Лекции по физике высоких энергий

Г. Ф. Крымский

Институт космофизических исследований и аэрономии СО РАН, пр. Ленина 31, 677891 Якутск, Россия

Аннотация

Этот курс предназначен для предварительного ознакомления с идеями и методами физики высоких энергий, знание которых необходимо при изучении физики космических лучей. Представленные здесь конспекты не являются полноценным учебным пособием. Они не претендуют на полноту изложения предмета даже с теми ограниченными целями, которые указаны. Очевидно, со временем они будут дополнены новыми материалами. Представляется, тем не менее, полезным использовать их уже сейчас при изучении этого курса.

1 О предмете

Физика высоких энергий представляет собой одну из наиболее фундаментальных научных дисциплин. Это проявляется в том, что очень трудно предсказать результаты тех или иных научных исследований, а особенно трудно – их практический выход, хотя по прошествии времени практические приложения приобретают огромную значимость, как это показывает исторический опыт. Фундаментальная наука по мере своего развития все же обретает способность предсказывать результаты научных экспериментов, но эти достижения становятся возможными лишь благодаря выработке новых научных понятий, которые прежде отсутствовали в научном инструментарии. Именно физика высоких энергий являет нам богатейший и поучительный материал такого рода.

Предметом физики высоких энергий является изучение взаимодействий элементарных частиц, их превращений и законов, управляющих явлениями в микромире. Превращения элементарных частиц происходят и при низких энергиях – примером могут служить явления радиоактивности. Однако, с ростом энергии частиц растет разнообразие процессов и разнообразие самих частиц, а, с другой стороны, удается обнаружить определенные закономерности, в частности,

выявить запреты на некоторые виды реакций и соответствующие этим запретам законы сохранения. Изучение поведения материи при высоких энергиях позволяет пролить свет и на явления, происходящие с объектами микромира при обычных условиях.

Возникновение этой научной дисциплины восходит к открытию рентгеновского излучения в 1895 году. В процессе опытов с рентгеновыми лучами А.Беккерель в 1896 году обнаружил радиоактивность. Изучение радиоактивности Резерфордом и его сотрудниками привело к ряду важных открытий, первым из которых было установление ядерной структуры атома. Возникшая в 10-е годы следующего века ядерная модель атома явилась основой для бурного прогресса ядерной физики и квантовой механики.

Крупнейшим событием, оказавшим огромное влияние на последующие исследования физики микромира, явилось открытие в 1911-1912 гг. космических лучей. Свойства радиоактивности к этому времени были достаточно хорошо известны, но опыты с ионизацией воздуха позволяли предположить, что в дополнение к обычной радиоактивности действует излучение неизвестной природы с большой проникающей способностью. Были высказаны обоснованные предположения, что оно приходит из Космоса. Полеты на воздушных шарах, выполненные Гессом в 1911-1912 гг., подтвердили эту гипотезу и привели, таким образом, к открытию космического излучения.

2 Взаимодействия частиц и систематика

В физике высоких энергий взаимодействия частиц подразделяются на три типа: сильные, электромагнитные и слабые. Вероятности взаимодействия, сечения соответствующих реакций и времена жизни распадающихся частиц – для этих трех типов резко различны. Наибольшие сечения и наименьшие времена обеспечивают сильные взаимодействия, а наименьшие сечения и соответственно большие времена жизни у слабо взаимодействующих частиц, что и подчеркивается названиями этих взаимодействий. Безразмерные параметры, от которых зависят эти величины, равны соответственно $1 \div 10$, $1/137$ и 10^{-5}.

Частицы различаются по способности сохранять число частиц в любых реакциях (их называют фермионами) или не сохранять (это бозоны). Фермионы являются "настоящими"частицами: для них справедлив запрет Паули – они могут находиться в каждом квантовом состоянии только поодиночке. Фермионы делятся, в свою очередь, на классы лептонов и барионов, в отношении каждого из которых действуют свои законы сохранения.

Так как античастицы всегда рождаются в паре с обычными частицами (например, электрон-позитронные или протон-антипротонные пары), то при подсчете числа частиц число античастиц берется со знаком "минус". Только при таком подсчете действуют упомянутые законы сохранения.

Бозоны – это кванты тех или других полей и для них нет ограничений, подобных тем, которые есть у фермионов. Среди бозонов выделяется фотон, который сам себе является античастицей и который в единственном числе представляет собой отдельный класс. Остальные бозоны называют мезонами – они имеют массы, промежуточные между электроном и протоном.

Как мезоны, так и барионы могут иметь электрический заряд и соответственно обладать способностью к электромагнитному взаимодействию, но их атрибутом является сильное взаимодействие и по этому признаку они объединяются в самый многочисленный класс адронов. Среди адронов наиболее многочисленная группа имеет короткие времена жизни: короче, чем 10^{-20}сек. Более долгоживущие частицы называются стабильными и все они представлены в таблице.

Частица	Статистика, класс	Масса, МэВ	τ,сек	Схема распада
γ	B, γ	0	∞	–
ν_e	F, L	0	∞	–
ν_μ	F, L	0	∞	–
e	F, L	0.51	∞	–
μ	F, L	105	$2.2\ 10^{-6}$	$e\nu\overline{\nu}$
$\pi^\pm$	B, M	140	$2.6\ 10^{-8}$	$\mu\nu$
π^0	B, M	135	$0.9\ 10^{-16}$	$\gamma\gamma$
$K^\pm$	B, M	493	$1.2\ 10^{-8}$	$\mu\nu$ $(\pi\pi^0)$
K^0	B, M	497	$0.9\ 10^{-10}$	$\pi^+\pi^-$ $(\pi^0\pi^0)$ $(\pi^0\pi^0\pi^0)$
p	F, Br	938	∞	–
n	F, Br	939	$0.9\ 10^3$	$pe^-\nu$
Λ	F, Br	1115	$2.5\ 10^{-10}$	$p\pi^-$ $(n\pi^0)$

В таблице обозначениям частиц соответствуют названия: фотон, электронное и мюонное нейтрино, электрон, мюон, π-мезоны (пионы), K-мезоны (каоны), протон, нейтрон, Λ-гиперон. Во втором столбце обозначена статистика, то-есть принадлежность частицы к классу фермионов (F) или бозонов (B), а также к подклассу: γ – фотон, L – лептон, M – мезон, Br – барион. Для распадающихся частиц в двух последних столбцах указаны время жизни и схема распада. В некоторых случаях распад может происходить несколькими способами – в скобках указаны более редко встречающиеся схемы распада.

Наличие законов сохранения позволяет определять запрещенные реакции частиц. Здесь приводятся примеры разрешенных и запрещенных (правый столбец) реакций.

$$\begin{array}{ll} p+p \rightarrow p+p+p+\overline{p} & p+p \not\rightarrow p+p+\overline{p} \\ n \rightarrow p+e+\overline{\nu} & n \not\rightarrow p+e \\ \mu \rightarrow e+\nu+\overline{\nu} & \mu \not\rightarrow e+\nu \end{array}$$

В этих примерах причиной запрета является несохранение числа частиц. Необходимо отметить, что законы сохранения были установлены из наблюдений за реакциями. Именно отсутствие тех реакций, которые мы теперь называем запрещенными, дало возможность убедиться, что число частиц – как лептонов, так и барионов – всегда сохраняется.

3 Радиус ядерных сил

Большой класс частиц, способных к сильному взаимодействию и называемых адронами, обладает отличительными особенностями, благодаря которым было установлено, что это взаимодействие не может иметь электромагнитную природу. Протоны и нейтроны – первые известные адроны – имеют постоянный пробег до столкновения с ядрами воздуха, который не меняется с ростом энергии частиц. Это свойство отличает их от частиц, взаимодействующих электромагнитно. Величина пробега нуклонов для разных веществ практически одинакова и составляет около 100 г/см^2, что эквивалентно одному метру воды. Постоянство пробега связывают с конечным радиусом ядерного взаимодействия.

Сечение нуклон-нуклонного взаимодействия σ связано с геометрическим пробегом L и плотностью вещества ρ посредством формулы:

$$\sigma = \frac{m}{L\rho}, \tag{1}$$

где m – масса частиц (нуклонов). Подставляя

$$L\rho = 100\,\text{г/см}^2, \;\; m = 1.7\,10^{-24}\text{г}, \tag{2}$$

получаем $\sigma \approx 2\ 10^{-26}\text{см}^2$, а отсюда радиус ядерного взаимодействия (радиус протона)

$$r_0 \approx 10^{-13}\text{см}. \tag{3}$$

Еще в 30-е годы Юкава связал конечный радиус с наличием массивного кванта ядерных сил. Так как из соотношения непределенностей Гейзенберга следует, что при малой энергии кванта получаем большую неопределенность во времени (а малый импульс соответствует неопределенности в пространственной локализации кванта), то кванты малых энергий взаимодействуют с частицей на относительно большом расстоянии от нее. Если взаимодействия на некотором расстоянии обрываются (на что и указывает конечный радиус ядерных сил), то это означает, что энергия квантов не может иметь меньшее значение, чем некоторая фиксированная величина. Юкава предположил, что причиной этому является конечная масса квантов и соответственно конечная энергия покоя.

Полагая, что неопределенность времени Δt не может быть больше, чем

$$\Delta t = 2\, r_0/c, \tag{4}$$

найдем

$$m_\pi c^2 = \Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{\hbar c}{2r_0}. \tag{5}$$

Значком m_π обозначена масса искомого кванта. Подставляя

$$\hbar = 10^{-27}\text{эрг с},\;\; c = 3\, 10^{10}\text{см/с},\;\; r_0 = 10^{-13}\text{см}, \tag{6}$$

будем иметь

$$m_\pi c^2 = 1.5\, 10^{-4}\text{эрг} \approx 100\text{МэВ}, \tag{7}$$

что равно примерно 200 массам электрона. Открытие пионов в конце 40-х годов подтвердило правильность гипотезы Юкавы и уточнило массу этой частицы, которая оказалась равной 140 МэВ.

4 Специальная теория относительности

Физика высоких энергий по определению имеет дело с околосветовыми объектами, кинематика которых должна строиться по законам специальной теории относительности (СТО). Основные идеи и соответствующие формулы СТО хорошо известны. Но нелишним будет их вывести, используя рассмотрение некоторых частных случаев. В основу теории положен принцип относительности, в соответствии с которым все законы одинаково справедливы в системах отсчета, движущихся с разными скоростями. В частности, везде одинакова c – скорость света в пустоте.

СТО утверждает, что пространственные и временные отрезки – интервалы – меняют свои размеры в системах, движущихся с разной скоростью. Это можно продемонстрировать простым мысленным опытом. Пусть наблюдатель движется со скоростью u параллельно плоскому экрану на расстоянии L от него. Он испускает световой сигнал и через время $\Delta t' = 2L/c$ получает его отражение от зеркала. Для другого, неподвижного наблюдателя путь, пройденный световым сигналом, будет больше: он составит $2\sqrt{L^2 + (h/2)^2}$, где $h = u\Delta t$ – путь, пройденный самим движущимся наблюдателем за время между испусканием сигнала и получением его обратно. Время, затраченное сигналом на прохождение этого пути,

$$\Delta t = 2\sqrt{L^2 + (h/2)^2}/c, \tag{8}$$

больше, чем время $\Delta t'$, определяемое движущимся наблюдателем.

После подстановки в это выражение величины h и решения полученного уравнения находим, что $\Delta t = 2L/\sqrt{c^2 - u^2}$ и, следовательно,

$$\Delta t = \gamma \Delta t', \ \gamma = 1/\sqrt{1 - u^2/c^2}. \tag{9}$$

Здесь промежуток времени, измеряемый в движущейся системе, помечен штрихом, а множитель γ называется лоренц-фактором. Этот множитель появляется во всех формулах физики высоких энергий и он характеризует движение системы отсчета точно также как и ее скорость u.

Если перейти в движущуюся систему, то система, которую мы прежде считали неподвижной, будет теперь двигаться относительно нее с тем же самым лоренц-фактором или с той же скоростью. Это интуитивно очевидное свойство вытекает из принципа относительности. Путь, проходимый движущейся системой и измеряемый в разных системах отсчета, также будет разным. Наибольшим этот путь будет представляться неподвижному наблюдателю, так как время в его системе увеличено лоренц-фактором. С точки зрения движущегося наблюдателя эта дистанция покажется короче в γ раз. Основное утверждение СТО может быть сформулировано так: часы, движущиеся со скоростью u, замедляют ход в γ раз, а движущийся стержень сокращается в γ раз в направлении своего движения.

5 Преобразования скоростей и лоренц-факторов

Рассмотрим теперь сложное движение, когда имеются 2 системы отсчета, движущиеся с разными скоростями относительно третьей системы, которую будем считать неподвижной. Ограничимся случаем одномерного движения и примем, что обе системы движутся в одном направлении со скоростями u_{10} и $u_{20} > u_{10}$. Пусть скорость их относительного движения u_{21} – известна, а u_{20} нужно найти. Обычная формула сложения скоростей, вытекающая из принципа относительности Галилея,

$$u_{20} = u_{10} + u_{21} \tag{10}$$

справедлива только при скоростях, много меньших скорости света. Выведем формулу, свободную от этого ограничения.

За время Δt, измеряемое по часам неподвижной системы, система "1"проходит путь $u_{10}\Delta t$, а система "2"проходит дополнительный путь Δs, который будет различным для наблюдателей, находящихся в системах "0", "1"и "2". Имеем в системе "1":

$$\Delta s_1 = (\Delta t/\gamma_{10})u_{21}. \tag{11}$$

Если рассматривать этот путь как стержень, расположенный в системе "2", то его длина в этой системе будет $\Delta s_2 = \gamma_{21}\Delta s_1$, а в системе "0"длина будет короче в γ_{20} раз:

$$\Delta s_0 = \frac{\gamma_{21}}{\gamma_{10}\gamma_{20}}\Delta t u_{21}. \tag{12}$$

Складывая теперь оба пути, измеренные в системе "0", запишем:

$$u_{20}\Delta t = u_{10}\Delta t + \frac{\gamma_{21}}{\gamma_{10}\gamma_{20}}\Delta t u_{21}. \tag{13}$$

Сократив на Δt, перенеся u_{10} влево и возводя равенство в квадрат, получаем

$$(u_{20} - u_{10})^2 = \frac{(1 - u_{10}^2/c^2)(1 - u_{20}^2/c^2)}{1 - u_{21}^2/c^2}u_{21}^2, \tag{14}$$

где вместо лоренц-факторов подставлены их выражения через скорости. Для краткости скорости часто выражают в единицах c и обозначают буквой β:

$$(\beta_{20} - \beta_{10})^2 = \frac{(1 - \beta_{10}^2)(1 - \beta_{20}^2)}{1 - \beta_{21}^2}\beta_{21}^2. \tag{15}$$

Квадратное уравнение

$$(1 + \frac{1 - \beta_{10}^2}{1 - \beta_{21}^2}\beta_{21}^2)\beta_{20}^2 - 2\beta_{10}\beta_{20} + (\beta_{10}^2 - \frac{1 - \beta_{10}^2}{1 - \beta_{21}^2}\beta_{21}^2) = 0 \tag{16}$$

имеет своим решением

$$\beta_{20} = \frac{\beta_{10}(1 - \beta_{21}^2)}{1 - \beta_{10}^2\beta_{21}^2} \pm \frac{\beta_{21}(1 - \beta_{10}^2)}{1 - \beta_{10}^2\beta_{21}^2}. \tag{17}$$

Числители этих слагаемых можно переписать в форме $(\beta_{10} \pm \beta_{21})(1 \mp \beta_{10}\beta_{21})$ и, следовательно,

$$\beta_{20} = \frac{\beta_{10} \pm \beta_{21}}{1 \pm \beta_{10}\beta_{21}}. \tag{18}$$

Знаки $\pm$ отвечают движению систем "1"и "2"в одном направлении и в противоположных направлениях, соответственно.Для систем, движущихся в одном направлении, имеем, следовательно:

$$u_{20} = \frac{u_{10} + u_{21}}{1 + u_{10}u_{21}/c^2}. \tag{19}$$

Из этой формулы вытекает, что при досветовых скоростях $u_{10} < c$, $u_{21} < c$ результирующая скорость также остается досветовой. Действительно, взяв $u_{10} = c(1 - \varepsilon_1)$, $u_{21} = c(1 - \varepsilon_2)$, где ε_1 , ε_2 – не обязательно малые, получим

$$u_{20} = c\frac{1 - \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}}{1 - \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} + \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{2}} < c. \tag{20}$$

Для частиц высокой энергии, движущихся с околосветовыми скоростями, формула преобразования скоростей, полученная выше, весьма неудобна, поскольку все скорости очень близки к скорости света. Значительно удобнее описывать движение частиц и производить преобразование к другой системе отсчета, используя лоренц-факторы. Пусть скоростям u_{10}, u_{21}, и u_{20} соответствуют лоренц-факторы, которые мы обозначим как γ_1, γ_2 и γ_3. Соответствие между скоростью любой системы отсчета и ее лоренц-фактором можно выразить формулой $u = c\sqrt{1 - \gamma^{-2}}$, полученной обращением формулы, с помощью которой введено определение γ. После подстановки в формулу сложения скоростей имеем

$$\sqrt{1 - \gamma_3^{-2}} = \frac{\sqrt{1 - \gamma_1^{-2}} + \sqrt{1 - \gamma_2^{-2}}}{1 + \sqrt{1 - \gamma_1^{-2}}\sqrt{1 - \gamma_2^{-2}}}. \tag{21}$$

Умножая это равенство на знаменатель правой части и возводя в квадрат, получим после уничтожения одинаковых членов в правой и левой частях:

$$\gamma_1^{-2}\gamma_2^{-2} - \gamma_3^{-2}(1 + \sqrt{1 - \gamma_1^{-2}}\sqrt{1 - \gamma_2^{-2}})^2 = 0 \tag{22}$$

Перенося второе слагаемое в правую часть и извлекая корень, находим искомое преобразование:

$$\gamma_3 = \gamma_1\gamma_2 + \sqrt{\gamma_1^2 - 1}\sqrt{\gamma_2^2 - 1}. \tag{23}$$

В случае, когда $\gamma_1 \gg 1$, $\gamma_2 \gg 1$, эта формула имеет простой вид:

$$\gamma_3 \approx 2\gamma_1\gamma_2, \tag{24}$$

и соответствующее преобразование можно называть "законом перемножения лоренц-факторов".

6 Быстрота

Как лоренц-фактор, так и скорость сложно преобразуются из одной системы отсчета в другую. Желательно иметь такую характеристику движения, преобразавние которой было бы по возможности простым. Потребуем, чтобы некоторая функция от лоренц-фактора $y(\gamma)$ имела простой закон преобразования:

$$y(\gamma_3) = y(\gamma_1) + y(\gamma_2), \tag{25}$$

где γ_3 – лоренц-фактор сложного движения, состоящего из движений с лоренц-факторами γ_1 и γ_2. Используя выведенную формулу для γ_3, можем переписать выражение:

$$y(\gamma_1\gamma_2 + \sqrt{\gamma_1^2 - 1}\sqrt{\gamma_2^2 - 1}) = y(\gamma_1) + y(\gamma_2). \tag{26}$$

Это равенство должно быть справедливым при любых γ_1 и γ_2 и, следовательно, является функциональным уравнением. Чтобы определить функцию $y(\gamma)$, продифференцируем равенство по γ_1 и γ_2 и разделим один результат на другой. Производные левой и правой части имеют вид:

$$y'(\gamma_3)(\gamma_{2,1} + \frac{\gamma_{1,2}\sqrt{\gamma_{2,1}^2 - 1}}{\sqrt{\gamma_{1,2}^2 - 1}}) = y'(\gamma_{1,2}), \tag{27}$$

где надо брать или первый, или второй индекс, а сложный аргумент для краткости обозначен как γ_3. После деления имеем

$$\frac{\sqrt{\gamma_2^2 - 1}}{\sqrt{\gamma_1^2 - 1}} = \frac{y'(\gamma_1)}{y'(\gamma_2)}, \tag{28}$$

откуда, производя разделение переменных, находим

$$y'(\gamma_1)\sqrt{\gamma_1^2 - 1} = y'(\gamma_2)\sqrt{\gamma_2^2 - 1} = K. \tag{29}$$

Постоянная K может быть какой угодно, и ее можно выбрать из соображений удобства. Имеем интеграл

$$y(\gamma) = K\int \frac{d\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}. \tag{30}$$

Производя замену переменной $\gamma = ch\, s$, получаем

$$y = Ks + const. \tag{31}$$

Если потребовать, чтобы для неподвижной системы было $y = 0$, то $const = 0$ и величина y является обратным гиперболическим косинусом:

$$y = K\, Arch\, \gamma. \tag{32}$$

Эта функция может быть выражена с помощью логарифма:

$$y = K\, ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}). \tag{33}$$

Постоянную K выберем так, чтобы при малых скоростях величина y переходила в безразмерную скорость $\beta = u/c$, а преобразование переменных y являлось бы в этом предельном случае просто преобразованием Галилея:

$$\beta_3 = \beta_1 + \beta_2. \tag{34}$$

При малых скоростях $\gamma \approx 1 + \beta^2/2$, следовательно, $\sqrt{\gamma^2 - 1} \approx \beta$; $ln(1+\beta) \approx \beta$ и видим, что $K = 1$. Таким образом,

$$y = ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}). \tag{35}$$

Эта характеристика называется "быстротой"и широко используется в физике высоких энергий. Лоренц-фактор через быстроту выражается простой формулой:

$$\gamma = ch\, y. \tag{36}$$

7 Энергия-импульс частиц

Выражения для энергии и импульса частиц в СТО существенно отличаются от привычных выражений ньютоновой механики. Их легко получить, используя законы сохранения энергии и импульса и правила преобразования систем отсчета. Воспользуемся быстротой и рассмотрим, например, распад тяжелой частицы на две легких.

Энергия и импульс любой частицы должны являться функциями ее быстроты и быть пропорциональными массе:

$$E = mc^2\, f_1(y),\ p = mc\, f_2(y), \tag{37}$$

где f_1, f_2 – безразмерные функции. В предположении, что продукты распада движутся в том же направлении, что и исходная частица, законы сохранения энергии и импульса запишутся в одинаковой форме:

$$m_0\, f(y) = m_1\, f(y + y_0) + m_1\, f(y - y_0), \tag{38}$$

где y_0 – быстрота частиц относительно системы покоя первичной частицы, m_0, m_1 – соответственно массы исходной и вторичных частиц, а $f = f_1,\ f_2$.

Написанное соотношение должно быть справедливым для любых y и,следовательно, является функциональным уравнением, которое легко решается с помощью пеобразования

$$f(y) = e^{g(y)}. \tag{39}$$

Получаем:

$$e^{g(y+y_0)-g(y)} + e^{g(y-y_0)-g(y)} = m_0/m_1 = const. \tag{40}$$

Показатели степени в последнем уравнении не должны зависеть от y и, следовательно,

$$g'(y \pm y_0) - g'(y) = 0, \tag{41}$$

откуда видно, что $g(y)$ – линейная функция. Таким образом,

$$f(y) = e^{ay+b} = K\, e^{ay},\ \ K = e^b. \tag{42}$$

Так как энергия должна быть четной функцией от y, а импульс – нечетной, составим полусумму и полуразность экспонент с положительным и отрицательным значениями a:

$$E = mc^2\, K\, ch(ay), \quad p = mc\, K\, sh(ay). \tag{43}$$

Мы видим, что энергия не обращается в нуль при $y \to 0$, то-есть имеется энергия покоя.

При малых быстротах $y \approx u/c$, гиперболический косинус $ch(ay) \approx 1 + a^2y^2/2$, гиперболический синус $sh(ay) \approx ay$, поэтому имеем

$$E = mc^2\, K(1 + \frac{a^2u^2}{2c^2}), \quad p = mc\, K\, a\, \frac{u}{c} \tag{44}$$

или

$$E = mc^2(1 + u^2/2c^2), \quad p = mu. \tag{45}$$

Последние равенства имеют место при $a = 1$, $K = 1$. Выбор этих значений обеспечивает совпадение выражений для кинетической энергии и импульса с их выражениями в ньютоновой механике. Следовательно, общие выражения для энергии и импульса таковы:

$$E = mc^2\gamma, \quad p = mc\sqrt{\gamma^2 - 1} = mu\gamma. \tag{46}$$

Здесь гиперболический синус и косинус от быстроты заменены их выражениями через лоренц-фактор.

Сравнивая E и p, можем написать важное соотношение

$$E^2 = m^2c^4 + p^2c^2. \tag{47}$$

8 Система центра масс

В силу принципа относительности все системы отсчета равноправны, и описание событий, происходящих с элементарными частицами, – соударений и распадов – можно производить в любой из них. Однако, существует выделенная система – система центра масс (СЦМ, Ц-система), где это описание выполнять удобнее всего. Она определяется как система, в которой суммарный импульс всех участвующих в реакции частиц равен нулю. Используя закон преобразования кинематических переменных u, γ, или y и зависимость импульса от них, можно написать уравнение для нахождения СЦМ, то-есть определения ее движения относительно лабораторной системы.

Проделаем расчеты для простейшего случая взаимодейсвия частицы с неподвижной мишенью, когда массы обеих частиц одинаковы. Используем в качестве переменной быстроту y. Так как в Ц-системе обе частицы движутся с одинаковой по величине быстротой y_c в противоположных направлениях, то налетающая частица относительно Ц-системы движется с быстротой y_c, а сама Ц-система движется с той же быстротой y_c и в том же направлении. Следовательно, имеем сложное движение с быстротой $y = y_c + y_c$ и

$$y_c = y/2 \tag{48}$$

Так как лоренц-фактор является гиперболическим косинусом быстроты, то используем формулу для косинуса половинного "угла":

$$\gamma_c = ch\, y_c = ch(y/2) = \sqrt{\frac{1 + ch\, y}{2}} = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2}}. \tag{49}$$

Эта же формула для лоренц-фактора может быть получена и непосредственно из уравнения для сложного движения:

$$\gamma = \gamma_c \gamma_c + \sqrt{(\gamma_c^2 - 1)(\gamma_c^2 - 1)}. \tag{50}$$

Система центра масс удобна не только для теоретического описания, но и для производства экспериментов с элементарными частицами. Во-первых, она дает большой выигрыш в энергии частиц, получаемых на ускорителях. Эксперименты в СЦМ осуществляются с помощью встречных пучков, когда сталкивающиеся частицы имеют одинаковые энергии в лабораторной системе, но противоположные импульсы. В этом случае СЦМ и лабораторная система совпадают. Пусть энергии частиц с массой m равны E_c. Для того, чтобы произвести точно такую же реакцию с неподвижной мишенью потребовалась бы энергия $E \gg E_c$, которую легко вычислить, используя формулу для лоренц-факторов

$$E = \gamma m c^2 = m c^2 (2\gamma_c^2 - 1) \approx 2\frac{E_c^2}{mc^2}. \tag{51}$$

Здесь в последнем равенстве опущена единица – малая величина по сравнению с квадратом лоренц-фактора.

Для ускорителя на встречных пучках в Батавии (США), где энергия протонов ($m \approx 1$ГэВ) достигает $E_c = 1$ТэВ, эквивалентные эксперименты с неподвижной мишенью потребовали бы энергии

$$E = 2\frac{10^{24}}{10^9}\text{эВ} = 2\,10^{15}\text{эВ}, \tag{52}$$

то-есть 2ПэВ. Такая энергия для ускорителей в обозримом будущем недоступна.

Преимущество СЦМ состоит еще в том, что продукты взаимодействия вылетают под большими углами, и измерительная аппаратура, размещенная вокруг точки столкновения, легко различает каждую вылетевшую частицу. Что касается экспериментов с неподвижной мишенью, то все вторичные частицы летят узким пучком в пределах малого угла порядка E_c/E и проблема их идентификации более трудная.

s=0	Δ^- (udd)	Δ^0 (ddu)	Δ^+ (duu)	Δ^{++} (uuu)	1232МэВ
s=-1	Σ^- (dds)	Σ^0 (uds)	Σ^+ (suu)		1385МэВ
s=-2	Ξ^- (dss)	Ξ^0 (ssu)			1530МэВ
s=-3	Ω^- (sss)				1672МэВ

9 Тахионы

Тахионами называются гипотетические частицы, имеющие сверхсветовую скорость. Поиски тахионов в природе не привели к успеху, однако, тем не менее, эти объекты были изучены теоретически и установлены свойства, которыми они должны были бы обладать. Нас они интересуют в связи с существованием перекрестной симметрии, в соответствии с которой свойства реакций в s- и t-каналах одинаковы. Именно, если записать реакцию в инвариантных переменных s, t, а затем эти переменные поменять местами, то мы получим правильное описание совершенно другой реакции. Эта замена переменнных означает такое преобразование пространственно-временных координат, при котором прстранственно-подобные и времени-подобные интервалы между событиями меняются местами. При этом причинно-следственная связь между событиями, разделенными времени-подобным интервалом, может сохраниться при таком преобразовании, если только допустить существование сверхсветовых частиц.

Известная формула для энергии частицы, полученная нами ранее,

$$E = \gamma mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{53}$$

в применении к тахионам показывает, что они должны обладать мнимой массой. При этом с ростом скорости тахиона до бесконечности его энергия должна стремиться к нулю. Импульс тахиона (умноженный на c) больше его энергии, как и должно быть при мнимой массе:

$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2. \tag{54}$$

С тахионами связан известный парадокс – нарушение причинности. Суть его проста. Пусть в некоторой системе отсчета, которую будем считать неподвижной, в разных точках одновремено происходят 2 события. При переходе к движущейся системе отсчета одновременность нарушается и одно из этих событий наступает раньше. Если одновременно с этим событием испустить тахион таким образом, чтобы он успел ко второму событию, то пардокс налицо. Действительно, в другой системе отсчета, где порядок этих событий обратный, тахион будет получен раньше, чем он был испущен. В специальной литературе обсуждались возможные способы разрешения парадокса.

Теперь рассмотрим взаимодействие двух частиц, состоящее в обмене одной виртуальной частицей. Рассматривая этот обмен в системе центра масс, видим, что импульсы частиц равны по величине как до так и после обмена. Следовательно, при обмене энергия частиц не меняется, и виртуальная частица переносит только импульс. Отсюда вытекает, что эта частица – тахион, причем, обладающий бесконечной скоростью! В Ц-системе испускание и поглощение тахиона происходят одновременно и нельзя сказать, какая из частиц тахион испустила, а какая поглотила. Можно говорить лишь об обмене тахионом.

Таким образом, виртуальные частицы обмена и тахионы имеют точно совпадающие свойства. Парадокс причинности при этом не возникает. В применении к перекрестной симметрии мы можем сказать, что она "уравнивает в правах"обычные и виртуальные частицы.