{\mu} = \frac{dx^{\mu}}{d\tau} \qquad \eta^{\mu} = \gamma(c, v_x, v_y, v_z)$$

$$\eta^{\circ} = \frac{dx^{\circ}}{d\tau} = \frac{d(ct)}{(1/\gamma)dt} = \gamma c$$

فصل سوم : سرعت و شتاب در فضای چهاربعدی

$\eta_\mu \eta^\mu$ باید ناوردا باشد، و برابر است با:

$$\eta_\mu \eta^\mu = \gamma^2(c^2 - v_x^2 - v_y^2 - v_z^2) = \gamma^2 c^2(1 - v^2/c^2) = c^2$$

در نسبیت تکانه به‌صورت جرم در ویژه سرعت تعریف می‌شود:

$$\mathbf{p} \equiv m\boldsymbol{\eta}$$

چون ویژه‌سرعت بخشی از چار بردار است، همین موضوع برای تکانه نیز صادق است.

$$p^\mu = m\eta^\mu$$

مؤلفه‌های فضایی p^μ سه بردار تکانه (نسبیتی) را تشکیل می‌دهند:

$$\mathbf{p} = \gamma m\mathbf{v} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

$$p^\circ = \gamma mc$$

فصل سوم : سرعت و شتاب در فضای چهاربعدی

«انرژی نسبیتی» E را به‌صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$E = \gamma mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

مؤلفهٔ صفرم p^μ، E/c است. بنابراین انرژی و تکانه با هم چار بردار انرژی‌ـتکانه را تشکیل می‌دهند:

$$p^\mu = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z\right)$$

$$p_\mu p^\mu = \frac{E^2}{c^2} - \mathbf{p}^2 = m^2 c^2$$

تکانهٔ نسبیتی در رژیم غیرنسبیتی $(v \ll c)$ به عبارت کلاسیک تبدیل می‌شود،

فصل سوم : سرعت و شتاب در فضای چهاربعدی

$$E = mc^2\left(1+\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}+\frac{3}{8}\frac{v^4}{c^4}+\cdots\right) = mc^2+\frac{1}{2}mv^2+\frac{3}{8}m\frac{v^4}{c^2}+\cdots$$

$R \equiv mc^2$ → انرژی سکون

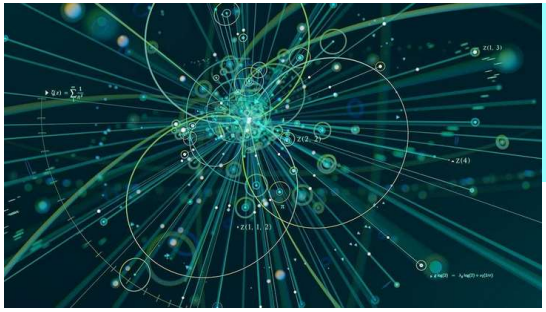
$T \equiv mc^2(\gamma-1) = \frac{1}{2}mv^2+\frac{3}{8}m\frac{v^4}{c^2}+\cdots$ → انرژی جنبشی نسبیتی

می‌توان $m = 0$ داشت به‌شرط اینکه ذره همواره با سرعت نور حرکت کند.

$E = |\mathbf{p}|c$

$E = h\nu$ → مکانیک کوانتومی

فصل سوم : برخورد



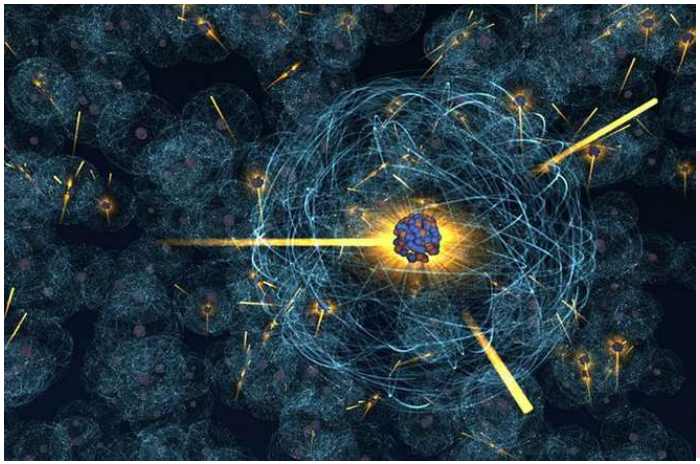
انرژی و تکانه به این دلیل مطرح می‌شوند که این کمیتها در هر فرایند فیزیکی پایسته هستند. در نسبیت مانند مکانیک کلاسیک، روشن‌ترین کاربرد این قوانین پایستگی در برخوردهاست.

برخوردهای کلاسیک

۱. جرم پایسته است، $m_A + m_B = m_C + m_D$.

۲. تکانهٔ پایسته است، $\mathbf{p}_A + \mathbf{p}_B = \mathbf{p}_C + \mathbf{p}_D$.

۳. انرژی جنبشی ممکن است پایسته باشد یا نباشد.



متوجه سه نوع برخورد متمایز می‌شویم:

برخورد «چسبناک» که در آن انرژی جنبشی کاهش می‌یابد (معمولاً تبدیل به گرما می‌شود).

برخورد «انفجاری» که در آن انرژی جنبشی افزایش می‌یابد

برخورد کشسان که در آن انرژی جنبشی پایسته است.

فصل سوم : برخورد

انواع برخوردها (کلاسیک)

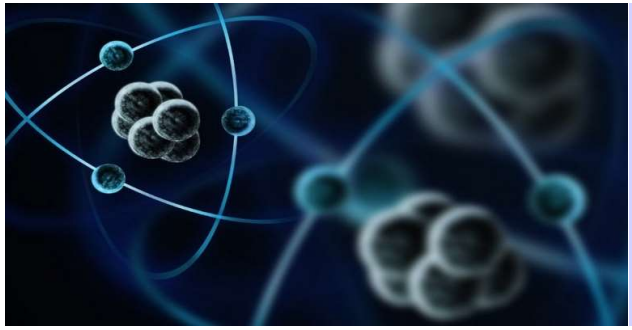
الف. چسبناک: انرژی جنبشی کاهش می‌یابد، $T_A + T_B > T_C + T_D$.

ب. انفجاری: انرژی جنبشی افزایش می‌یابد، $T_A + T_B < T_C + T_D$.

ج کشسان: انرژی جنبشی پایسته است، $T_A + T_B = T_C + T_D$.

در یک برخورد نسبیتی، تکانه و انرژی همواره پایسته‌اند. به‌عبارت دیگر چهار مؤلفهٔ چار بردار انرژی‌ـتکانه پایسته است. مانند مورد کلاسیک، انرژی جنبشی ممکن است پایسته باشد یا نباشد.

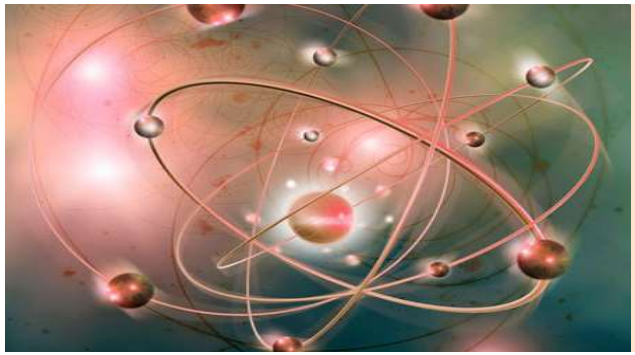
فصل سوم : برخورد



برخوردهای نسبیتی

$$p_A^\mu + p_B^\mu = p_C^\mu + p_D^\mu \Leftarrow \begin{cases} E_A + E_B = E_C + E_D \text{ انرژی پایسته است،} & \text{۱.} \\ \mathbf{p}_A + \mathbf{p}_B = \mathbf{p}_C + \mathbf{p}_D \text{ تکانه پایسته است،} & \text{۲.} \end{cases}$$

۳. انرژی جنبشی ممکن است پایسته باشد یا نباشد.



انواع برخوردها (نسبیتی)

الف. چسبناک: انرژی جنبشی کم می‌شود، انرژی سکون و جرم افزایش می‌یابد.

ب. انفجاری: انرژی جنبشی زیاد می‌شود، انرژی سکون و جرم کاهش می‌یابد.

ج. کشسان: انرژی جنبشی، انرژی سکون، و جرم پایسته هستند.

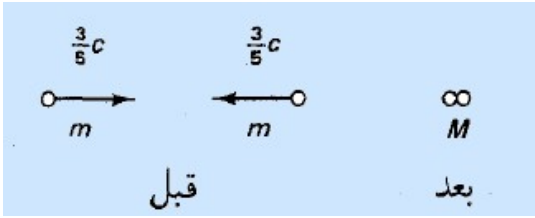
فصل سوم : برخورد

لطفاً توجه کنید: بجز در برخورد کشسان، جرم پایسته نیست.* برعکس اگر جرم پایسته باشد برخورد کشسان است.

همهٔ شکلهای انرژی «داخلی»، در انرژی سکون جسم بازتاب می‌یابد.

فصل سوم : سینماتیک نسبیتی

مثال ۳ـ۱ دو تکه «گِل به‌جرم m و سرعت $\frac{۳}{۵}c$ به‌طور رو در رو برخورد می‌کنند و به هم می‌چسبند. پرسش: جرم M قطعهٔ مرکب نهایی چیست؟



حل. با توجه به پایستگی انرژی $E_۱ + E_۲ = E_M$. با در نظرگرفتن پایستگی تکانه $\mathbf{p}_۱ + \mathbf{p}_۲ = \mathbf{p}_M$. در این حالت پایستگی تکانه بدیهی است: $\mathbf{p}_۱ = -\mathbf{p}_۲$، بنابراین تکهٔ نهایی ساکن است (که از اول معلوم بود). انرژیهای اولیه برابر هستند، بنابراین پایستگی انرژی می‌دهد:

$$Mc^۲ = ۲E_m = \frac{۲mc^۲}{\sqrt{۱-(۳/۵)^۲}} = \frac{۵}{۴}(۲mc^۲)$$

فصل سوم : برخورد مثال ها

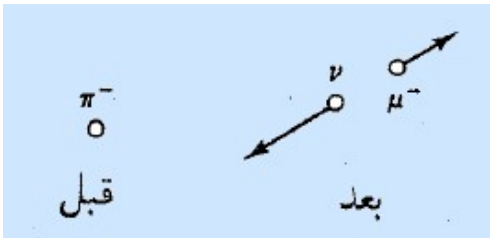
مثال ۳ـ۲ ذره‌ای به جرم M که در ابتدا ساکن است، به دو تکه که جرم هرکدام m است، وامی‌پاشد

پرسش: سرعت هر تکه در هنگام خروج چقدر است؟

$$M = \frac{۲m}{\sqrt{۱ - v^۲/c^۲}}, \quad \text{بنابراین} \quad v = c\sqrt{۱ - (۲m/M)^۲}$$

مثال ۳ـ۳ یک پیون در حال سکون به یک موئون به‌علاوه یک نوترینو وامی‌پاشد

پرسش: سرعت موئون چقدر است؟



حل. پایستگی انرژی ایجاب می‌کند که $E_\pi = E_\mu + E_\nu$ باشد. از پایستگی تکانه داریم $\mathbf{p}_\pi = \mathbf{p}_\mu + \mathbf{p}_\nu$. اما $\mathbf{p}_\pi = ۰$ است. بنابراین $\mathbf{p}_\mu = -\mathbf{p}_\nu$ است. پس موئون و نوترینو پشت به پشت با تکانه برابر و مخالف خارج می‌شوند.

$$E^2 - \mathbf{p}^2c^2 = m^2c^4$$

$$E_\pi = m_\pi c^2$$

$$E_\mu = c\sqrt{m_\mu^2 c^2 + \mathbf{p}_\mu^2}$$

$$E_\nu = |\mathbf{p}_\nu|c = |\mathbf{p}_\mu|c$$

$$\begin{cases} m_\pi c^2 = c\sqrt{m_\mu^2 c^2 + \mathbf{p}_\mu^2} + |\mathbf{p}_\mu|c \\ (m_\pi c - |\mathbf{p}_\mu|)^2 = m_\mu^2 c^2 + \mathbf{p}_\mu^2 \end{cases}$$

$$|\mathbf{p}_\mu| = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi}c$$

$$E_\mu = \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2}{2m_\pi}c^2$$

$$\mathbf{p}/E = \mathbf{v}/c^2$$

با دانستن انرژی و تکانهٔ یک ذره، به‌سادگی می‌توان سرعت آن را به‌دست آورد. اگر $E = \gamma mc^2$ و $\mathbf{p} = \gamma m\mathbf{v}$ باشد، از تقسیم آنها داریم:

$$\mathbf{v} = \mathbf{p}c^2/E \qquad v_\mu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{m_\pi^2 + m_\mu^2}c$$

فصل چهارم : تقارن ها



فصل چهارم : تقارن ها

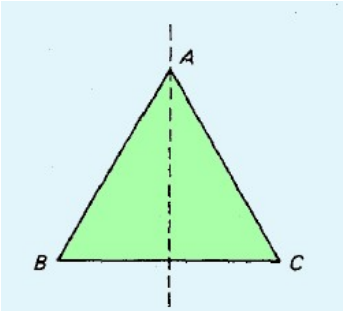
در فیزیک، **تقارن** شامل ویژگی های فیزیکی یا ریاضیاتی از یک سامانه فیزیکی می‌شود که تحت برخی تبدیل‌ها حفظ می شوند و یا بدون تغییر باقی می مانند.

از نظر ریاضی ،ناوردایی با تبدیل‌هایی که یک کمیت را بدون تغییر باقی می‌گذارند مشخص می‌شود. برای مثال در یک اتاق که **دما** ثابت است، هر تبدیل به صورت جابه‌جایی در میدان دما (که میدانی اسکالر است) دما را بدون تغییر باقی می‌گذارد.

قضیه نوتر : به ازای هر تقارن در سیستم (تابع متقارن مشتق پذیر) یک کمیت فیزیکی وجود دارد که ناوردا است.

بعضی تقارنها و قوانین پایستگی مربوط به آنها

قانون پایستگی		تقارن
انرژی	⟷	انتقال در زمان
تکانه	⟷	انتقال در فضا
تکانه زاویه‌ای	⟷	دوران
بار	⟷	تبدیل پیمانه‌ای



فصل چهارم : گروه تقارنی

اگر G مجموعه ناتهی و o عملی دوتایی روی G باشد، آن‌گاه (G,o) را یک گروه می‌نامیم اگر شرایط زیر برقرار باشد:

۱. برای هر $a,b \in G$، $a \circ b \in G$. (بسته بودن G نسبت به عمل o)

۲. برای هر $a,b,c \in G$، $a \circ (b \circ c) = (a \circ b) \circ c$. (ویژگی شرکت پذیری)

۳. وجود دارد $e \in G$ که برای هر $a \in G$ داشته باشیم: $a \circ e = e \circ a = a$. (وجود عنصر همانی)

۴. برای هر $a \in G$، یک $b \in G$ وجود دارد که $a \circ b = e$

$b \circ a = e$. (وجود عنصر عکس) گروه‌ها را می‌توان بسته به ویژگی‌های آن دسته‌بندی کرد.

گروه آبلی یا تعویض‌پذیر، گروهی است که تعویض‌پذیر نیز باشد.

مرتبه گروه

وقتی گروه متناهی است، تعداد عنصرهای آن را مرتبه گروه می‌نامند.

گروه متناهی

گروهی است که به مرتبه آن بتوان عددی نسبت داد و تعداد اعضا محدود باشد.

گروه نامتناهی

گروه نامتناهی گروهی است که به **مرتبه** آن نتوان عددی نسبت داد. (تعداد اعضا محدود نباشند)

مهم‌ترین گروهها در فیزیک ذرات بنیادی

نام گروه	ماتریسهای گروه	
$U(n)$	یکانی $(\tilde{U}^*U = 1)$	$n \times n$
$SU(n)$	یکانی با دترمینان ۱	$n \times n$
$O(n)$	متعامد $(\tilde{O}O = 1)$	$n \times n$
$SO(n)$	متعامد با دترمینان ۱	$n \times n$

بیشتر گروههای مورد توجه در فیزیک، گروه ماتریسها هستند. برای مثال، گروه لورنتس که در فصل ۳ معرفی شد شامل مجموعه‌ای از ماتریسهای Λ، 4×4 است.

هر گروه G را می‌توان با گروهی از ماتریسها نمایش داد: برای هر جزء گروه a، ماتریس متناظر M_a وجود دارد، و در این همخوانی ضرب گروهی معتبر است، بدین‌معنی که اگر $ab = c$ باشد، پس $M_aM_b = M_c$ است.

نمایش گروه

یک **نمایش گروه** راهی است برای توصیف عناصر یک گروه مجرد به صورت ماتریسها. بنابراین واژه نمایش در اینجا به معنی توصیف یا توضیح عناصر گروه به صورت نگاشتهای خطی است.

اگر G گروهی از ماتریسها، مانند $SU(۶)$ یا $O(۱۸)$ باشد، پس نمایش (صادق) خودش است ــ که آن را نمایش اصلی می‌نامیم.

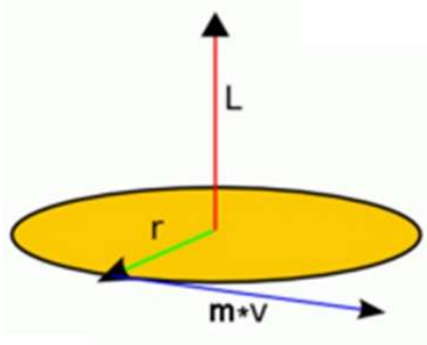
اما به‌طور کلی، نمایشهای بسیار دیگری پایه ماتریسهای با ابعاد مختلف وجود دارند. به‌عنوان مثال، $SU(۲)$ نمایشهای ۱بعدی (که بدیهی است) و ۲بعدی (که اصلی است)، ۳، ۴ و ۵بعدی و در واقع هر عدد صحیح مثبت را دارد.

$$M_a = \begin{pmatrix} \boxed{M_a^{(۱)}} & (\text{صفر}) \\ (\text{صفر}) & \boxed{M_a^{(۲)}} \end{pmatrix}$$

همیشه می‌توانید با ترکیب دو نمایش قدیمی نمایش جدیدی را بسازید پس:

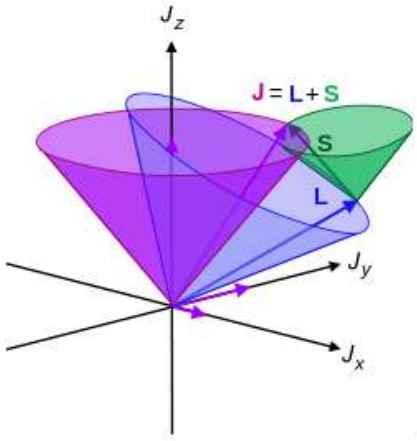
وقتی نمایشگرهای یک گروه را فهرست می‌کنیم دربارهٔ نمایشهای موسوم به تحویل‌ناپذیر صحبت می‌کنیم، که نمی‌توان آن را به‌شکل بلوک‌ـقطری تجزیه کرد.

فصل چهارم : اسپین و تکانه زاویه ای



تعریف کلاسیک تکانه زاویه‌ای $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ است. این تعریف را می‌توان با در نظر گرفتن تفسیر جدیدی از $\mathbf{r}$ به عنوان عملگر مکانکوانتومی و $\mathbf{p}$ به عنوان عملگر تکانه، به مکانیک کوانتومی برد. در این‌صورت $\mathbf{L}$ یک عملگرخواهد بود که به‌طور خاص، *عملگر تکانه زاویه‌ای مداری* نامیده می‌شود در واقع، $\mathbf{L}$ یک *عملگر برداری* است، یعنی $\mathbf{L} = (L_x, L_y, L_z)$، که L_x, L_y, L_z سه عملگر متفاوت هستند.

نوع دیگری از تکانه زاویه‌ای نیز وجود دارد که تکانه زاویه‌ای اسپین خوانده می‌شود و اغلب به اختصار به آن *اسپین* گفته می‌شود. تقریباً تمام ذرات بنیادی اسپین دارند. اسپین اغلب به این صورت تصویر می‌شود که یک ذره واقعاً به دور محور خود می‌چرخد، اما این تنها یک تشبیه است و بر واقعیت منطبق نیست :اسپین یکی از ویژگی‌های ذاتی یک ذره است که به هیچ نوع حرکتی در فضا مرتبط نیست. تمام ذرات بنیادی یک اسپین مشخصه دارند، مثلاً برای الکترون‌ها همیشه اسپین ۱/۲ دارند در حالی که اسپین فوتون‌ها همواره ۱ است.



یک تکانه زاویه‌ای کل $\mathbf{J}$ هم وجود دارد که تکانه‌های زاویه‌ای مداری و اسپینی را با هم ترکیب می‌کند:

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}.$$

قانون پایستگی تکانه زاویه‌ای بیان می‌کند که $\mathbf{J}$ دریک سامانه بسته یا $\mathbf{J}$ در کل جهان پایسته می‌ماند. هرچند که $\mathbf{L}$ و $\mathbf{S}$ به‌طور کلی پایسته نیستند. مثلاً برهمکنش اسپین-مدار اجازه می‌دهد که با ثابت ماندن $\mathbf{J}$، تکانه زاویه‌ای میان $\mathbf{S}$ و $\mathbf{L}$ انتقال یابد

فصل چهارم : اسپین و تکانه زاویه ای

عمگر تکانه زاویه‌ای مداری

عملگر تکانه راویه‌ای مداری $\mathbf{L}$ به زبان ریاضی توسط ضرب برداری یک عملگر مکان تابع موج $(\mathbf{r})$ و عملگر تکانه $(\mathbf{p})$ تعریف می‌شود:

$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ ⟶ این شبیه به تعریف تکانه زاویه‌ای در فیزیک کلاسیک است.

در مورد خاص یک تک‌ذره بدون بار الکتریکی و بدون اسپین، عملگر تکانه زاویه‌ای مداری را می‌توان بر پایه مکان به صورت یک معادله برداری نوشت :

$\mathbf{L} = -i\hbar(\mathbf{r} \times \nabla)$ ⟶ که ∇ عملگر دیفرانسیل , دل است.

روابط جابجایی میان مولفه‌ها

عملگر تکانه زاویه‌ای یک عملگر برداری است، یعنی می‌توان آن را بر حسب مؤلفه‌های برداری اش $\mathbf{L} = (L_x, L_y, L_z)$ بیان کرد. رابطه جابجایی زیر میان مؤلفه‌ها برقرار است

$[L_l, L_m] = i\hbar \sum_{n=1}^{3} \varepsilon_{lmn} L_n$ ،

می‌توان آنرا به‌طور کلی به این صورت نشان داد

$[L_x, L_y] = i\hbar L_z, \quad [L_y, L_z] = i\hbar L_x, \quad [L_z, L_x] = i\hbar L_y,$ ⟶ که [,] علامت جابجاگر است

فصل چهارم : اسپین و تکانه زاویه ای

روابط برداری شامل اندازه بردار

مانند هر بردار دیگری، اندازه عملگر تکانه زاویه‌ای مداری به شکل زیر تعریف می‌شود،

$$L^2 \equiv L_x^2 + L_y^2 + L_z^2 .$$

L^2 یک عملگر کوانتومی دیگر است. با مؤلفه‌های L جابه‌جا می‌شود،

$$[L^2, L_x] = [L^2, L_y] = [L^2, L_z] = 0 .$$

اصل عدم قطعیت

به‌طور کلی در مکانیک کوانتومی وقتی دو عملگر مشاهده‌پذیر، قابل جابه‌جایی نباشند به آنها مشاهده‌پذیرهای ناسازگار گفته می‌شود. دو مشاهده‌پذیر ناسازگار را نمی‌توان همزمان با هم اندازه گرفت؛ بلکه در عوض آنها از *اصل عدم قطعیت* پیروی می‌کنند. هرچه یکی از این مشاهده‌پذیرها، دقیق‌تر شناخته‌شود، دیگری با دقت کمتری قابل شناخت خواهد بود. همانطور که در یک اصل عدم قطعیت، مکان و تکانه به هم مرتبط می‌شوند، برای تکانه زاویه‌ای نیز اصل عدم قطعیتی وجود دارد.

$$\sigma_{L_x}\sigma_{L_y} \geq \frac{\hbar}{2}\left|\langle L_z\rangle\right| .$$

که σ_X انحراف معیار استاندارد در مقادیر اندازه‌گیری‌شده برای X و $\langle X\rangle$ مقدار چشم‌داشتی X را نشان می‌دهد.

فصل چهارم : اسپین و تکانه زاویه ای

به‌ویژه، اندازه‌گیری L^2 همیشه عددی به‌شکل زیر را می‌دهد:

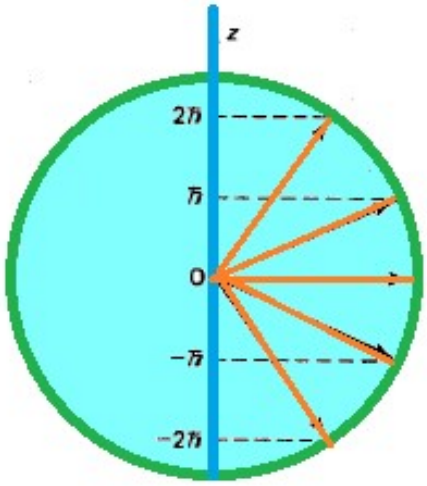
$l(l+1)\hbar^2$ که l عدد صحیح غیرمنفی است.

$l = 0, 1, 2, 3, \cdots$

برای یک مقدار معین l، اندازه‌گیری L_z همواره نتیجه‌ای به‌شکل زیر دارد:

$m_l\hbar$ که m_l عدد صحیحی در محدودهٔ $[-l, +l]$ است:

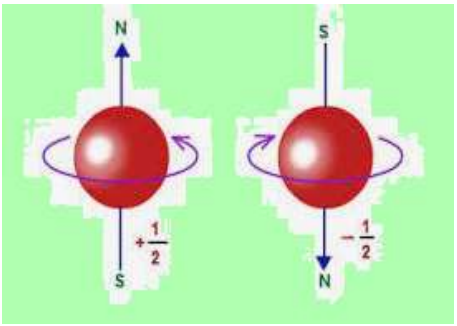
$$m_l = -l, -l+1, \ldots, -1, 0, +1, \ldots, l-1, l$$



سمتگرهای ممکن بردار تکانه زاویه‌ای به‌ازای $l = 2$.

در اینجا $l = 2$ است، بنابراین اندازهٔ $\mathbf{L}$ برابر $\sqrt{6}\hbar = 2.45\hbar$ است. برای L_z می‌توان مقادیر $2\hbar, \hbar, 0, -\hbar$ یا $-2\hbar$ را در نظر گرفت.

فصل چهارم : اسپین و تکانه زاویه ای



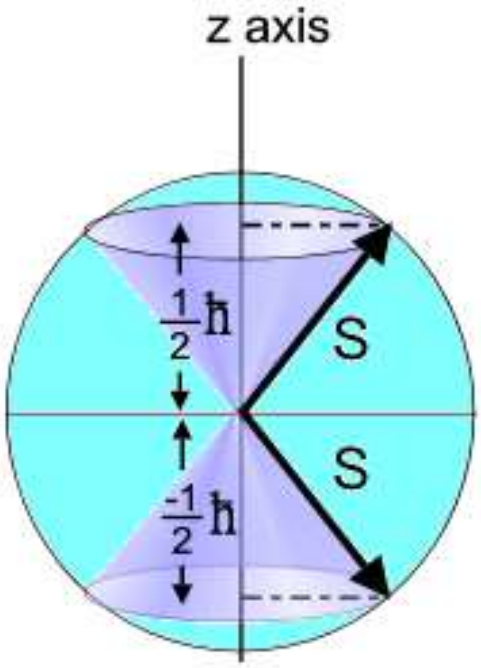
اسپین از خاصیت‌های بنیادی ذرات زیراتمی است که معادل کلاسیک ندارد و یک خاصیت کوانتومی به‌شمار می‌آید. نزدیک‌ترین خاصیت کلاسیک به اسپین *اندازه‌حرکت زاویه‌ای* است.

در مکانیک کوانتوم عملگر اسپین درست از همان قانون جابجایی عملگر اندازه‌حرکت زاویه‌ای پیروی می‌کند. همان‌طور که ذره‌های بنیادی جرم و بار متفاوت دارند، اسپین متفاوت نیز دارند. اسپین یک ذره می‌تواند صفر یا هر عدد صحیح و نیم‌صحیح باشد.

به ذراتی که اسپین نیم‌صحیح دارند اصطلاحاً فرمیون و به ذراتی که اسپین صحیح دارند بوزون می‌گویند. ثابت می‌شود که فرمیون‌ها و بوزون‌ها از قوانین آماری متفاوتی پیروی می‌کنند که به اولی آمار فرمی–دیراک و به دومی آمار بوز–اینشتین می‌گویند.

در مکانیک کوانتومی با توجه به قانون جابجایی عملگرهای $\hat{S}_x$, $\hat{S}_y$, $\hat{S}_z$ (هر یک از این عملگرها اسپین را در جهت محور خاصی اندازه می‌گیرند) ($[\hat{S}_i, \hat{S}_j] = \epsilon_{ijk}\hat{S}_k$) ثابت می‌شود که در آن واحد تنها می‌توان اسپین را در جهت یکی از محورها اندازه گرفت.

فصل چهارم : اسپین و تکانه زاویه ای



همین موضوع برای تکانه زاویه‌ای اسپین صادق است: یک اندازه‌گیری $S^2 = \mathbf{S}.\mathbf{S}$ فقط مقادیر زیر را می‌دهد:

$$s(s+1)\hbar^2$$

اما، برای اسپین، عدد کوانتومی s می‌تواند علاوه بر عدد صحیح، نیمه‌صحیح نیز باشد:

$$s = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \frac{5}{2}, \ldots$$

برای مقدار معینی از s، جواب اندازه‌گیری S_z باید به‌صورت $m_s\hbar$

باشد که m_s عدد صحیح یا نیمه‌صحیح (s هر چه باشد) در محدودهٔ $[-s, s]$ است:

$$m_s = -s, -s+1, \ldots, s-1, s$$ [$(2s+1)$ امکان].

فصل چهارم : جمع تکانه زاویه ای

حالتهای تکانه زاویه‌ای با «کت» $|lm_l\rangle$ یا $|sm_s\rangle$ نشانگذاری می‌شوند. پس اگر بگویم الکترون در اتم هیدروژن حالت مداری $|۳ - ۱\rangle$ و حالت اسپین $|\frac{۱}{۲}, \frac{۱}{۲}|$ را اشغال کرده است، منظور این است که $l = ۳$، $m_l = -۱$ و $s = \frac{۱}{۲}$ و $m_s = \frac{۱}{۲}$ است

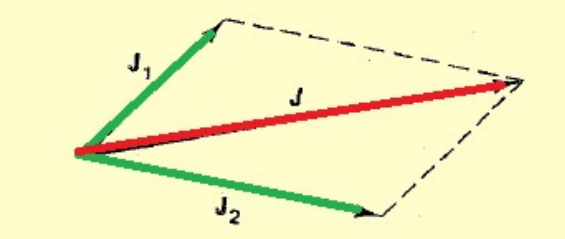
ضرایب کلبش-گوردون

چگونه می‌توان دو تکانهٔ زاویه‌ای را جمع کرد

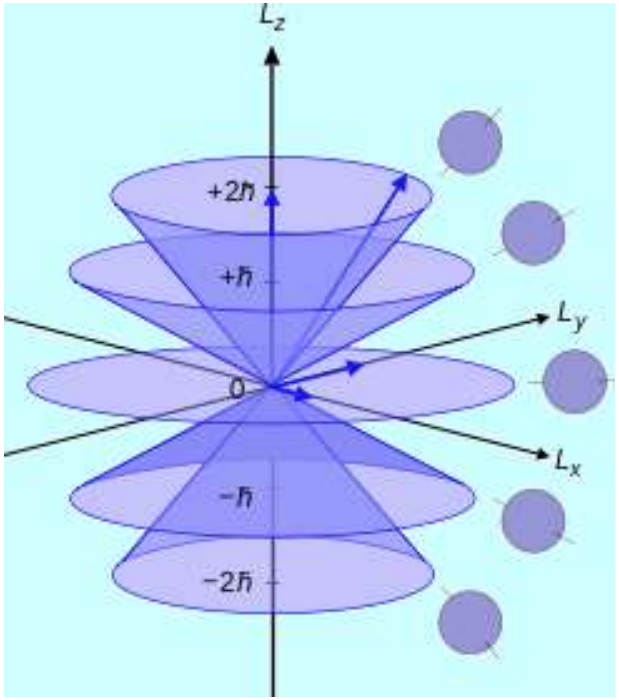
$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_۱ + \mathbf{J}_۲$$

در مورد کلاسیک، فقط مؤلفه‌ها را جمع می‌کنیم. اما در مکانیک کوانتومی به هر سه مؤلفه دسترسی نداریم. مجبوریم با یک مؤلفه و اندازه‌اش کار کنیم. بنابراین پرسش به این صورت مطرح می‌شود: اگر حالتهای $|j_۱m_۱\rangle$ و $|j_۲m_۲\rangle$ را ترکیب کنیم. چه حالت(های) تکانه زاویه‌ای کل $|jm\rangle$ را به‌دست می‌آوریم؟ طبعاً، مؤلفه‌های z هنوز با هم جمع می‌شوند، بنابراین

$$m = m_۱ + m_۲$$



فصل چهارم : جمع تکانه زاویه ای



هر j از $(j_1 + j_2)$ تا $|j_1 - j_2|$ در گامهای صحیح به‌دست می‌آید

$$j = |j_1 - j_2|, |j_1 - j_2| + 1, \ldots, (j_1 + j_2) - 1, (j_1 + j_2)$$

برای مثال، ذره‌ای با اسپین ۱ در حالت مداری $l = 3$ می‌تواند تکانه زاویه‌ای کل $j = 4$ (یعنی $J^2 = 20\hbar^2$)، یا $j = 3$ ($J^2 = 12\hbar^2$)، یا $j = 2$ ($J^2 = 6\hbar^2$) را داشته باشد.

مثال ۴ـ۱ یک کوارک و پاد کوارک در حالت با تکانه زاویه‌ای مداری صفر به هم پیوسته‌اند و یک مزون را تشکیل داده‌اند. مقادیر ممکن برای اسپین مزون چیست؟

حل. کوارکها دارای اسپین $\frac{1}{2}$ هستند، پس می‌توان $1 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$ یا $0 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}$ را به‌دست آورد.

فصل چهارم : جمع تکانه زاویه ای

مثال ۴ـ۲ فرض کنید سه کوارک را در حالت تکانه زاویه مداری صفر ترکیب می‌کنید. اسپینهای ممکن باریون حاصل چیست؟

حل. از دو کوارک، هر کدام با اسپین $\frac{1}{2}$، تکانه زاویه‌ای کل $1 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$ یا $0 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}$ را به‌دست می‌آوریم. افزودن کوارک سوم به $\frac{3}{2} = \frac{1}{2} + 1$ یا $\frac{1}{2} = 1 - \frac{1}{2}$ (وقتی جمع دوتای اول ۱ باشد) و $\frac{1}{2} = \frac{1}{2} + 0$ (وقتی جمع دوتای اول صفر باشد) می‌انجامد. پس باریون می‌تواند اسپین $\frac{3}{2}$ یا $\frac{1}{2}$ داشته باشد، که $\frac{1}{2}$ را به دو روش مختلف می‌توان به‌دست آورد. در عمل $s = \frac{3}{2}$ دوتایی و $s = \frac{1}{2}$ هشت‌تایی است، و بدیهی است که مدل کوارک گروه دیگری را با $s = \frac{1}{2}$ مجاز می‌داند.

فصل چهارم : جمع تکانه زاویه ای

اما گاهی به تجزیه صریح $|j_1 m_1\rangle|j_2 m_2\rangle$ به حالتهایی که تکانه زاویه‌ای کل آنها $|jm\rangle$ است، نیاز داریم:

$$|j_1 m_1\rangle|j_2 m_2\rangle = \sum_{j=|j_1-j_2|}^{(j_1+j_2)} C^{j\ j_1\ j_2}_{m\ m_1\ m_2}|jm>, \qquad \text{با } m = m_1 + m_2$$

اعداد $C^{j\ j_1\ j_2}_{m\ m_1\ m_2}$ به ضرایب کلبش-گوردون معروف‌اند.

$2 \times 1/2$		5/2							
		+5/2	5/2	3/2					
+2	1/2	1	3/2	+3/2					
	+2	−1/2	1/5	4/5	5/2	3/2			
	+1	+1/2	4/5	−1/5	+1/2	+1/2			
			1	−1/2	2/5	3/5	5/2	3/2	
			0	+1/2	3/5	−2/5	−1/2	−1/2	
					0	−1/2	3/5	2/5	5/2	3/2
					−1	+1/2	2/5	−3/5	−3/2	−3/2
							−1	−1/2	4/5	1/5	5/2
							−2	+1/2	1/5	−4/5	−5/2
									−2	−1/2	1

فصل چهارم : جمع تکانه زاویه ای

مثال ۴ـ۳ یک الکترون اتم هیدروژن حالت مداری $|۱ \; ۱\rangle$ و حالت اسپینی $|\frac{۱}{۲} \frac{۱}{۲}\rangle$ را اشغال می‌کند. اگر $J^۲$ را اندازه بگیریم چه مقادیری به‌دست می‌آوریم و احتمال هر کدام چقدر است؟

حل. مقادیر ممکن j برابر $l+s = ۲+\frac{۱}{۲} = \frac{۵}{۲}$ و $l-s = ۲-\frac{۱}{۲} = \frac{۳}{۲}$ است. مؤلفه‌های z جمع می‌شود: $m = -۱+\frac{۱}{۲} = -\frac{۱}{۲}$.

علامت $۲ \times \frac{۱}{۲}$ نشان می‌دهد که $j_۱ = ۲$ را با $j_۲ = \frac{۱}{۲}$ ترکیب کرده‌ایم و سطر افقی با علامت -۱، $\frac{۱}{۲}$ را پیدا می‌کنیم. اینها مقادیر $m_۱$ و $m_۲$ هستند. با خواندن دو ورودی به‌دست می‌آوریم،

$$|۱ \; ۱\rangle|\frac{۱}{۲} \frac{۱}{۲}\rangle = \sqrt{\frac{۲}{۵}}|\frac{۵}{۲} \; \frac{۱}{۲}\rangle - \sqrt{\frac{۳}{۵}}|\frac{۳}{۲} - \frac{۱}{۲}\rangle.$$

بنابراین احتمال به‌دست آوردن $j = \frac{۵}{۲}$ برابر $\frac{۲}{۵}$ و احتمال $j = \frac{۳}{۲}$ برابر $\frac{۳}{۵}$ است. توجه کنید که جمع احتمالها باید یک شود.

$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$

فصل چهارم : اسپین ۱/۲

می‌دانیم که از حرکت الکترون پیرامون هسته، نوعی میدان مغناطیسی بوجود می‌آید که به پیدایش عددهای کوانتومی مغناطیسی مختلف منجر می‌گردد و اینها جهت‌گیریهای اوربیتالها را در فضا نشان می‌دهند. حال باید این نکته را نیز مورد توجه قرار دهیم که چرخش الکترون به دور محوری از خود نیز میدان مغناطیسی دیگری پدید می‌آورد. می‌توانیم آن را به یک کره باردار که دارای حجم معینی است و به دور محور خود می‌چرخد، تشبیه کنیم.

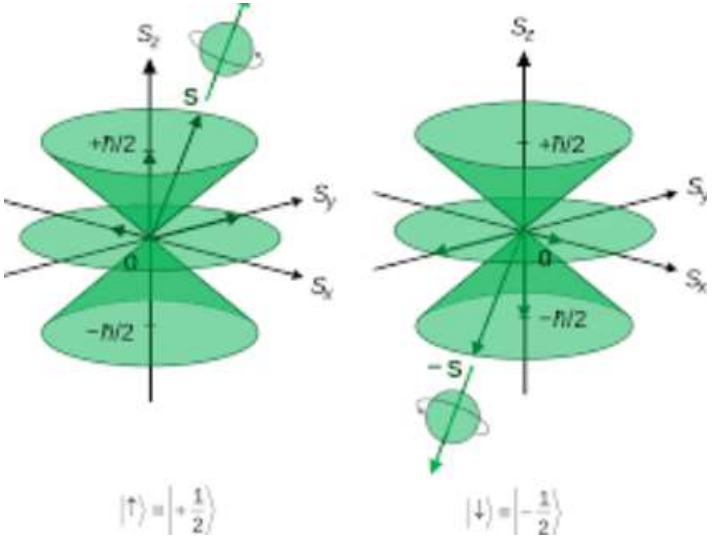
ذره‌ای با اسپین $\frac{1}{2}$ می‌تواند دارای $m_s = \frac{1}{2}$ («اسپین بالا») یا $m_s = -\frac{1}{2}$ («اسپین پایین») باشد. به‌طور غیررسمی، این دو حالت را با پیکانهای $\uparrow$ و $\downarrow$ نشان می‌دهند. اما نمادگذاری بهتر بردارهای ستونی دومؤلفه‌ای یا اسپینور است:

$$\left|\frac{1}{2}\frac{1}{2}\right\rangle = \begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}, \quad \left|\frac{1}{2}-\frac{1}{2}\right\rangle = \begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$$

فصل چهارم : اسپین ۱/۲

کلی‌ترین حالت ذره اسپین $\frac{1}{2}$، ترکیب خطی

$$\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix} = \alpha\begin{pmatrix}1\\ 0\end{pmatrix} + \beta\begin{pmatrix}0\\ 1\end{pmatrix}$$



در حالت کلی $\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix}$، $|\alpha|^2$ احتمال این است که اندازه‌گیری S_z مقدار $+\frac{1}{2}\hbar$ را نتیجه دهد و $|\beta|^2$ احتمال به‌دست آوردن $-\frac{1}{2}\hbar$ است.

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$$

به‌غیر از شرط «بهنجارش» هیچ قید پیشینی در مورد α و β وجود ندارد.

فصل چهارم : اسپین ۱/۲

اکنون فرض کنید که S_x یا S_y یک ذره در حالت $\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix}$ را اندازه می‌گیریم.
تقارن نشان می‌دهد که مقادیر مجاز $\pm\frac{1}{2}\hbar$ است.
اینکه در ابتدا کدام جهت را به‌عنوان جهت z انتخاب کنیم، کاملاً اختیاری است.
به هر مؤلفهٔ z یک ماتریس* 2×2 را نسبت می‌دهیم:

$$\hat{S}_x = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix}, \quad \hat{S}_y = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix}, \quad \hat{S}_z = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}$$

ویژه مقدارهای $\hat{S}_x$ برابر $\pm\hbar/2$ هستند و ویژه بردارهای بهنجار متناظر عبارت‌اند از

$$\chi_{\pm} = \begin{pmatrix}1/\sqrt{2}\\ \pm 1/\sqrt{2}\end{pmatrix}$$

هر اسپینور دلخواه را می‌توان به‌صورت ترکیب خطی این ویژه‌بردارها نوشت:

$$\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix} = a\begin{pmatrix}1/\sqrt{2}\\ 1/\sqrt{2}\end{pmatrix} + b\begin{pmatrix}1/\sqrt{2}\\ -1/\sqrt{2}\end{pmatrix}$$

$$a = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)(\alpha+\beta) \quad ; \quad b = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)(\alpha-\beta)$$

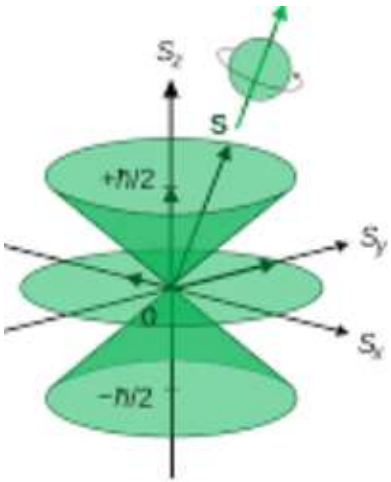
احتمال اینکه اندازه‌گیری S_x مقدار $\frac{1}{2}\hbar$ را بدهد. $|a|^2$ است و احتمال به‌دست آوردن $-\frac{1}{2}\hbar$، $|b|^2$ است. بدیهی است که $|a|^2 + |b|^2 = 1$

روال کلی، که این نمونه‌ای از آن بود، به‌صورت زیر است:

۱. یک ماتریس $\hat{A}$ بسازید که کمیت مشاهده‌پذیر مورد نظر A را نمایش دهد.

۲. مقادیر مجاز A، ویژه مقدارهای ماتریس $\hat{A}$ هستند.

۳. حالت دستگاه را به‌صورت ترکیب خطی ویژه بردارهای $\hat{A}$ بنویسید. مربع قدرمطلق ضریب iامین ویژه بردار احتمال این است که اندازه‌گیری A iامین ویژه مقدار را بدهد.



مثال ۴ـ۵ فرض کنید S_x^2 را برای ذره‌ای در حالت $\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix}$ اندازه می‌گیریم. چه مقادیری را ممکن است به‌دست آوریم و احتمال هر کدام چقدر است؟

حل. ماتریس نمایانگر S_x^2، مربع ماتریسی است که S_x را نمایش می‌دهد:

$$\hat{S}_x^2 = \frac{\hbar^2}{4}\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{pmatrix} \longrightarrow \frac{\hbar^2}{4}\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix} = \frac{\hbar^2}{4}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix}$$

هر اسپینور ویژه بردار $\hat{S}_x^2$ با ویژه مقدار $\hbar^2/4$ است. پس مطمئن هستیم که مقدار $\hbar^2/4$ را به‌دست می‌آوریم (احتمال ۱). همین موضوع برای $\hat{S}_y^2$ و $\hat{S}_z^2$ صادق است. بنابراین هر اسپینور یک ویژه حالت $\hat{S}^2 = \hat{S}_x^2 + \hat{S}_y^2 + \hat{S}_z^2$ با ویژه مقدار $3\hbar^2/4$ است. این تعجب‌آور نیست زیرا برای اسپین s باید داشته باشیم $S^2 = s(s+1)\hbar^2$.

فصل چهارم : اسپین تحت دوران

معمول است که ماتریسهای اسپین پائولی به‌صورت زیر تعریف کنیم:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

وقتی محور مختصات را می‌چرخانید مؤلفه‌های مؤلفه‌های یک اسپینو تغییر می‌کنند

$$\begin{pmatrix} \alpha' \\ \beta' \end{pmatrix} = U(\theta) \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}$$

$$U(\theta) = e^{-i\theta\cdot\sigma/2}$$

بردار θ در امتداد محور دوران و اندازه‌اش برابر زاویه دوران حول آن محور به‌صورت راستگرد است.

فصل چهارم : اسپین ۱/۲

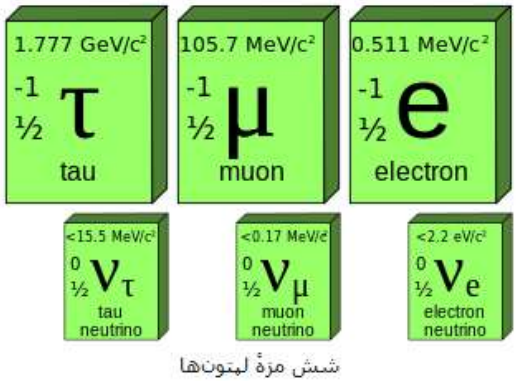
ماتریس یکانی با دترمینان ۱ است. درحقیقت مجموعهٔ این ماتریسهای دوران گروه $SU(۲)$ را تشکیل می‌دهند. پس ذرات با اسپین $\frac{۱}{۲}$ تحت دوران مطابق نمایش اصلی دوبعدی $SU(۲)$ تبدیل می‌شوند.

$U(\theta)$ ماتریس ۲ × ۲

توجه کنید که خودِ نما در اینجا یک ماتریس است! این عبارت را باید شکل مختصر سری توانی زیر در نظر گرفت:

$$e^{A} \equiv ۱ + A + \frac{۱}{۲}A^{۲} + \frac{۱}{۳!}A^{۳} + \cdots$$

فصل چهارم : تقارن طعم



شش مزهٔ لپتون‌ها

مزه یا چاشنی؛ در اشاره به گونه‌های یک ذرهٔ بنیادی، (به انگلیسی: flavour or flavor) در فیزیک کوانتومی است. روایت کنونی مدل استاندارد، کوارک‌ها و لپتون‌ها را، هرکدام دارای شش مزهٔ متفاوت می‌داند و برای هرکدام از این مزه‌ها؛ به رسم معمول و همیشگی؛ که شماره گذاری همهٔ ذره‌های بنیادی حتی کامپوزیت‌ها است، یک عدد کوانتومی ویژهٔ مزه اختصاص داده شده‌است. در مورد هادرون‌ها این شماره‌های کوانتومی به تعداد کوارک تشکیل دهندهٔ هر یک از مزه‌ها بستگی دارد.

هایزنبرگ در اوان تاریخ فیزیک ذرات (۱۹۳۲)، مفهوم اسپین را یک گام بیشتر در فضای انتزاع پیش برد. او جهت ارائه مدلی برای ساختار هسته فرض کرد که ذرات سازنده هسته یعنی نوترون‌ها و پروتون‌ها عمدتاً تأثیر نیروهای هسته‌ای قوی و خیلی کمتر از آن نیروهای الکتریکی (پروتون‌ها که حاوی بار مثبت‌اند) قرار دارند. او بدون درنظرگرفتن تفاوت بار و با توجه به مطلب که پروتون و نوترون تقریباً جرم یکسانی دارند و هر دو به یکدیگر تبدیل‌پذیرند، نظریه‌ای ساخت بر این مبنا که نوترون و پروتون حالت‌های متفاوت موجودی به نام «نوکلئون» هستند.

فصل چهارم : آیزواسپین ۱/۲

هایزنبرگ با توجه به شباهت دو حالت نوکلئونی با دو حالت اسپینی فرمیون‌ها با اسپین ۱/۲ مفهوم «ایزواسپین» را معرفی کرد.

نوکلئون دارای ایزواسپین ۱/۲ است. مشابه اسپین الکترون. و دارای دو حالت ایزواسپینی با اعداد کوانتومی −۱/۲ و +۱/۲ که به صورت نوترون و پروتون مشاهده می‌شود. مشابه دو حالت اسپینی الکترون با همان اعداد یکسان.
انگیزه هایزنبرگ به شدت ریاضی‌وار بود. او هیچ نوع حرکت اسپینی واقعی را در نظر نداشت اما مفهوم ایزواسپین با همان شکل انتزاعی‌اش بسط یافت و با قواعد شگفتی موری گل–مان ترکیب شد و دقیقاً آنچه را که نظریه‌پردازان می‌خواستند بدانند، نشان داد:
تقارن‌های زیرین نوکلئون و خویشاوندان هادرونی آن.

نوکلئون را به‌صورت یک ماتریس ستونی دومؤلفه‌ای می‌نویسیم:

$$N = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}$$

$$p = \begin{pmatrix} ۱ \\ ۰ \end{pmatrix} \quad \text{و} \quad n = \begin{pmatrix} ۰ \\ ۱ \end{pmatrix}$$

فصل چهارم : آیزواسپین ۱/۲

عدد کوانتومی ایزواسپین را با I و حالت‌های جدای ایزواسپین را با I3 نشان می‌دهیم. پانویس 3 وابسته به قراردادی است که جهت بیان حالت‌های ایزواسپینی به کار می‌رود. جزئیات ریاضی این قرارداد فراتر از این مبحث است).
بنابراین، برای نوکلئون I=1/2 و برای «دوگانه» حالت‌های ایزواسپینی آن یعنی نوترون و پروتون، I= +1/2 , -1/2 می‌باشد.
پیون (یك مزون) با ایزواسپین I=1 است و «سه‌گانه» حالت‌های ایزواسپینی آن با I3=-1,0,+1 مشخص می‌شود.
ایزواسپین ذره هادرون دلتا برابر با I=3/2 و «چهارگانه» حالت‌های ایزواسپینی‌اش با I3=-3/2,-1/2,+1/2,+3/2 مشخص می‌شود.
ایزواسپین ذره‌ی شگفت‌انگیز لاندا، صفر است، یعنی I=0 و حالت ایزواسپینی «یگانه‌اش» برابر با I3=0

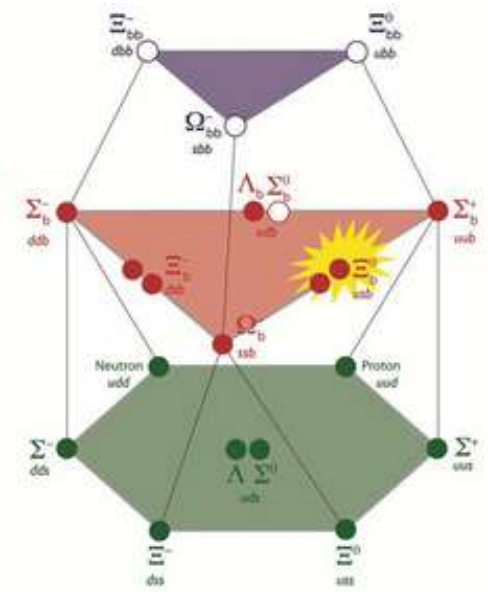
اینها همگی مثال‌هایی از چندگانه‌های هادرونی‌اند. از مثال‌ها می‌توان فهمید که اگر یك هادرون دارای ایزواسپین I باشد، به چندگانه ایزواسپینی با تعداد 2I+1 عضو تعلق دارد.

به زبان نظریه گروه، هایزنبرگ اظهار داشت که برهم‌کنشهای قوی تحت تقارن داخلی گروه $SU(۲)$ ناوردا هستند و نوکلئونها به نمایش دوبعدی (ایزواسپین $\frac{۱}{۲}$) تعلق دارند.

$$\pi^+ = |۱۱\rangle, \quad \pi^۰ = |۱۰\rangle, \quad \pi^- = |۱-۱\rangle$$

$$u = \left|\frac{۱}{۲}\frac{۱}{۲}\right\rangle, \quad d = \left|\frac{۱}{۲}-\frac{۱}{۲}\right\rangle$$

آیزواسپین ۱/۲



دسته‌بندی تنها کاری نیست که اسپین برایمان انجام می‌دهد. بلکه کاربرد دینامیکی مهمی نیز دارد. مثلاً فرض کنید دو نوکلئون داریم. با استفاده از قواعد جمع تکانهٔ زاویه‌ای می‌دانیم که این ترکیب ایزواسپین کل صفر و ۱ را می‌دهد.

$$|۱۱\rangle = pp \qquad |۱\,-۱\rangle = nn$$

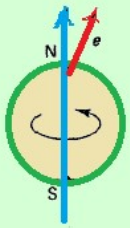
$$|۱۰\rangle = (۱/\sqrt{۲})(pn + np) \qquad |۰۰\rangle = (۱/\sqrt{۲})(pn - np)$$

آیزواسپین ۱/۲

نام	نماد	ضد ذره	اسپین	بار	عدد باریونی	جرم $\frac{GeV}{c^2}$
بالا	u	$\bar{u}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}q_e$	$\pm\frac{1}{3}$	0.005
پایین	d	$\bar{d}$	$\frac{1}{2}$	$\mp\frac{1}{3}q_e$	$\pm\frac{1}{3}$	0.008
شگفت	s	$\bar{s}$	$\frac{1}{2}$	$\mp\frac{1}{3}q_e$	$\pm\frac{1}{3}$	0.50
افسون	c	$\bar{c}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}q_e$	$\pm\frac{1}{3}$	1.6
ته	b	$\bar{b}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}q_e$	$\pm\frac{1}{3}$	5
سر	t	$\bar{t}$	$\frac{1}{2}$	$\mp\frac{2}{3}q_e$	$\pm\frac{1}{3}$	173

پاریته

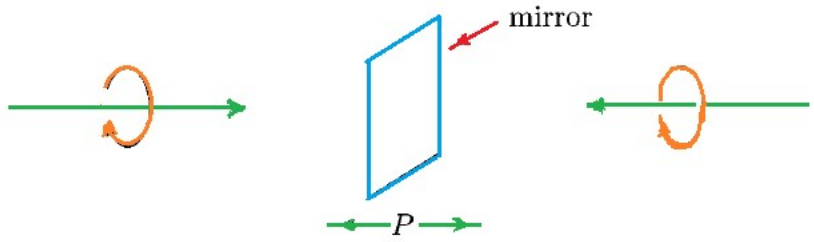
تا قبل از ۱۹۵۶ فرض مسلم این بود که قوانین فیزیکی دودستانه هستند. یعنی، تصویر آینه‌ای هر فرایند فیزیکی یک فرایند فیزیکی کاملاً ممکن را نشان می‌دهد.



در واپاشی β کبالت ۶۰، اغلب الکترونها در جهت اسپین هسته گسیل می‌شوند.

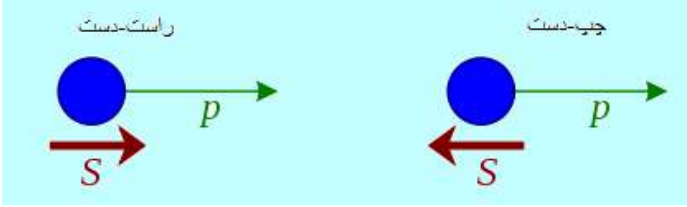
در مکانیک کوانتومی یک **تبدیل پاریته** *تغییر علامت یک بخش فضایی در دستگاه مختصات* است. در سه بعد به شکل تغییر علامت هر سه مختصات فضایی (در دستگاه دکارتی) نیز شناخته می‌شود (یک تبدیل انعکاس):

$$\mathbf{P}: \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} -x \\ -y \\ -z \end{pmatrix}.$$

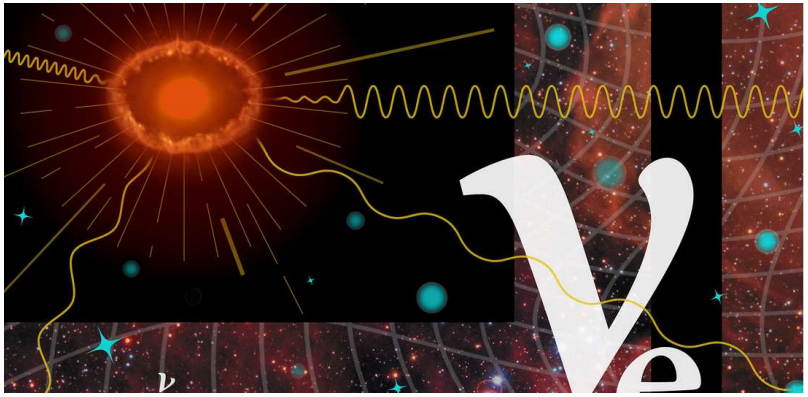


دست سانی

همه برهم‌کنش‌های اساسی ذرات بنیادی به غیر از برهمکنش ضعیف تحت پاریته متقارن هستند در صورتی که برهمکنش ضعیف با دست‌سان بودنش باعث به وجود آمدن دست‌سانی در کل فیزیک شده‌است. در برهمکنش‌های متقارن در پاریته مانند برهمکنش‌های الکترومغناطیسی، پاریته یک اصل کنترلی قدرتمند در انتقال‌های کوانتمی است.



دست سانی یک ذره، راستگرد است اگر راستای اسپین مشابه راستای حرکت باشد و چپگرد است اگر راستای اسپین و جهت حرکت مخالف هم باشند.

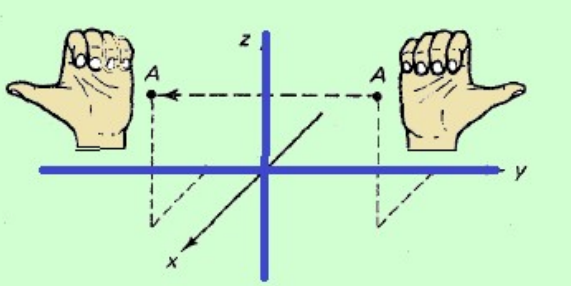


یک ذره *بدون* جرم، با سرعت نور حرکت می‌کند؛ لذا یک ناظر واقعی (که همواره باید با سرعتی کمتر از سرعت نور حرکت کند) نمی‌تواند در هیچ دستگاه مرجعی که ذره در راستای عکس جهت نسبی اش به نظر می‌رسد، قرار داشته باشد، بدین معنا که تمامی ناظران واقعی، دست سانی یکسانی را مشاهده می‌کنند؛ بنابراین، جهت اسپین ذرات بدون جرم، مستقل از تبدیلات لورنتس (تغییر زاویه دید) در راستای حرکت ذره می‌باشد و علامت تصویر (مارپیچگی) برای تمام دستگاه‌های مرجع ثابت است:
مارپیچگی، یک ثابت نسبیتی است.

همهٔ نوترینوها چپگرد و همهٔ پاد نوترینوها راستگرد هستند

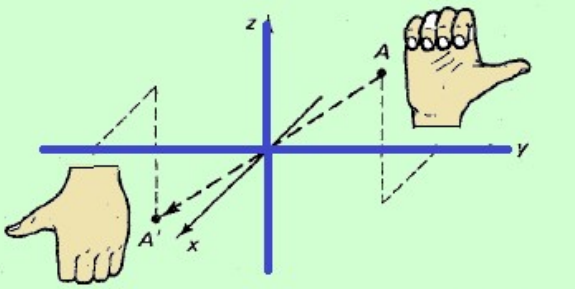
پاریته

به‌رغم نقض پاریته در فرایندهای ضعیف، ناوردایی پاریته یک تقارن معتبر برای برهم‌کنشهای قوی و الکترومغناطیسی است.



(الف) بازتاب (در صفحهٔ $x-z$)

$(x, y, z) \rightarrow (x, -y, z)$



(ب) وارونی $(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$

رفتار نرده‌ایها و بردارها تحت تبدیل پاریته p

نرده‌ای	$P(s) = s$
شبه‌نرده‌ای	$P(p) = -p$
بردار (یا بردار قطبی)	$P(\mathbf{v}) = -\mathbf{v}$
شبه‌بردار (یا بردار محوری)	$P(\mathbf{a}) = \mathbf{a}$

همیوغ بار

الکترودینامیک کلاسیک تحت تغییرعلامت همهٔ بارهای الکتریکی ناورداست؛ پتانسیلها و میدانها تغییرعلامت می‌دهند، اما یک عامل جبران‌کنندهٔ بار در قانون لورنتس وجود دارد، به‌طوری که نیرو بدون تغییر می‌ماند. در فیزیک ذرات بنیادی عملگری را وارد می‌کنیم که مفهوم «تغییر علامت بار» را تعمیم می‌دهد—این عملگر را همیوغی بار، C، می‌نامیم که هر ذره را به پاد ذره‌اش تبدیل می‌کند:

$$C|p\rangle = |\bar{p}\rangle$$

مانند مورد P، دو بار اعمال C ما را به حالت ابتدایی باز می‌گرداند.

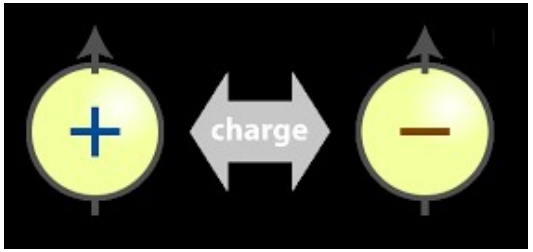
$$C^2 = I$$

بنابراین ویژه مقدارهای C، ± 1 هستند. اما، برخلاف P، اکثر ذرات در طبیعت یک ویژه حالت C نیستند. زیرا اگر $|p\rangle$ ویژه حالت C باشد،

$$C|p\rangle = \pm|p\rangle = |\bar{p}\rangle$$

همیوغ بار

بنابراین $|p\rangle$ و $|\bar{p}\rangle$ حداکثر در یک علامت با هم تفاوت دارند، یعنی یک حالت فیزیکی یکسانی را نمایش می‌دهند. پس فقط ذراتی که پاد ذرهٔ خودشان هستند می‌توانند ویژه حالت C باشند.



می‌توان نشان داد که سیستم متشکل از ذره‌ای با اسپین $\frac{1}{2}$ و پاد ذرهٔ آن در آرایشی با تکانهٔ زاویه‌ای مداری l و اسپین کل s، ویژه حالت C را با ویژه مقدار $(-1)^{l+s}$ تشکیل می‌دهد. بر اساس مدل کوارک، مزونهای مورد نظر دقیقاً به این شکل هستند: برای شبه‌نرده‌ایها $l = 0$ و $s = 0$ و بنابراین $C = +1$ است؛ برای بردارها، $l = 0$ و $s = 1$، به‌طوری که $C = -1$ است.

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

C عدد کوانتومی ضربی است، و مانند پاریته، در برهم‌کنشهای الکترومغناطیسی و قوی پایسته است. مثلاً π^0 به دو فوتون وامی‌پاشد:

($C = +1$ قبل و بعد)، اما نمی‌تواند به سه فوتون واپاشی کند.

همیوغ بار

همیوغی بار، یک تقارن برهم‌کنشهای ضعیف نیست.

چون ذرات اندکی ویژه حالت C هستند، کاربرد مستقیم آن در فیزیک ذرات بنیادی تقریباً محدود است.

همان‌طور که دیدیم، برهم‌کنشهای ضعیف تحت تبدیل P ناوردا نیستند. روشن‌ترین دلیل آن این واقعیت است که پاد موئون گسیل‌شده در واپاشی پیون همیشه چپگرد است.

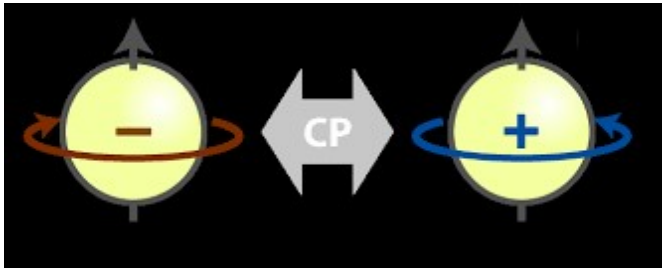
$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

برهم‌کنشهای ضعیف تحت C ناوردا نیستند، برای نوع همیوغ بار واکنش با موئون چپگرد داریم:

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

درحالی که در واقع موئون حاصل همواره راستگرد است. با این حال، اگر دو عملگر را ترکیب کنیم به حالت اول بازمی‌گردیم: CP پاد موئون چپگرد را به موئون راستگرد تبدیل می‌کند که دقیقاً چیزی است که در طبیعت مشاهده می‌کنیم.

نقض همزمان همیوغ بار و پاریته



نقض سی‌پی به نقض تقارن سی‌پی (تقارن مزدوج بار پاریته) یا ترکیب تقارن سی (تقارن بار) و تقارن پی (تقارن پاریته) اطلاق می‌شود.

تقارن، حاصل ضرب مقادیر تقارن دو ذره برای بار مزدوج است که ذره را به پادذره تبدیل می‌کند.

در فیزیک کلاسیک تصور می‌شد عملکرد طبیعت آینه‌ای است یعنی قوانین حاکم بر ذره‌ای که به سمت راست حرکت می‌کند همان قوانین حاکم بر ذره‌ای است که به سمت چپ حرکت می‌کند که به آن تقارن پاریته می‌گویند که تقارنی گسسته‌است و همین مسئله برای تقارن دیگری به نام مزدوج بار(یا همنوع بار) نیز صادق است که برای آن‌ها عملگرهایی نیز تعریف شد به گونه‌ای که

$$\mathcal{P}|K\rangle = -|K\rangle$$
$$\mathcal{C}|K\rangle = |\overline{K}\rangle$$

فرایند نقض

$$CP|K^o\rangle = -|\overline{K}^o\rangle$$

نقض همزمان همیوغ بار و پاریته

بهنجارش آن نتیجه می‌دهد:

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^o\rangle - |\overline{K}\rangle)$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^o\rangle + |\overline{K}\rangle)$$

$$|K^o\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_1\rangle + |K_2\rangle)$$

$\tau_1 = ۰٫۸۹ \times ۱۰^{-۱۰}\text{sec}$

$\tau_2 = ۵٫۲ \times ۱۰^{-۸}\text{sec}$

به‌طوری که K_1 حداکثر چند سانتیمتر حرکت می‌کند، درحالی که K_2 چند متر را طی می‌کند.

در صورتی که در آزمایش‌ها این به شکل است:

$$|K\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_1\rangle + \epsilon|K_2\rangle)$$

که در آن ϵ ضریب معیار انحراف طبیعت از ناوردایی CP است که مقدار تجربی آن 2.3×10^{-3} بدست آمده‌است.

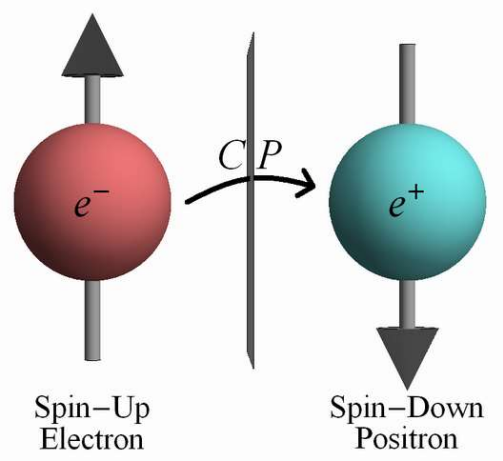
این نقض به دو دسته مستقیم و غیرمستقیم تقسیم می‌شود.

نقض همزمان همیوغ بار و پاریته

فرایند نقض

- در سال ۱۹۸۰ جایزه نوبل فیزیک به کاشفان این پدیده تعلق گرفت.
- در سال ۲۰۰۸ جایزه نوبل فیزیک به مفسران این پدیده تعلق گرفت.
- ولفانگ پائولی با شنیدن این خبر گفت:

خداوند باید یک اشتباه کرده‌باشد.

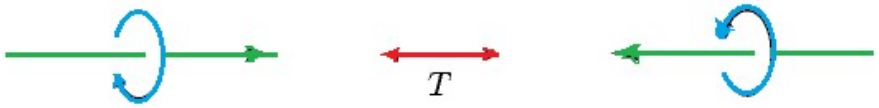


گمان می‌رود عدم تقارن میان ماده و پادماده (نابرابر بودن مقدار آنها) به علت نقض سی‌پی در واپاشی‌های لپتونی باشد که موجب پایداری جهان کنونی است.

برگشت زمان

$$T : t \mapsto -t.$$

تقارن نسبت به زمان یا تقارن نسبت به وارونی زمان (به انگلیسی: time reversal symmetry یا T-symmetry) یا تقارن T در فیزیک نظری به یک تقارن فرضی تحت تبدیل معکوس زمان گفته می‌شود. یعنی در صورت تغییر زمان به منفی آن سیستم تقارن داشته و پارامترهای سیستم پایستار باقی بمانند. به صورت ریاضی این تقارن به این صورت نوشته می‌شود:



این تقارن در سیستم‌های بسیار محدودی برقرار است و در حالت کلی در جهان فیزیکی این تقارن برقرار نمی‌باشد. به این ترتیب گفته می‌شود که زمان تقارن ندارد. مهمترین عامل عدم وجود این تقارن قانون دوم ترمودینامیک می‌باشد.

عدم تقارن زمانی می‌تواند بر سه نوع باشد:

۱- مربوط به ذات قوانین فیزیک باشد، مانند عدم تقارن زمانی نیروی هسته‌ای ضعیف.

۲- مربوط به شرایط اولیه یک سیستم باشد، مانند قانون دوم ترمودینامیک.

۳- مربوط به مساله اندازه گیری باشد، مانند اندازه‌گیری غیرمخرب در مکانیک کوانتومی.

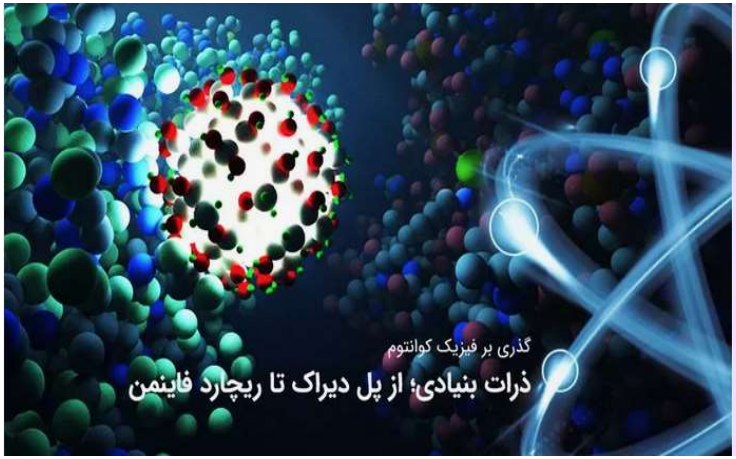
تقارن CPT

تقارن سی‌پی‌تی تقارن بنیادی قوانین فیزیک تحت تبدیلات همزمان درهم‌ریختن بار ,تبدیل توازن و معکوس‌پذیری زمانی است. سی‌پی‌تی تنها ترکیب و است که دقیقاً همان تقارن مشاهده شده طبیعت در سطح بنیادین است. **نظریه سی‌پی‌تی** بیان می‌کند که تقارن سی‌پی‌تی در تمام پدیده‌های فیزیکی وجود دارد.

فصل ۶ : حساب فاینمن



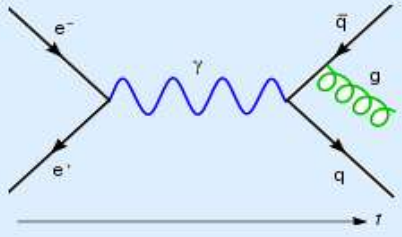
فصل ۶ : حساب فاینمن



در این فصل فرمولبندی کمّی دینامیک ذرات بنیادی را آغاز می‌کنیم، که در عمل محاسبهٔ آهنگهای واپاشی (Γ) و سطح‌مقطعهای پراکندگی (σ) است. روال کار شامل دو بخش مجزاست.

(۱) ارزیابی نمودارهای فاینمن مربوطه برای تعیین «دامنه» ($\mathcal{M}$) در فرایند موردنظر

(۲) وارد کردن $\mathcal{M}$ در «قاعدهٔ طلایی» فرمی برای محاسبهٔ Γ یا σ



فصل ۶ : طول عمر

اطلاعات تجربی ما ناشی از سه منبع است:

۱. رویدادهای پراکندگی که در ان ذره‌ای را به‌سوی ذرهٔ دیگر شلیک می‌کنیم و مثلاً زاویه انحراف را ثبت می‌کنیم.

۲. رویدادهای واپاشی، که در آن ذره خودبه‌خود فرو می‌پاشد و ما بازمانده‌های آن را بررسی می‌کنیم.

۳. حالتهای مقید، که در آن دو یا چند جسم به‌هم می‌چسبند، و ما ویژگیهای جسم حاصل را مطالعه می‌کنیم.

حدس زدن فرآیند واپاشی یک ذره برای در جرمی (نمونه‌ای) با تعداد مشخص، غیر ممکن است. ولی می‌توان گفت آهنگ واپاشی در زمان را می‌توان توسط ثابت تناسبی به. تعداد ذرات مربوط کرد:

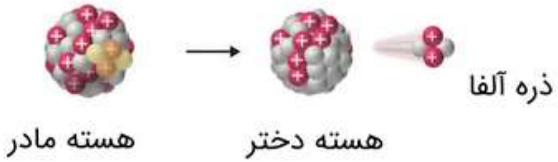
$$dN = -\Gamma N\, dt \quad \longrightarrow \quad N(t) = N(0)e^{-\Gamma t}$$

فصل ۶ : طول عمر

طول عمر متوسط عکس آهنگ واپاشی است:

$$\tau = \frac{1}{\Gamma}$$

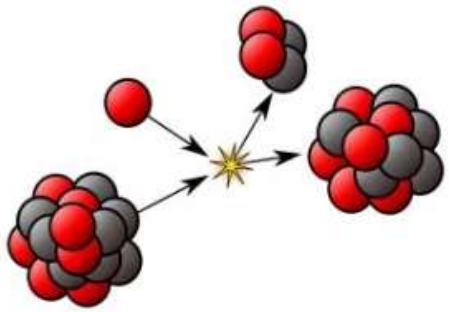
در واقع، اغلب ذرات می‌توانند به‌راههای مختلف واپاشند. برای مثال، π^+ معمولاً به $\mu^+ + \nu_\mu$ وامی‌پاشد، اما در بعضی موارد به‌صورت $e^+ + \nu_e$ و گاهی به $\mu^+ + \nu_\mu + \gamma$ وامی‌پاشد، حتی دیده شده است که به $e^+ + \nu_e + \pi^0$ نیز واپاشی کند. در این شرایط آهنگ واپاشی کل مجموع آهنگ تک‌تک واپاشیهاست:



$$\Gamma_{\text{کل}} = \sum_{i=1}^{n} \Gamma_i \quad \rightarrow \quad \tau = 1/\Gamma_{\text{کل}}$$

فصل ۶ : طول عمر

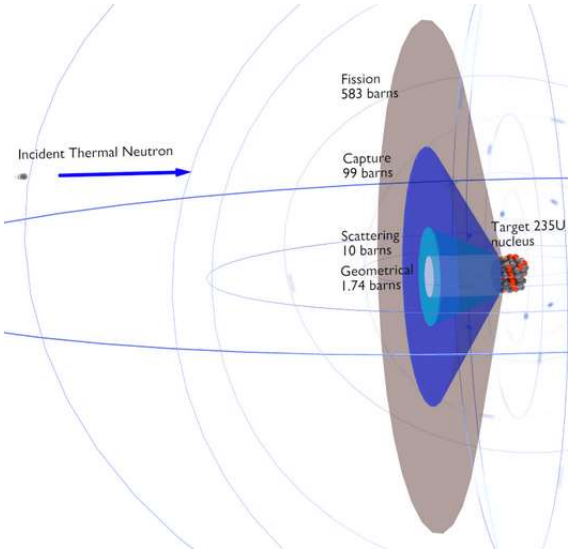
نسبتهای انشعاب یعنی کسری از ذرات که به‌صورت خاصی وامی‌پاشد



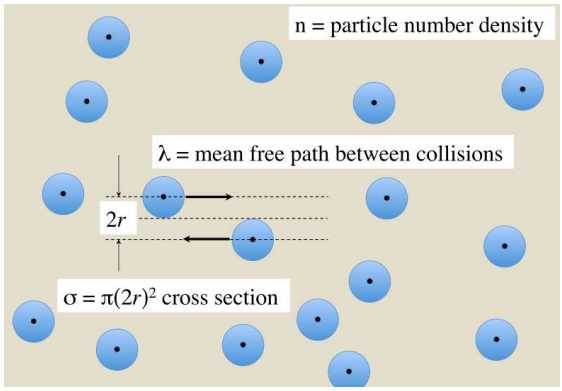
نسبت انشعاب برای iامین مَد واپاشی $= \Gamma_i/\Gamma_{\text{کل}}$

فصل ۶ : سطح مقطع پراکندگی

سطح مقطع پراکندگی می‌تواند در فیزیک هسته‌ای، اتمی و فیزیک ذرات و برای برخورد شتاب‌دار پرتوهایی از ذرات با اهداف (ثابت یا متحرک) یا نوع دیگری از ذرات تعریف شود. احتمال وقوع هر واکنشی نسبت به سطح مقطع برخورد آن تعریف می‌شود؛ بنابراین، تعیین سطح مقطع برای هر واکنش داده شده‌است یک نماینده برای بیان احتمال وقوع فرایند پراکندگی مربوط به آن واکنش است.

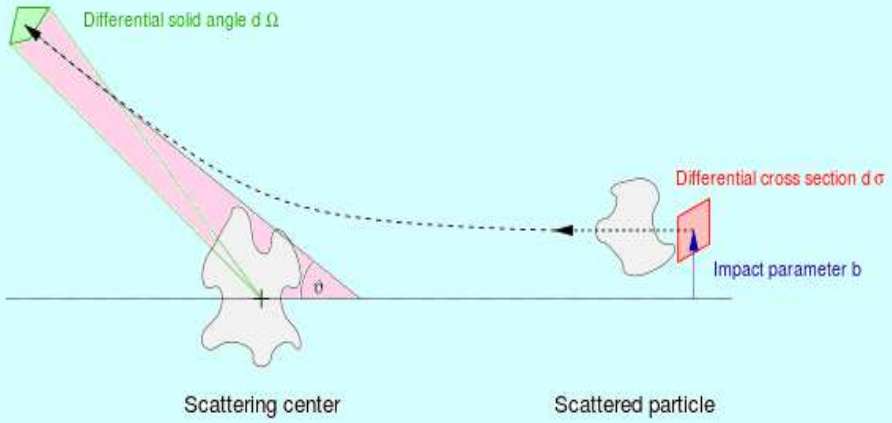


مساحت فرضی ای که احتمال پراکنده شدن نور یا تابش‌های دیگر را به وسیله ذرات در مرکز پراکندگی شرح می‌دهد، **سطح مقطع پراکندگی** می‌گویند؛ که اندازه‌گیری از برهم کنش بین ذره پراکنده شده و یک یا چند مرکز پراکندگی است.



فصل ۶ : سطح مقطع پراکندگی

زمانی که دو ذره برهمکنش می‌کنند **سطح مقطع** متقابل، منطقه‌ای نسبت به حرکت نسبی آنهاست که ذرات باید به این منطقه برسند تا از یکدیگر پراکنده شوند.
اگر ذرات کره سخت ناکشسان باشند تعامل آنها تنها در تماس خواهد بود پس سطح مقطع آنها به اندازه هندسیشان مرتبط است.
اگر ذرات از طریق نیروهایی که از فواصل نیز عمل می‌کنند مانند الکترومغناطیس یا جاذبه با یکدیگر برهمکنش داشته باشند، سطح مقطع آنها بزرگتر از اندازه هندسیشان خواهد بود.

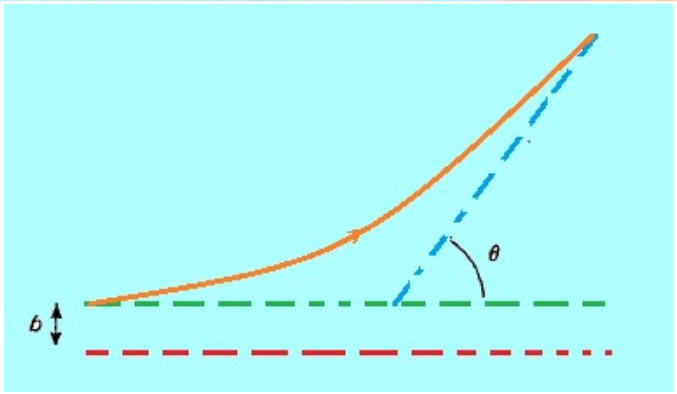


هنگامی که سطح مقطع به عنوان تابعی از برخی از متغیرهای وضعیت نهایی مانند زاویه ذرات یا انرژی آنها مشخص شود به آن **سطح مقطع دیفرانسیلی** می‌گویند. وقتی که یک سطح مقطع دیفرانسیلی در تمام زوایا (و احتمالاً سایر متغیرها) انتگرال گرفته شود به آن **سطح مقطع کل** می‌گویند. سطح مقطع به‌طور معمول با مشخص و در واحد مساحت اندازه‌گیری می‌شود

سطح مقطع کل

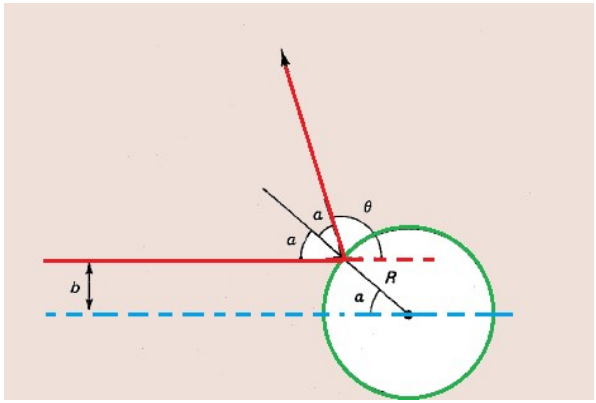
$$\sigma_{\text{کل}} = \sum_{i=1}^{n} \sigma_i$$

فصل ۶ : سطح مقطع پراکندگی



فرض کنید یک ذره (مثلاً الکترون) با پتانسیلی (مثلاً پتانسیل کولنی یک پروتون ساکن) مواجه و در زاویهٔ θ پراکنده شود. این زاویهٔ پراکندگی تابعی از پارامتر برخورد b یعنی فاصلهٔ ذرهٔ فرودی تا مرکز پراکندگی در صورتی است که ذره در مسیر اولیه‌اش به حرکت ادامه می‌داد

معمولاً، هر چه پارامتر برخورد کوچکتر باشد، انحراف بیشتر است، اما شکل تابع واقعی $\theta(b)$ به پتانسیل خاص دخیل بستگی دارد.



پراکندگی کره سخت

پراکندگی یک ذره از یک مرکز پراکندگی یگانه ساده‌ترین نوع تعریف سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی ست:

فرض کنید ذره‌ای به‌طور کشسان از کره‌ای به شعاع R برگردد.

فصل ۶ : پراکندگی کره سخت

این رابطه‌ای بین θ و b برای پراکندگی کلاسیک کرهٔ سخت است.

$$b = R\cos(\frac{\theta}{۲}) \quad یا \quad \theta = ۲\cos^{-۱}(\frac{b}{R})$$

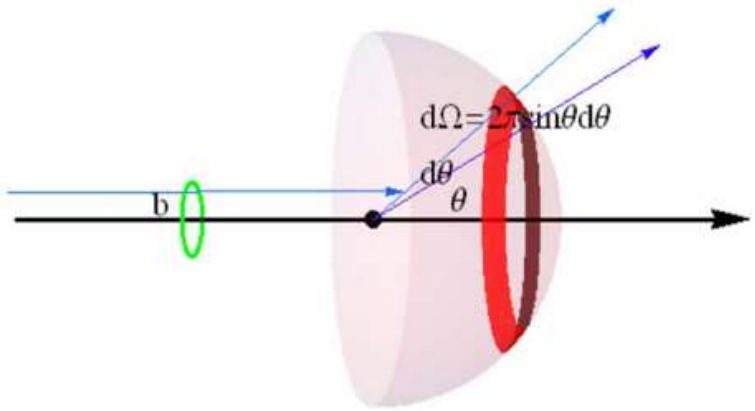
$$b = R\sin\alpha \ , \ ۲\alpha + \theta = \pi$$
$$\sin\alpha = \sin(\frac{\pi}{۲} - \frac{\theta}{۲}) = \cos(\frac{\theta}{۲})$$

اگر ذره با پارامتر برخوردی بین b و $b + db$ وارد شود، در زاویهٔ پراکندگی بین θ و $\theta + d\theta$ خارج می‌شود. در حالت کلی، اگر ذره از سطح بی‌نهایت کوچک $d\sigma$ بگذرد، در زاویهٔ فضایی متناظر $d\Omega$ پراکنده می‌شود (شکل ۶ـ۳). طبیعی است که هر چه $d\sigma$ را بزرگتر کنیم، $d\Omega$ بزرگتری حاصل می‌شود. ضریب تناسب سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی D، نامیده می‌شود:

$$d\sigma = D(\theta)d\Omega$$

$d\sigma/d\Omega$ سطح مقطع دیفرانسیلی

فصل ۶ : سطح مقطع پراکندگی



$$d\sigma = |b\, db\, d\phi| \quad , \quad d\Omega = |\sin\theta\, d\theta\, d\phi|$$

$$D(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left|\frac{d}{\sin\theta}\left(\frac{db}{d\theta}\right)\right|$$

$$\frac{db}{d\theta} = -\frac{R}{2}\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

$$D(\theta) = \frac{Rb\sin(\theta/2)}{2\sin\theta} = \frac{R^2}{2}\frac{\cos(\theta/2)\sin(\theta/2)}{\sin\theta} = \frac{R^2}{4}$$

سرانجام، سطح مقطع کل انتگرال $d\sigma$ روی تمام زاویه‌های فضایی است:

$$\sigma = \int d\sigma = \int D(\theta)d\Omega$$

$$\sigma = \int \frac{R^2}{4}d\Omega = \pi R^2$$

فصل ۶ : پراکندگی رادرفورد

پراکندگی رادرفورد یک پراکندگی کشسان از ذرات باردار توسط کنش کولنی می‌باشد. این پدیده فیزیکی در ۱۹۱۱ توسط ارنست رادرفورد توضیح داده شد.

ذره‌ای با بار q_1 از ذره ساکنی با بار q_2 پراکنده می‌شود. در مکانیک کلاسیک رابطهٔ پارامتر برخورد با زاویهٔ پراکندگی به‌صورت زیر است

$$b = \frac{q_1 q_2}{2E}\cot(\theta/2)$$

که در آن E انرژی جنبشی اولیه بار فرودی است. بنابراین سطح مقطع دیفرانسیلی برابر است با

$$D(\theta) = \left(\frac{q_1 q_2}{4E\sin^2(\theta/2)}\right)^2$$

$$\sigma = 2\pi\left(\frac{q_1 q_2}{4E}\right)^2 \int_0^{\pi} \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \sin\theta \, d\theta = \infty$$

فصل ۶ : سطح مقطع پراکندگی

اکنون فرض کنید باریکه‌ای از ذرات فرودی با درخشندگی یکنواخت $\mathcal{L}$ ($\mathcal{L}$ تعداد ذراتی است که در واحد زمان از واحد سطح می‌گذرند) داریم. پس $dN = \mathcal{L}\, d\sigma$ تعداد ذراتی است که در واحد زمان از سطح $d\sigma$ می‌گذرند، و در نتیجه تعدادی است که در واحد زمان در زاویهٔ فضایی $d\Omega$ پراکنده می‌شوند:

$$dN = \mathcal{L}\, d\sigma = \mathcal{L} D(\theta) d\Omega$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = D(\theta) = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{dN}{d\Omega}$$

آهنگ رویدادها برابر است با سطح مقطع ضربدر درخشندگی

فصل ۶ : قاعده طلایی فرمی

آهنگ گذار برای یک فرایند معین را دامنه و فضای فاز طبق «قاعدهٔ طلایی» فرمی تعیین می‌کند:

$$\text{آهنگ گذار} = \frac{2\pi}{\hbar}|\mathscr{M}|^2 \times (\text{فضای فاز})$$

قاعدهٔ طلایی برای واپاشیها.

فرض کنید ذره ۱، به چند ذره ۲، ۳، ۴، ... ، n واپاشد.

$$1 \to 2 + 3 + 4 + \cdots + n$$

آهنگ واپاشی از فرمول زیر به‌دست می‌آید

$$d\Gamma = |\mathscr{M}|^2 \frac{S}{2\hbar m_1}\left[\left(\frac{c\,d^3\mathbf{p}_2}{(2\pi)^3 2E_2}\right)\left(\frac{c\,d^3\mathbf{p}_3}{(2\pi)^3 2E_3}\right)\cdots\left(\frac{c\,d^3\mathbf{p}_n}{(2\pi)^3 2E_n}\right)\right] \times (2\pi)^4\delta^4(p_1 - p_2 - p_3 \cdots - p_n)$$

پایستگی انرژی و تکانه

$$p_i = (E_i/c, \mathbf{p}_i)$$

$$E_i^2 - \mathbf{p}_i^2 c^2 = m_i^2 c^4$$

فصل ۶ : قاعده طلایی فرمی

S حاصلضرب عواملی آماری است که برای هر گروهی از j ذره یکسان در حالت نهایی $\frac{1}{j!}$ است.

برای به‌دست آوردن آهنگ واپاشی کل Γ برای مُد مورد بررسی، روی تمام تکانه‌های خروجی انتگرال می‌گیریم.

$$\Gamma = \frac{S}{\hbar m_1}\left(\frac{c}{4\pi}\right)^2 \frac{1}{2}\int \frac{|\mathscr{M}|^2}{E_2 E_3}\delta^4(p_1 - p_2 - p_3)d^3\mathbf{p}_2 d^3\mathbf{p}_3$$

مثال ذره‌ای به جرم m به دو ذرهٔ ثانویه بدون جرم وامی‌پاشد (مثلاً $\pi^0 \to \gamma + \gamma$). اگر دامنه برای این فرایند $\mathscr{M}(\mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3)$ باشد، آهنگ واپاشی را بیابید.

حل. ابتدا با استفاده از این واقعیت که $E_1 = mc^2$ و $\mathbf{p}_1 = 0$ تابع دلتا را بازنویسی می‌کنیم:

$$\delta^4(p_1 - p_2 - p_3) = \delta\left(mc - \frac{E_2}{c} - \frac{E_3}{c}\right)\delta^3(-\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3)$$

فصل ۶ : قاعده طلایی فرمی

چون $m_2 = m_3 = 0$ داریم $E_2 = |\mathbf{p}_2|c,\ E_3 = |\mathbf{p}_3|c$. پس

$$\Gamma = \frac{S}{\hbar m}\left(\frac{1}{4\pi}\right)^2 \frac{1}{2}\int \frac{|\mathscr{M}|^2}{|\mathbf{p}_2||\mathbf{p}_3|} \times \delta(mc - |\mathbf{p}_1| - |\mathbf{p}_3|)\delta^3(-\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3)d^3\mathbf{p}_2 d^3\mathbf{p}_3$$

$$\Gamma = \frac{S}{2(4\pi)^2\hbar m}\int \frac{|\mathscr{M}|^2}{|\mathbf{p}_2|^2}\delta(mc - 2|\mathbf{p}_2|)d^3\mathbf{p}_2$$

$$d^3\mathbf{p}_2 = |\mathbf{p}_2|^2 d|\mathbf{p}_2| \sin\theta\, d\theta\, d\phi$$

$$\int \sin\theta\, d\theta\, d\phi = 4\pi$$

سپس برای انتگرال‌گیری روی $\mathbf{p}_3$ از $\delta^3(-\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3)$ استفاده می‌کنیم.

$$\Gamma = \frac{S}{8\pi\hbar m}\int_0^\infty |\mathscr{M}|^2\delta(mc - 2|\mathbf{p}_2|)d|\mathbf{p}_2|$$

$$\delta(mc - ۲|\mathbf{p}_۲|) = \frac{۱}{۲}\delta\left(|\mathbf{p}_۲| - \frac{mc}{۲}\right)$$

$$\Gamma = \frac{\mathbf{S}}{۱۶\pi\hbar m}|\mathscr{M}|^۲$$

ونتیجه می‌گیریم که:

مثال واپاشی دوجسمی

اکنون حالت عمومی واپاشی دوجسمی را در نظر بگیرید، که در آن ذرات خروجی دارای جرم $m_۲$ و $m_۳$ هستند. با فرض معلوم بودن $\mathscr{M}$، آهنگ واپاشی را بیابید.

$$E_۲ = c\sqrt{m_۲^۲c^۲ + \mathbf{p}_۲^۲}$$

$$E_۳ = c\sqrt{m_۳^۲c^۲ + \mathbf{p}_۲^۲}$$

$$\Gamma = \frac{S}{۲(۴\pi)^۲\hbar m_۱}\int \frac{|\mathscr{M}|^۲\delta(m_۱c - \sqrt{m_۲^۲c^۲ + \mathbf{p}_۲^۲} - \sqrt{m_۳^۲c^۲ + \mathbf{p}_۲^۲})}{\sqrt{m_۲^۲c^۲ + \mathbf{p}_۲^۲}\sqrt{m_۳^۲c^۲ + \mathbf{p}_۲^۲}}d^۳\mathbf{p}_۲$$

فصل ۶ : قاعده طلایی فرمی

$$\Gamma = \frac{S}{8\pi\hbar m_1}\int_0^{\infty}\frac{|\mathscr{M}|^2\delta(m_1c-\sqrt{m_2^2c^2+\rho^2}-\sqrt{m_3^2c^2+\rho^2})}{\sqrt{m_2^2c^2+\rho^2}\sqrt{m_3^2c^2+\rho^2}}\rho^2 d\rho$$

$|\mathbf{p}_2|$

تبدیل متغیر زیر را بکار بریم:

$$E \equiv c(\sqrt{m_2^2c^2+\rho^2}+\sqrt{m_3^2c^2+\rho^2})$$

$$dE = \frac{E\rho}{\sqrt{m_2^2c^2+\rho^2}\sqrt{m_3^2c^2+\rho^2}}d\rho$$

$m_1 > (m_2+m_3)$

$$\Gamma = \frac{S}{8\pi\hbar m_1}\int_{(m_2+m_3)c^2}^{\infty}|\mathscr{M}|^2\frac{\rho}{E}\delta\left(m_1c-\frac{E}{c}\right)dE$$

$$\Gamma = \frac{S|\mathbf{p}|}{8\pi\hbar m_1^2 c}|\mathscr{M}|^2$$

$$\delta(m_1c-E/c) = c\delta(E-m_1c^2)$$

فصل ۶ : قاعده طلایی فرمی برای پراکندگی

فرض کنید ذرات ۱ و ۲ برخورد کنند و ذرات ۳، ۴، ... ، n را تولید کنند:

$$۱ + ۲ \rightarrow ۳ + ۴ + \cdots + n$$

سطح مقطع از فرمول زیر به‌دست می‌آید

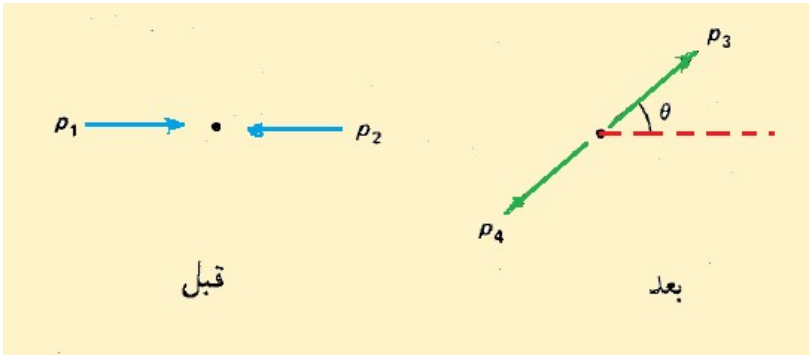
$$d\sigma = |\mathscr{M}|^{۲} \frac{\hbar^{۲} S}{۴\sqrt{(p_{۱} \cdot p_{۲})^{۲} - (m_{۱} m_{۲} c^{۲})^{۲}}} \left[\left(\frac{c\, d^{۳}\mathbf{p}_{۳}}{(۲\pi)^{۳} ۲E_{۳}} \right) \left(\frac{c\, d^{۳}\mathbf{p}_{۴}}{(۲\pi)^{۳} ۲E_{۴}} \right) \cdots \left(\frac{c\, d^{۳}\mathbf{p}_{n}}{(۲\pi)^{۳} ۲E_{n}} \right) \right] \times (۲\pi)^{۴} \delta^{۴}(p_{۱} + p_{۲} - p_{۳} - p_{۴} \cdots - p_{n})$$

توجه داشته باشید که تابع دلتا پایستگی انرژی و تکانه را اعمال می‌کند.

فصل ۶ : قاعده طلایی فرمی برای پراکندگی

مثال پراکندگی دو جسمی در چارچوب CM

فرایند $۱ + ۲ \rightarrow ۳ + ۴$ را در چارچوب CM در نظر بگیرید. اگر دامنه $\mathscr{M}$ باشد، سطح مقطع دیفرانسیلی را حساب کنید.



در چارچوب CM،

$$\mathbf{p}_۲ = -\mathbf{p}_۱ \quad \rightarrow \quad p_۱ \cdot p_۲ = E_۱E_۲/c^۲ + \mathbf{p}_۱^۲$$

$$\sqrt{(p_۱ \cdot p_۲)^۲ - (m_۱m_۲c^۲)^۲} = (E_۱ + E_۲)|\mathbf{p}_۱|/c$$

$$d\sigma = \left(\frac{\hbar c}{۸\pi}\right)^۲ \frac{S|\mathscr{M}|^۲ c}{(E_۱ + E_۲)|\mathbf{p}_۱|} \frac{d^۳\mathbf{p}_۳ d^۳\mathbf{p}_۴}{E_۳E_۴} \delta^۴(p_۱ + p_۲ - p_۳ - p_۴)$$

فصل ۶ : قاعده طلایی فرمی برای پراکندگی

$$\delta^{۴}(p_{۱}+p_{۲}-p_{۳}-p_{۴})=\delta\left(\frac{E_{۱}+E_{۲}-E_{۳}-E_{۴}}{c}\right)\delta^{۳}(-\mathbf{p}_{۳}-\mathbf{p}_{۴})$$

$$d\sigma=\left(\frac{\hbar}{۸\pi}\right)^{۲}\frac{S|\mathscr{M}|^{۲}c}{(E_{۱}+E_{۲})|\mathbf{p}_{۱}|}\times\frac{\delta((E_{۱}+E_{۲})/c)-\sqrt{m_{۳}^{۲}c^{۲}+\mathbf{p}_{۳}^{۲}}-\sqrt{m_{۴}^{۲}c^{۲}+\mathbf{p}_{۳}^{۲}})}{\sqrt{m_{۳}^{۲}c^{۲}+\mathbf{p}_{۳}^{۲}}\sqrt{m_{۴}^{۲}c^{۲}+\mathbf{p}_{۳}^{۲}}}d^{۳}\mathbf{p}_{۳}$$

$$d^{۳}\mathbf{p}_{۳}=\rho^{۲}\,d\rho\,d\Omega$$

ρ مخففی برای $|\mathbf{p}_{۳}|$ و $d\Omega=\sin\theta\,d\theta\,d\phi$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\left(\frac{\hbar}{۸\pi}\right)^{۲}\frac{Sc}{(E_{۱}+E_{۲})|\mathbf{p}_{۱}|}\int_{۰}^{\infty}|\mathscr{M}|^{۲}\times\frac{\delta((E_{۱}+E_{۲})/c)-\sqrt{m_{۳}^{۲}c^{۲}+\rho^{۲}}-\sqrt{m_{۴}^{۲}c^{۲}+\rho^{۲}})}{\sqrt{m_{۳}^{۲}c^{۲}+\rho^{۲}}\sqrt{m_{۴}^{۲}c^{۲}+\rho^{۲}}}\rho^{۲}d\rho$$

فصل ۶ : قاعده طلایی فرمی برای پراکندگی

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar c}{۸\pi}\right)^{۲} \frac{S|\mathscr{M}|^{۲}}{(E_{۱}+E_{۲})^{۲}} \frac{|\mathbf{p}_f|}{|\mathbf{p}_i|}$$

سطح مقطع دارای بعد سطح ــ $\mathrm{cm}^{۲}$، یا به‌طور مناسب‌تر «بارن» است:

$$۱ \text{ بارن} = ۱۰^{-۲۴}\mathrm{cm}^{۲}$$

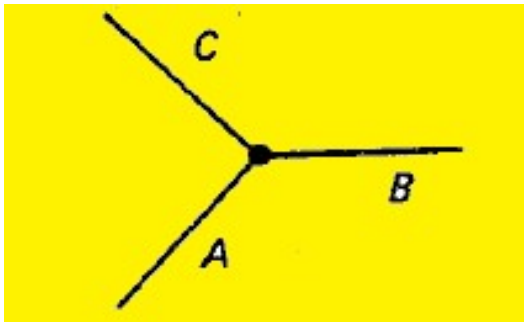
$$\mathscr{M} \text{ بعد} = (mc)^{۴-n}$$

n، خط خارجی

فصل ۶ : قاعده فایمن برای یک مدل ساده

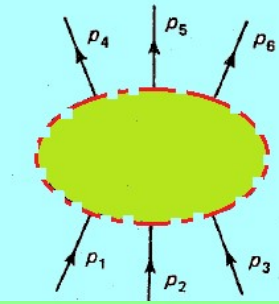
اکنون نشان می‌دهم که چگونه می‌توان خود $\mathscr{M}$ را با استفاده «از قاعده‌های فاینمن» در ارزیابی نمودارهای مناسب،تعیین کرد.

دنیایی را در نظر بگیرید که در آن فقط سه نوع ذره وجود دارد ــ آنها را A، B و C می‌نامیم ــ با جرمهای m_A، m_B و m_C. این ذرات دارای اسپین صفر هستند، و هر ذره پادذرهٔ خودش است. فقط یک رأس اولیه وجود دارد که سه ذره به وسیله آن با هم برهم کنش می‌کنند.



فصل ۶ : قاعده فایمن برای یک مدل ساده

روال کار به‌صورت زیر است



۱. نمادگذاری.

۲. ثابت جفت‌شدگی. $-ig$

۳. انتشارگر. برای هر خط داخلی، عامل زیر را بنویسید: $\dfrac{i}{q_j^2 - m_j^2 c^2}$

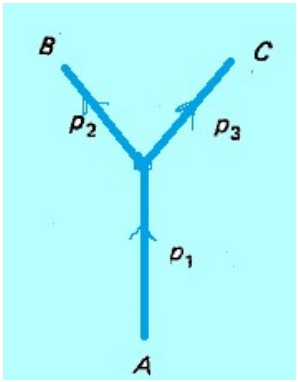
۴. پایستگی انرژی و تکانه. برای هر رأس یک تابع دلتا به شکل زیر بنویسید $(2\pi)^4 \delta^4(k_1 + k_2 + k_3)$

۵. انتگرال‌گیری روی تکانه‌های داخلی. برای هر خط داخلی، عامل زیر را بنویسید $\dfrac{1}{(2\pi)^4} d^4 q_j$

۶. حذف تابع دلتا. نتیجه کار شامل یک تابع دلتاست $(2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 + \cdots - p_n)$

با حذف این عامل آنچه باقی می‌ماند $-i\mathcal{M}$

فصل ۶ : طول عمر



در این نمودار یک رأس وجود دارد، که آن یک ضریب $-ig$ و یک تابع دلتا به‌دست می‌آوریم:

$$(2\pi)^4\delta^4(p_1 - p_2 - p_3) \rightarrow -i\mathscr{M} = -ig \rightarrow \Gamma = \frac{g^2|\mathbf{p}|}{8\pi\hbar m_A^2 c}$$

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} = \frac{8\pi\hbar m_A^2 c}{g^2|\mathbf{p}|}$$

فصل ۶ : پراکندگی

سهم پایین‌ترین مرتبه در فرایند $A + A \rightarrow B + B$

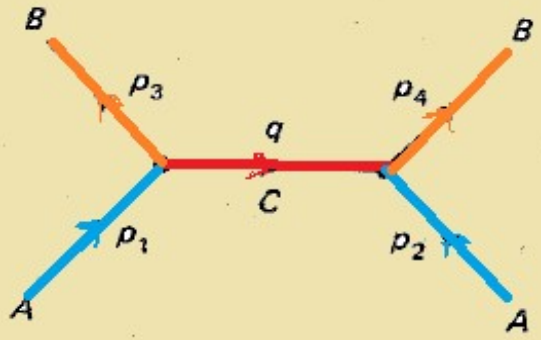
این مورد دو رأس (بنابراین دو ضریب $-ig$)

یک خط داخلی،

با انتشارگر $\frac{i}{q^2 - m_C^2 c^2}$

دو تابع دلتا: $(2\pi)^4 \delta^4(p_2 + q - p_4)$ و $(2\pi)^4 \delta^4(p_1 - p_3 - q)$

و یک انتگرال‌گیری: $\frac{1}{(2\pi)^4} d^4 q$

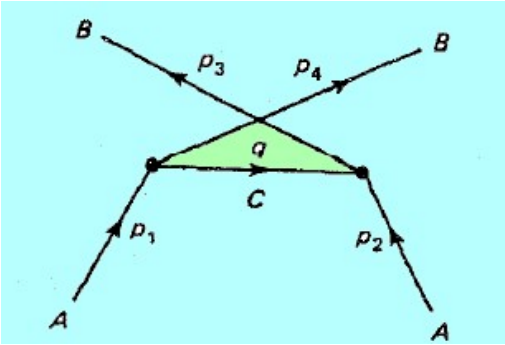


سهم پایین‌ترین مرتبه در $A + A \rightarrow B + B$.

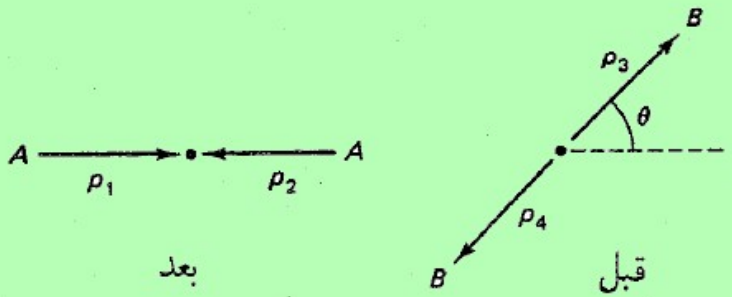
$$-i(2\pi)^4 g^2 \int \frac{1}{q^2 - m_C^2 c^2} \delta^4(p_1 - p_3 - q)\delta^4(p_2 + q - p_4) d^4q$$

$$-ig^2 \frac{1}{(p_4 - p_2)^2 - m_C^2 c^2} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4)$$

$$\mathcal{M} = \frac{g^2}{(p_4 - p_2) - m_C^2 c^2}$$



نمودار دیگری از مرتبهٔ g^2 وجود دارد که از «پیچش» خطهای B به‌دست می‌آید



$A + A \to B + B$ در چارچوب CM.

$$\mathscr{M} = \frac{g^2}{(p_4 - p_2)^2 - m_C^2 c^2} + \frac{g^2}{(p_3 - p_2)^2 - m_C^2 c^2}$$

سطح مقطع دیفرانسیلی $(d\sigma/d\Omega)$ این فرایند در دستگاه CM

برای‌سادگی قرار می‌دهیم، $m_A = m_B = m$ و $m_C = 0$. آن‌گاه داریم:

$$(p_4 - p_2)^2 - m_C^2 c^2 = p_4^2 + p_2^2 - 2p_2 \cdot p_4 = -2\mathbf{p}^2(1 - \cos\theta)$$

$$(p_3 - p_2)^2 - m_C^2 c^2 = p_3^2 + p_2^2 - 2p_3 \cdot p_2 = -2\mathbf{p}^2(1 + \cos\theta)$$

فصل ۶ : پراکندگی

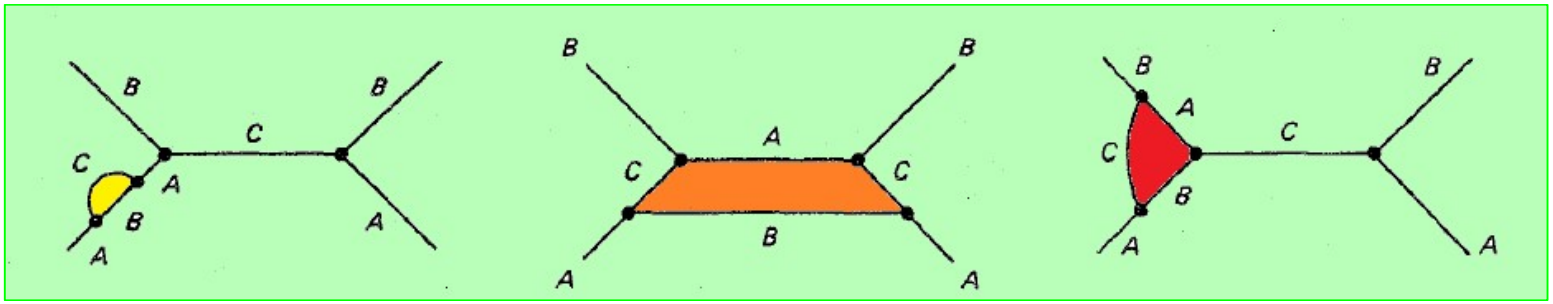
$$\mathscr{M} = -\frac{g^2}{\mathbf{p}^2 \sin^2\theta}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2}\left(\frac{\hbar c g^2}{16\pi E \mathbf{p}^2 \sin^2\theta}\right)^2$$

فصل ۶ : نمودارهای مرتبه بالاتر

نمودارهای دیگری با چهار رأس نیز وجود دارند که در این فرایند سهیم‌اند.

$$A + A \rightarrow B + B$$



در کل

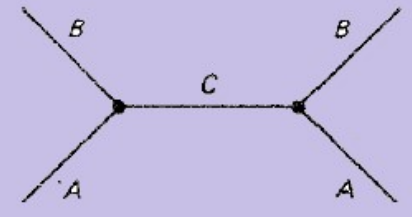
نمودار مرتبهٔ چهار برای این فرایند وجود دارد،

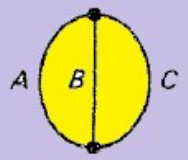
$$۵ + ۴ + ۳ + ۲ + ۱ = ۱۵$$

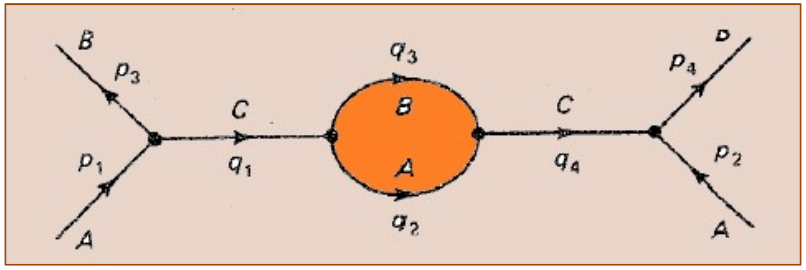
فصل ۶ : نمودارهای مرتبه بالاتر

نمودارهای ناهمبند نظیر

را به حساب نمی‌آوریم







نگاه نزدیک‌تری به یکی از آنها داشته باشیم

تابع دلتا ابتدا روی q_1 انتگرال می‌گیریم،

$$g^4 \int \frac{\delta^4(p_1 - q_1 - p_3)\delta^4(q_1 - q_2 - q_3)\delta^4(q_2 + q_3 - q_4)\delta^4(q_4 + p_2 - p_4)}{(q_1^2 - m_C^2c^2)(q_2^2 - m_A^2c^2)(q_3^2 - m_B^2c^2)(q_4^2 - m_C^2c^2)}\, d^4q_1 d^4q_2 d^4q_3 d^4q_4$$

$$\frac{g^4}{[(p_1-p_3)^2-m_C^2c^2][(p_4-p_2)^2-m_C^2c^2]}\int\frac{\delta^4(p_1-p_3-q_2-q_3)\delta^4(q_2+q_3-p_4+p_2)}{(q_2^2-m_A^2c^2)(q_3^2-m_B^2c^2)}d^4q_2d^4q_3$$

$$\mathcal{M}=i\left(\frac{g}{2\pi}\right)^4\frac{1}{[(p_1-p_3)^2-m_C^2c^2]^2}\int\frac{1}{[(p_1-p_3-q)^2-m_A^2c^2][q^2-m_B^2c^2]}d^4q$$

$$\int^{\infty}\frac{1}{q^4}q^3dq=\ln q|^{\infty}=\infty$$

فصل ۶ : نمودارهای مرتبه بالاتر(بازبهنجارش)

$$m_{\text{فیزیکی}} = m + \delta m; \qquad g_{\text{فیزیکی}} = g + \delta g$$

فصل ۶ : نمودارهای مرتبه بالاتر

فصل ۶ : نمودارهای مرتبه بالاتر