

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

520 12:531.18

**ОБОСНОВАННОСТЬ СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ
ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ОПЫТАМИ В ОБЛАСТИ
ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ***Д. И. Блохинцев***§ 1. ВВЕДЕНИЕ**

Защищаемое здесь истолкование Геометрии нельзя непосредственно применять к субмолекулярным (меньшим, чем молекулы) пространствам... может оказаться, что такое экстраполирование столь же неправильно, как и распространение понятия температуры на частицы тела молекулярных размеров *).

А. Эйнштейн

Современное состояние теории элементарных частиц кажется весьма аналогичным тому, которое существовало в теории атома в начале 20-х годов этого столетия.

Многие факты атомной физики имели не только качественное, но и количественное объяснение на основе идей Н. Бора о квантовании орбит и принципе соответствия. Однако уже исследование задачи двух тел (атом He) приводило к подозрению о существовании «немеханической» связи, было немало и других «неувязок», указывавших на то, что теория Н. Бора еще не является ключом к пониманию тайн внутриатомного мира.

Решение проблем и загадок атома принесла волновая механика, в принципе изменившая наши представления о законах движения микро-частиц.

В основе современной теории элементарных частиц лежит квантовая теория поля и специальная теория относительности. Известны замечательные успехи квантовой теории поля в объяснении таких тонких явлений, как лэмбовский сдвиг, или, в недавнее время, в объяснении систематики элементарных частиц на основе теории унитарных мультиплетов.

Вместе с тем остается фактом то обстоятельство, что цельной и исчерпывающей теории элементарных частиц, которая была бы столько же полна и совершенна, как совершенна квантовая механика в мире атомов и молекул, еще не создано.

В этой ситуации исследование вопроса о степени обоснованности экспериментальными данными самых основных принципов современной теории может оказаться весьма полезным.

*) См. 1.

Настоящий обзор имеет своей целью анализ обоснованности специальной теории относительности экспериментами по физике высоких энергий. Главным основанием для того, чтобы сосредоточиться именно на теории относительности, является, разумеется, не сочувствие невежественным нападкам на эту теорию, а то обстоятельство, что ее основные постулаты касаются самых глубочайших основ физики-геометрии пространства-времени.

На первый взгляд кажется, что для подобного критического анализа можно было бы выбрать и другие, быть может, более легко уязвимые понятия и идеи современной теории, например: понятие поля, понятие частицы, законы квантования поля и т. п. Однако на современной ступени наших знаний оказывается весьма трудным дать какие-либо предсказания для эксперимента, основанные на анализе той или иной возможной модификации этих важных понятий. Более того, эти понятия на самом деле теснейшим образом связаны с геометрией пространства-времени. Поэтому избранное нами направление анализа является, по-видимому, наиболее общим.

§ 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВАНИЯ ДЛЯ ПРОВЕРКИ СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И МАЛЫХ МАСШТАБОВ

Естественно, что в эпоху развития специальной теории относительности А. Эйнштейна мало интересовало пространство-время внутри элементарных частиц. В своей основной работе «К электродинамике движущихся тел» А. Эйнштейн считал понятие одновременности в точке самоочевидным, подчеркивая этим, что его основной интерес сосредоточивается на правилах преобразований физических законов при переходе от одной системы отсчета к другой, относительно нее движущейся².

Другая важная мысль А. Эйнштейна, которую хотелось бы напомнить в связи с поставленными нами проблемами,— это мысль о том, что в реальности нам дана только сумма «геометрия-физика», а не каждое слагаемое порознь¹.

В частности, в основе мероопределений, принятых в специальной теории относительности, лежит принцип постоянства скорости света в пустоте. Этот принцип определяет форму причинности и геометрию четырехмерного континуума, в котором располагаются макроскопические явления. Современная теория переносит эти идеи теории относительности в принципиально иной мир, в мир элементарных частиц. Между тем история науки учит, что изменение масштабов обычно сопровождается качественными изменениями физических законов. Поэтому можно ожидать, что существует некоторая элементарная длина a , которая служит масштабом для той области пространства-времени, в которой структура пространства-времени может оказаться, в принципе, отличной от известной нам в макромире³.

Однако одной элементарной длины a недостаточно, чтобы очертить тот «магический круг», внутри которого законы причинности и метрики могут оказаться отличными от принятых в специальной теории относительности; необходим еще и некоторый четырехмерный временной вектор n (который можно считать единичным, $n^2 = 1$). Суть дела заключается в том, что если мы начнем двигаться со стороны больших масштабов пространства-времени (а мы верим, что в области больших масштабов имеют место обычные соотношения) к малым, то из-за неопределенности метрики пространства-времени Эйнштейна — Минковского мы никогда не сможем указать этих масштабов инвариантным образом: в пространстве-времени

Эйнштейна — Минковского расстояние между двумя мировыми точками $P(x')$ и $P(x'')$ ($x' = t', \mathbf{x}'$; $x'' = t'', \mathbf{x}''$), как известно, измеряется интервалом $x^2 \equiv (x' - x'')^2 = (t' - t'')^2 - (\mathbf{x}' - \mathbf{x}'')^2$. Поэтому «близость» двух точек $P(x')$ и $P(x'')$ в этом случае означала бы лишь то, что они лежат на световом конусе (или вблизи него), так что $x^2 \cong 0$, следовательно, они могут быть соединены друг с другом световым сигналом. Интервал x^2 «не знает», мал ли он, по той причине, что разности $|t' - t''|$ и $|\mathbf{x}' - \mathbf{x}''|$ малы порознь (близость в обычном смысле слова), или по той причине, что $|t' - t''| \cong |\mathbf{x}' - \mathbf{x}''|$, хотя сами по себе эти разности и не малы.

Введение вектора n , который мы рассматриваем пока чисто формально, позволяет различить эти две возможности и определить понятие близости двух точек. Действительно, с помощью n можно образовать инвариант ⁴

$$R^2 = 2(nx)^2 - x^2 \geq 0 \quad (4)$$

(здесь $nx = n_t t - \mathbf{n} \mathbf{x}$ есть скалярное произведение n на x), который, в отличие от x^2 , положительно определен и в системе координат, где $(n = 1, 0, 0, 0)$, обращается в

$$R^2 = t^2 + \mathbf{x}^2.$$

Величину R благодаря ее определенности можно принять за меру близости двух точек $P(x')$ и $P(x'')$ и считать, что для $R \gg a$ имеет место обычная теория, а для $R \cong a$ наступают те или иные отклонения от геометрии специальной теории относительности.

В принципе, вектор n может быть двух типов: а) он может быть связан с материей взаимодействующих элементарных частиц (например, вектор n может быть параллелен полному импульсу сталкивающихся частиц); в этом случае мы назовем n внутренним вектором (частиц или системы частиц); б) вектор n может быть связан с физическим вакуумом (так, например, получается в некоторых теориях квантованного пространства-времени); в этом случае мы будем называть вектор n внешним. Физические следствия, вытекающие из этих двух возможностей, совершенно различны.

В случае а) пространство-время остается однородным и изотропным. Поэтому должны остаться в силе законы сохранения энергии-импульса. Должна сохраниться также лоренцевская инвариантность всех законов, относящихся к движению свободных частиц. Отклонений от специальной теории относительности в этом случае мы можем ожидать только внутри элементарных частиц и в их ближайшей окрестности. Элементарная длина a в этом случае характеризует ту область пространства-времени вблизи частицы или вблизи системы тесно взаимодействующих частиц (например, в момент их энергичного столкновения), внутри которой наступают отклонения от принципов теории относительности.

Теоретической моделью для рассматриваемого случая может служить нелинейная теория поля, предложенная в 30-х годах М. Борном ⁵. В этой теории сохраняется однородность и изотропность физического вакуума. Однако вблизи частиц, где поля и их градиенты велики, сигналы в нелинейной электродинамике распространяются по законам, отличным от предполагаемых в специальной теории относительности: скорость света становится переменной и может, вообще говоря, стать и больше скорости в пустоте c . Вектор n , позволяющий в этом случае определить смысл выражения «вблизи частиц», связан с самими частицами. Следует отметить, что метрика пространства-времени должна быть согласована с новым законом распространения сигналов. Физически это означает, что вблизи частиц метрический тензор $g_{\mu\nu}$ становится функцией поля ⁷. В квантовой

теории нелинейного поля это могло бы привести к квантованию самого метрического тензора *).

Ясно, что никакие прямые методы исследования метрических отношений внутри малых областей пространства-времени, связанных с материей элементарных частиц, не осуществимы.

Однако можно проверить, совпадает ли микропричинность с макропричинностью. Основанием для такой проверки служит то обстоятельство, что предположение о тождественности микропричинности и макропричинности, принятой в теории относительности, ведет к определенным аналитическим свойствам амплитуд, описывающих процессы столкновения элементарных частиц (дисперсионные соотношения, соотношения асимптотических сечений σ_{∞} , которые могут быть проверены на опыте).

Обратимся теперь к случаю б), когда вектор n является внешним. Здесь возникает ситуация совсем отличная от только что рассмотренной. В этом случае вектор n связывается уже не с системой взаимодействующих элементарных частиц, а с физическим вакуумом. Это нарушает изотропность пространства-времени и, может быть, его однородность. Поэтому законы сохранения энергии-импульса и момента количества движения, которые являются следствием симметрии пространства-времени, должны оказаться приближенными.

Далее, существование вектора n , связанного с вакуумом, выделяет систему координат. Поэтому релятивистская инвариантность будет нарушаться. Будет нарушаться и микропричинность. Наглядно характер возможных нарушений может быть иллюстрирован примером из кристаллооптики. Кубический кристалл для длин волн $\lambda \gg d$ (d — постоянная решетки) является однородной и изотропной средой. Уравнения для распространения электромагнитной волны в таком кристалле инвариантны относительно любых сдвигов и любых вращений координат. Однако при $\lambda \sim d$ наступают известные явления дифракции, и уравнения распространения волны сохраняют инвариантность лишь при преобразованиях, отражающих кубическую симметрию кристалла ⁹. Теоретической моделью, иллюстрирующей рассматриваемый случай, может служить теория квантованного пространства-времени, развитая в работе ¹⁰ **). В этой работе предполагается, что закон сложения импульсов $p_1 + p_2 = p_3$ должен быть изменен таким образом, чтобы импульс частицы не превосходил некоторой величины $\frac{2\pi\hbar}{l}$, где l — некоторая малая элементарная длина.

Это может быть достигнуто, с соблюдением групповых свойств теории, заменой прямой $-\infty < p < +\infty$ кругом с радиусом $\frac{1}{2\pi} \hbar/l$. Тогда

$$p_1 + p_2 = p_3 + \text{mod} \left(\frac{2\pi\hbar}{l} \right).$$

Эта теория приводит к слоистой структуре пространства-времени: временная координата, параллельная некоторому единичному временному вектору λ (наш вектор n), принимает только дискретные значения: $\tau = ml$. В этой схеме нарушается однородность пространства-времени и выделяется система координат (та система, в которой $\lambda = 1, 0, 0, 0$).

Ввиду малости длины l нарушения законов сохранения должны бы быть значительными, но в силу принципа соответствия с современной теорией — редкими.

В связи с нарушением CP -инвариантности в распаде K_2^0 -мезона (см. § 5 этого обзора) вносились предположения о существовании некоторого

*) В этой связи следует указать на интересную работу ⁸, в которой впервые удалось получить для случая двух измерений общие решения нелинейной теории М. Борна.

**) См. также ¹¹ и сборник ¹².

«космического поля», которое может нарушать однородность пространства-времени (см., например, ¹³). Ввиду малости такого поля и его большой однородности связанные с таким полем нарушения законов сохранения могут быть весьма малыми.

Таким образом, в рассматриваемом случае «внешнего» вектора, помимо проверки микропричинности, экспериментальной проверке подлежат также однородность и изотропность пространства-времени. Практически эта проверка может быть выполнена путем проверки законов сохранения энергии-импульса и момента, а также путем изучения области применимости преобразований Лоренца.

§ 3. ПРОВЕРКА МИКРОПРИЧИННОСТИ. ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Дисперсионные соотношения представляют собой линейное интегральное соотношение между действительной D и мнимой A частями амплитуды рассеяния:

$$T(s, t) = D + iA \quad (2)$$

(здесь, как обычно, $s = p^2$ — квадрат полного импульса, $t = -q^2$, где q — передача импульса). Дисперсионные соотношения выводятся на основании аналитических свойств амплитуды T в плоскости комплексной переменной s (при заданном t).

Эти аналитические свойства вытекают из основных принципов локальной теории ¹⁴:

I. Соблюдение микропричинности, которое означает отсутствие влияния из одной области пространства-времени (x_1, t_1) в другую (x_2, t_2) , если они разделены пространственным интервалом

$$x^2 = (t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 < 0 \quad (3)$$

или если интервал временной:

$$x^2 = (t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 > 0, \quad (3')$$

но $t_2 < t_1$ (следствие должно наступать позднее причины!).

II. Существование спектра стабильных частиц с положительной энергией

$$E = p_0 = +\sqrt{p^2 + m_k^2}; \quad (4)$$

m_k — масса частиц, $k = 1, 2, \dots$

III. Амплитуда $T(s, t)$ при $s \rightarrow \infty$ имеет рост, мажорируемый полиномом

$$T(s, t)|_{s \rightarrow \infty} < a |s|^m, \quad (5)$$

где m — целое положительное число.

Экспериментальная проверка дисперсионных соотношений означает проверку приведенных выше основных предположений локальной теории. Наиболее существенным является положение I, касающееся микропричинности.

Всякое нарушение этого принципа ведет к появлению дополнительных особенностей в комплексной плоскости s или нарушает ограничение III. Однако не существует общего доказательства того, что ограничение III есть следствие первых двух положений локальной теории. Из известных опытных фактов следует, что сечения при больших s не растут и не осциллируют. Это можно рассматривать как определенное указание на справедливость предположения III.

Для экспериментальной проверки дисперсионных соотношений важно, чтобы они содержали только известные из опыта величины и не содержали величин ненаблюдаемых.

Таким необходимым свойством обладают дисперсионные соотношения для амплитуды рассеяния π -мезонов на нуклонах для рассеяния вперед при $t = 0$ ¹⁴. Поэтому только это рассеяние пригодно для проверки такого принципиального пункта теории, как микропричинность. Дисперсионные соотношения для рассеяния мезонов на нуклонах имеют вид

$$D_{\pm}(E) = \frac{1}{2} [D_+(m) - D_-(m)] \pm \frac{E}{2m} [D_+(m) + D_-(m)] + \\ + \frac{g^2}{M} \frac{1}{\frac{4m^2}{M^2} - 1} \frac{k^2}{\frac{m^2}{2M} \mp E} + \frac{k^2}{4\pi^2} P \int_m^{\infty} \frac{dE'}{k'} \left[\frac{\sigma_{\pm}(E')}{E' - E} + \frac{\sigma_{\mp}(E')}{E' + E} \right], \quad (6a)$$

$$D_0(E) = D_0(m) + \frac{g}{M^2} \left(\frac{m}{2M} \right)^2 \frac{k^2}{\left[1 - \frac{m^2}{4M^2} \right] \left[E^2 - \left(\frac{m^2}{4M} \right)^2 \right]} + \\ + \frac{k^2}{\pi^2} P \int_m^{\infty} \frac{E' dE'}{k'} \frac{\sigma_0(E')}{(E'^2 - E^2)}, \quad (6б)$$

где $D_{\pm}$, D_0 — действительные части амплитуды для $\pi^{\pm}$ - и π^0 -мезонов, m — масса мезона, M — масса нуклона, g^2 — константа связи (обычно принятая константа $f^2 = 0,08$ связана с g^2 соотношением $f^2 = \frac{1}{4} \frac{m^2}{M^2} g^2$), $k^2 = E^2 - m^2$. Мнимые части амплитуд с помощью оптической теоремы выражены через полные сечения $\sigma_{\pm}$, σ_0 взаимодействия $\pi^{\pm}$ -, π^0 -мезонов с нуклонами.

Обратимся теперь к экспериментальным данным. Впервые реальная часть амплитуды рассеяния сильно взаимодействующих частиц при рассеянии на малые углы была обнаружена при изучении pp -взаимодействий с помощью оригинальной методики, разработанной в Дубне¹⁵. Позднее была обнаружена и измерена действительная часть амплитуды рассеяния и для πp -рассеяния¹⁶⁻¹⁹. Особенно полные данные получены в Брукхейвене¹⁹.

Сравнение теории с экспериментальными данными при высоких энергиях производилось в работах²⁰⁻²³. Как показывает анализ, численные результаты, получаемые из дисперсионных соотношений для действительной части амплитуды рассеяния $D(E)$, зависят от предположений об асимптотическом поведении полного сечения $\sigma_{\pm}(E)$ при $E \rightarrow \infty$.

В вычислениях В. С. Барашенкова использовалась формула

$$\sigma_{\pm}(E) = 22,5 + \frac{c_{\pm}}{(E-m)^n} \text{ мб}, \quad (7)$$

причем показатель $n = 0,5$, $\sigma_{\pm}(\infty) = 22,5$ и постоянные $c_{\pm}$ выбирались из известных данных при $E = 19 \text{ Гэв}$ ^{24, 25}. Выбор показателя проверялся по формуле для полного сечения процесса перезарядки $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, которое выражается формулой²¹

$$\sigma_{\text{перезаряд}}(E) = 5(D_+ - D_-)^2 + \frac{0,05}{(4\pi\lambda)^2} (\sigma_+ - \sigma_-)^2, \quad (8)$$

где D , λ измерены в единицах ферми, а сечения — в мб. Ввиду того, что в это сечение входят разности действительных частей и разности полных сечений, оно особенно удобно для контроля выбора показателя n в формуле (7). n было принято равным 0,5, и результаты очень мало меняются, если n лежит в интервале 0,3—0,7.

Как в вычислениях ^{20, 21}, так и в ^{22, 23} предполагалось, что действительная часть $D(E)$ амплитуды рассеяния при $E \rightarrow \infty$ растет не быстрее E . Физически это означает весьма вероятное допущение, что действительные части фаз стремятся к нулю при $E \rightarrow \infty$. Поэтому коэффициент B при E в асимптотическом разложении амплитуды

$$D(E) = AE \ln E + BE \quad (9)$$

должен равняться нулю. Это допущение приводит к правильному значению константы связи $f^2 = 0,08 \pm 0,003$, которое получается независимым путем по методу Дж. Чу из измерений при низких энергиях. Следует

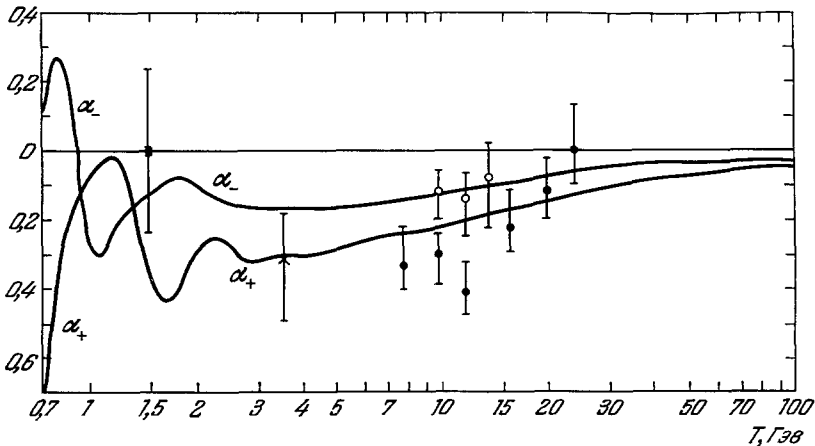


Рис. 1. Отношение реальной части амплитуды к мнимой для рассеяния вперед.

Точки ■, ● — для π^-p -рассеяния (по данным ^{18, 16, 17}); точки ○ — для π^+p -рассеяния (по данным ¹⁷).

заметить, что равенство нулю константы B можно рассматривать как следствие современных экспериментальных данных: в пределах существующей точности $B = 0$.

Помимо уже опубликованных расчетов, в настоящее время имеется более обстоятельное сравнение опытных данных с теорией, произведенное в Дубне в группе В. С. Барашенкова. В этих расчетах использованы новейшие данные о поведении полных сечений при $E = 20$ Гэв. В дальнейшем мы пользуемся данными этих расчетов.

Результаты вычислений действительной части $D(E)$ амплитуды рассеяния вперед приведены на рис. 1, где отложено отношение реальной части к мнимой $\alpha_{\pm}(E) = D_{\pm}(E)/A_{\pm}(E)$ для π^+p - и π^-p -рассеяния. Как видно из рисунка, экспериментальная кривая для π^-p -рассеяния в области 7—25 Гэв идет значительно круче к нулю, нежели теоретическая.

Особенно неудовлетворительным является то обстоятельство, что точки для π^+p -рассеяния лежат выше точек для π^-p -рассеяния, что находится уже в качественном разногласии с теорией, которое показывает как раз обратное соотношение, к тому же слабо зависящее от предположений об асимптотическом поведении полных сечений.

Недавно в работах ^{26, 27} из дисперсионных соотношений путем их интегрирования было выведено неравенство

$$\int_{E'}^E \frac{D(E') - D(m)}{E'^2} dE' > \frac{1}{\pi} \int_m^{E_2} A(E') \ln \left| \frac{(E_1 + E)(E' - E_1)}{(E' - E)(E' + E_1)} \right| dE', \quad (9')$$

где

$$D(E) = \frac{1}{2} [D_+(E) - D_-(E)] -$$

— полюсный член,

$$A(E) = \frac{k}{8\pi} [\sigma_+(E) - \sigma_-(E)].$$

Это неравенство удобно тем, что не содержит сингулярностей под интегралом и не требует знания мнимой части амплитуды A при $E \rightarrow \infty$.

Авторы неравенства (9') оценили его, исходя из известных данных в интервале $E_1 = 4 \text{ Гэв}$, $E_2 = 30 \text{ Гэв}$, принимая опытное значение $\alpha = -0,2$. Они указывают, что $\alpha = -0,33$ уже привело бы к противоречию с неравенством (9'). Они провели также экстраполяцию в области 160 Гэв и отмечают, что получается противоречие с неравенством (9') при $\alpha = -0,2$ и если оно не слишком быстро уменьшается для энергий выше 30 Гэв . Таким образом, ситуация является весьма критической, но еще не вполне определенной.

В заключение этого раздела заметим, что в случае нарушения микропричинности дисперсионные соотношения могут сохраниться, но несколько изменят свою форму. В работе ²⁸ приведены дисперсионные соотношения для определенного типа акаузальной теории. Именно предположено, что все локальные зависимости радиационных операторов $S_c(x_1 - x_2, x_2 - x_3, \dots)$ от точек «входа» и «выхода» частиц $x_1, x_2, x_3, \dots$ заменены на нелокальные:

$$S_a(x_1 - x_2, x_2 - x_3, \dots) = \\ = \int S_c(x_1 - x_2 - \xi_1, x_2 - x_3 - \xi_2, \dots) \varrho(\xi_1, n) \varrho(\xi_2, n) \dots d^4\xi_1 d^4\xi_2 \dots, \quad (10)$$

где $\varrho(\xi, n)$ — весовая функция, зависящая от некоторого временного вектора n и исчезающая для $|\xi| \gg a$, a — элементарная длина (ср. § 2). Далее было предположено, что: а) условия спектральности остаются неизменными (условие II локальной теории), б) имеются определенные условия симметрии между запаздывающими и опережающими функциями. Условие микропричинности I нарушено только в малой области.

Ввиду свойств $\varrho(\xi, n)$, вытекающих из а), б) и I, условие III локальной теории не нарушается.

В простейшем случае в такой схеме появляются полюсы на мнимой оси на расстоянии $\Omega = 1/a$ от нуля. Это приводит к тому, что действительная часть амплитуды рассеяния $D_{\pm}^a(E)$ для заряженных мезонов, выражаемая формулами (6) в локальной теории, получает дополнительный член $\psi_{\pm}(E)$:

$$D_{\pm}^a(E) = D_{\pm}(E) + \psi_{\pm}(E), \quad (11)$$

где под $D_{\pm}^a(E)$ мы разумеем действительную часть акаузальной амплитуды, под $D_{\pm}(E)$ — ее выражение через обычные каузальные дисперсионные соотношения (6), как если бы не было никакого нарушения микропричинности, и, наконец, $\psi_{\pm}(E)$ означает добавочные члены, вызванные нарушением микропричинности в области $x^2 + t^2 \sim a^2$. Эти дополнительные члены обусловлены сингулярностями функции $\varrho(\xi, n)$ и имеют вид

$$\psi_{\pm}(E) = \frac{k^2}{2\sqrt{\Omega^2 + m^2}} \frac{1}{1 + \frac{E^2}{\Omega^2}} \left\{ \frac{D_{\pm}^a(\Omega) + D_{\pm}^a(-\Omega)}{\sqrt{\Omega^2 + m^2}} \pm \frac{E}{\Omega} \frac{\sigma_{+}(\Omega) - \sigma_{-}(\Omega)}{4\pi} \right\}, \quad (12)$$

и для амплитуды перезарядки дополнительный член имеет вид

$$\psi_{\text{перезаряд}}(E) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{k^2}{\sqrt{\Omega^2 + m^2}} \frac{1}{1 + \frac{E^2}{\Omega^2}} \frac{E}{\Omega} \frac{\sigma_+(\Omega) - \sigma_-(\Omega)}{4\pi}. \quad (12')$$

Из (12) и (12') видно, что благодаря наличию члена, пропорционального $\pm \frac{E}{\Omega}$, действительная часть $D^a(E)$ может даже изменить свой знак при $E > \Omega$, так как $\sigma_- < \sigma_+$. Если Ω велико, то это произойдет в области соответственно высоких энергий E , где сама действительная часть $D_{\pm}^a(E)$ может быть уже весьма малой.

§ 4. ПРОВЕРКА АСИМПТОТИЧЕСКИХ СООТНОШЕНИЙ МЕЖДУ СЕЧЕНИЯМИ

В работе ²⁹ впервые было установлено соотношение между полными сечениями взаимодействия $\pi^{\pm}$ -мезонов с нуклонами при большой энергии. Именно из дисперсионных соотношений было выведено, что при $E \rightarrow \infty$

$$\sigma_{\pi+N} = \sigma_{\pi-N}, \quad (13)$$

независимо от того, происходит ли рассеяние на протоне или на нейтроне. Это положение, известное как теорема Померанчука, в ряде работ было распространено и на сечения других частиц и античастиц (см. ³⁰⁻³³).

В последнее время для установления асимптотических соотношений была привлечена теорема Фрагмена — Линделёфа, определяющая поведение аналитической функции внутри угла, образованного двумя лучами, в зависимости от тех пределов C_1 и C_2 , к которым она стремится вдоль этих лучей (рис. 2). Из этой теоремы следует, что если бы эта функция имела различные пределы вдоль границ угла, то она росла бы внутри угла не медленнее экспоненты. Если в качестве этого угла взять угол π (верхнюю полуплоскость), то при $s \rightarrow \infty$ мы будем иметь дело с амплитудой для процесса

$$a + b = c + d, \quad (14)$$

а при $s \rightarrow -\infty$ с амплитудой для перекрестного процесса

$$\bar{c} + b = \bar{a} + d. \quad (14')$$

Если амплитуда удовлетворяет требованиям локальной теории I—III, то пределы при $s \rightarrow \pm \infty$ равны и равны, следовательно, сечения процессов (14) и (14') ³⁴. С помощью этой теоремы были не только более строго доказаны известные ранее асимптотические соотношения для полных сечений некоторых процессов, но и получено много новых соотношений, особенно для дифференциальных сечений ³⁵. Приведем важнейшие соотношения.

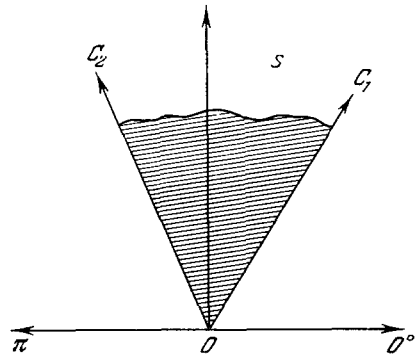


Рис. 2. Комплексная плоскость s . C_1 и C_2 — пределы, к которым стремится $f(z)$ вдоль лучей OC_1 и OC_2 . Отрезок действительной оси OO° — для реакции $a + b = c + d$, отрезок $O\pi$ — для перекрестной реакции $\bar{c} + b = \bar{a} + d$.

а) Для полных сечений:

$$\left. \begin{array}{ll} \pi^+ + p = \dots & \text{и} \quad \pi^- + p = \dots, \\ K^+ + p = \dots & \text{и} \quad K^- + p = \dots, \\ p + p = \dots & \text{и} \quad \bar{p} + p = \dots, \\ \Sigma^+ + p = \dots & \text{и} \quad \bar{\Sigma}^- + p = \dots \end{array} \right\} \quad (15)$$

б) Для дифференциальных сечений: при $s \rightarrow \infty$ и заданной передаче импульса t равны друг другу дифференциальные сечения следующих процессов:

$$\left. \begin{array}{ll} \pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p & \text{и} \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^- + p, \\ K^+ + p \rightarrow K^+ + p & \text{и} \quad K^- + p \rightarrow K^- + p, \\ \pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+ & \text{и} \quad K^- + p \rightarrow K^- + \Sigma^+, \\ \pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda & \text{и} \quad \bar{K}^0 + p \rightarrow \pi^+ + \Lambda \end{array} \right\} \quad (16)$$

и т. п. (Заметим, что чертой «—» мы отмечаем античастицы.)

Принципиальное значение экспериментальной проверки этих асимптотических соотношений таково же, как и значение проверки дисперсионных

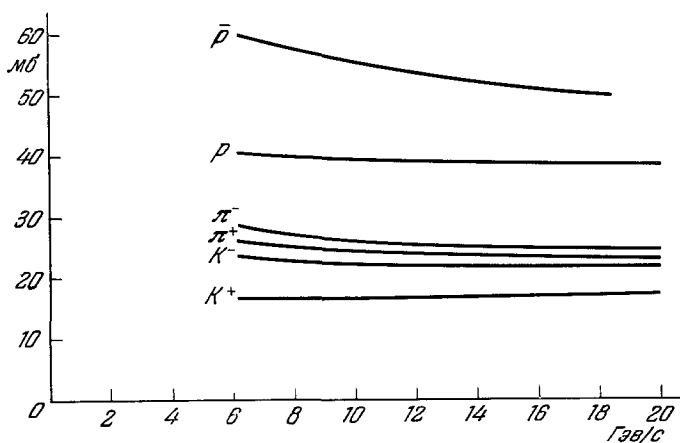


Рис. 3. Полные сечения для процессов pp , $p\bar{p}$, $\pi^\pm p$ и $K^\pm p$ (по данным ^{24, 25}).

соотношений, поскольку в основу вывода тех и других соотношений положены одни и те же предположения локальной теории.

Сравнение выводов теории с экспериментальными данными затрудняется тем обстоятельством, что теория не предсказывает характера стремления сечений к их предельному значению при $E \rightarrow \infty$. Поэтому нельзя указать энергию E , при которой асимптотические соотношения типа (13), (15) и (16) должны были бы соблюдаться уже с хорошей степенью точности. Можно рассматривать лишь тенденцию.

По данным, которые были доложены на Конференции по физике высоких энергий в Дубне летом 1964 г. ²⁴ (см. также ²⁵), полные сечения для перекрестных процессов в области $E = 20$ Гэв еще заметно отличаются друг от друга.

На рис. 3 приведены кривые для некоторых процессов, из которых видно, что сечения для процессов $\pi^\pm p$ различаются при $E = 16-20$ Гэв на 2 мб, для $K^\pm p$ — на 4 мб, для pp и $p\bar{p}$ — на 10 мб. Иными словами, при энергии $E = 16-20$ Гэв общее для перекрестных процессов асимпто-

тическое значение сечения еще не достигается. Некоторые кривые ($K \pm p$) как будто подчеркивают, что имеется тенденция стремления к разным пределам.

Изучение дифференциальных сечений при высоких энергиях находится в значительно менее удовлетворительном состоянии, точность измерений этих величин существенно меньше, нежели точность измерения полных сечений, и поэтому мы не будем обсуждать эти данные.

Ясно, что дальнейшие исследования предельных сечений представляют собой исключительно важную задачу для будущих ускорителей.

§ 5. ПРОВЕРКА ОДНОРОДНОСТИ И ИЗОТРОПНОСТИ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ

В физике прошлого столетия фундаментальное значение имели законы сохранения. Современная теория придает симметриям и групповым свойствам более фундаментальное значение.

Законы сохранения с этой точки зрения являются следствием определенных симметрий. В частности, законы сохранения энергии-импульса и момента количества движения являются следствием однородности и изотропности пространства-времени.

Нарушения такой однородности и изотропности должны были бы приводить и к нарушениям законов сохранения. В этой связи уместно напомнить, что в общей теории относительности, оперирующей с неоднородным пространством Римана, не существует локального закона сохранения энергии-импульса.

Однако вернемся к нашей теме. С какой точностью и обстоятельностью доказаны законы сохранения энергии и импульса, применительно к миру элементарных частиц, в области особо высоких энергий? Оказывается, что ответить на этот вопрос нелегко, так как значимость этих фундаментальных законов признается самоочевидной, и по этой причине специальные опыты для проверки этих законов не ставились.

Между тем нужно ясно представлять себе, что возможное нарушение этих законов могло быть следствием нарушения однородности и изотропности пространства-времени в микромире, и вряд ли есть основания делать идею об однородности и изотропности пространства-времени предметом веры физиков.

Какие же сведения о законах сохранения можно почерпнуть из современного эксперимента в области высоких энергий? Оказывается, что наиболее точные данные относятся к упругим столкновениям протонов, а именно: точность соблюдения релятивистской кинематики основывается на законах сохранения энергии-импульса

$$p_1 + p_2 = p'_1 + p'_2, \quad (17)$$

$$E(p_1) + E(p_2) = E(p'_1) + E(p'_2), \quad (17')$$

где $E = +\sqrt{p^2 + m^2}$ составляет в интервале энергии $E = 2 \div 10 \text{ Гэв}$ $\sim 3\%$.

Соответствующая длина волны в лабораторной системе координат составляет $\lambda \sim 10^{-15} \text{ см}$. Далее, можно считать убедительным, что резких скачкообразных нарушений кинематики (17) — (17') на уровне 10% нет, но они могли бы быть на уровне 3% ³⁶. Однако по этому вопросу нет никаких опытных данных.

Между тем, если существует какая-либо неоднородность пространства-времени, связанная с ультрамалыми масштабами, скажем a , то ожидаемые нарушения законов сохранения должны быть значительными: $\Delta E \sim \hbar c/a$, $\Delta p \sim \hbar/a$, но редкими. Очевидно, что подобные нарушения

было бы трудно отличить от процессов с участием нейтральных частиц. Особенно в тех случаях, когда имелась бы «утечка» энергии и импульса, возникала бы возможность интерпретировать события как результат рождения нейтральных частиц (кинематика допускает при этом весьма широкие возможности). Поэтому более интересным было бы наблюдать случаи «спонтанного» возрастания энергии и импульса частиц.

В случае неоднородности пространства-времени в микромире одна из систем координат может оказаться выделенной. Это, в частности, могло бы означать, что явления в лабораторной системе координат и в системе центра масс протекают различным образом, разумеется, в области достаточно больших энергий E , сравнимых с некоторой критической энергией $E_0 = \hbar c/a$ ⁹.

Весьма точные данные по этому поводу имеются теперь в связи с изучением знаменитого сейчас распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, который обстоятельно промерен при двух энергиях. Вероятность такого распада dW в обычной теории есть функция двух инвариантов: $s = P^2$ и $r = Pp_1 = P^2 - Pp_2$, где P — четырехмерный импульс K_2^0 -мезона, а p_1 и p_2 — импульсы $\pi^\pm$ -мезонов. Поэтому вероятность dW пересчитывается обычным образом из одной системы отсчета в другую, в частности, будучи известна для покоящегося мезона, может быть вычислена для мезона движущегося. Критерием справедливости такого преобразования, основанного на обычной кинематике теории относительности, на законах сохранения, может быть инвариантность массы покоя распадающейся частицы, в данном случае K_2^0 -мезона.

Опыты, произведенные при энергиях K_2^0 -мезона $E = 1 \text{ Гэв}$ ³⁷ и $E = 10,7 \text{ Гэв}$ ³⁸, показывают, что разброс ΔM возможных значений массы покоя мезона M в первом случае составляет $\sim 0,7\%$, во втором $\sim 1\%$ при одном и том же среднем значении M .

Иными словами, в этом случае, так же как и при упругом рассеянии нуклонов, релятивистская кинематика соблюдается в среднем с точностью около 1% . Об отдельных выпадах так же мало можно сказать, как и в случае pp -рассеяния (они $\ll 10\%$).

Факт распада K_2^0 -мезона на два пиона впервые был доложен на Международной конференции в Дубне летом 1964 г. и произвел сенсационное впечатление, так как указывал на несохранение комбинированной CP -четности.

В настоящее время существование двухпионного распада K_2^0 -мезона подтверждено другими измерениями (см., например, ³⁸) и появилось немало теоретических работ, в которых дается истолкование этого нового явления ³⁹. Пока еще не найдено никаких других явлений, кроме распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, в которых обнаруживалось бы и несохранение CP -четности. Поэтому нет еще достаточных оснований для выбора между различными теоретическими идеями *).

В задачу этой статьи не входит обозрение различных теоретических объяснений двухпионного распада.

В интересующем нас аспекте следует отметить, что несохранение CP -четности означает либо несохранение T -инвариантности (инвариантности относительно обращения времени $t \rightarrow -t$), либо несохранение CPT -инвариантности.

Между тем CPT -инвариантность есть прямое следствие локальной теории поля ⁴¹ (но обратное не доказано). Поэтому нарушение CPT -инва-

*) Видимо, наиболее убедительной теорией представляется предложенная Т. Ли, который допускает различные операции C , P , T для различных видов взаимодействий (сильных, электромагнитных и слабых) ⁴⁰.

риантности означало бы нарушение основных принципов локальной теории и могло бы быть связано с нарушением принципа причинности в микромире или, более общо, — геометрии микромира.

Следует отметить, что одним из следствий *CPT*-теоремы является равенство масс частиц m и античастиц $\bar{m}$. В настоящее время очень точно известна разность масс для K_1^0 - и K_2^0 -мезонов. Оказывается, что $\frac{\bar{m}_{K_1} - m_{K_2}}{m_K} \leq \leq 10^{-14}$, что указывает на весьма строгое соблюдение операторного равенства $CPT = 1$ (см. ³⁹).

Несохранение только T -инвариантности могло бы означать нарушение изотропности времени и также представляло бы серьезное затруднение для логической схемы современной теории, в основу которой положено представление об изотропном пространстве-времени.

Если нарушение *CP*-четности, обнаруженной в двухпионном распаде K_2^0 -мезона, окажется достаточно общим явлением, то не исключено, что оно может быть следствием не столько «аномальных» законов взаимодействия, сколько следствием изменения пространственно-временных соотношений в малом.

В этой связи уместно напомнить, что в некоторых теоретических исследованиях нарушение обычной четности связывалось с возможными особенностями геометрии микромира ^{42, 43}.

§ 6. НЕКОТОРЫЕ ДРУГИЕ ПРОВЕРКИ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

В заключение обратим внимание на некоторые опыты, которые были произведены в недавнее время и были предназначены для проверки теории относительности в области высоких энергий.

В 1957 г. группа физиков Дубны проверяла зависимость массы протонов от их скорости при кинетической энергии $T = 660$ Мэв. Оказалось, что формула теории относительности

$$m_p = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad (18)$$

соблюдается с точностью $\Delta m_p / m_p \sim 0,4\%$. Работающие в настоящее время электронные ускорители с энергией до 6 Гэв подтверждают еще большую точность формулы (18). Именно, при $\Delta m_p / m_p \sim 5 \cdot 10^{-4}$ должна была бы наступить уже полная дефазировка и, следовательно, полное нарушение процесса ускорения *).

Шведские физики в ЦЕРНе недавно проверяли один из важнейших принципов теории относительности — независимость скорости света от скорости источника ⁴⁴. В качестве источника γ -излучения использовались π^0 -мезоны высокой энергии с $\beta = 0,99955$. Непосредственно измерялась скорость c_γ γ -лучей с энергией более 6 Гэв. Принятое сейчас значение скорости света $c_0 = 299\,793 \pm 1$ км/сек. Авторы описываемой работы нашли $c_\gamma = 299\,790 \pm 40$ км/сек. Таким образом, в пределах ошибок опыта $c_\gamma = c_0$. Другие подобные измерения кажутся менее точными, они приведены в обзоре ⁴⁵.

§ 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные данные, которыми располагает современная физика, ограничиваются масштабами $a_0 > \frac{\hbar}{Mc} \frac{Mc^2}{E} \sim 10^{-15}$ см в лабораторной системе координат и соответственно $\sim 10^{-14}$ см в системе центра масс.

*) Частное сообщение В. П. Саранцева.

1. Известная в этой области совокупность фактов не противоречит релятивистской кинематике, и в среднем эта кинематика соблюдается с точностью около 1%.

Зависимость массы от скорости подтверждена значительно точнее (до 0,01%).

2. Остаются неизученными возможные резкие (но маловероятные) отклонения от релятивистской кинематики, которые могли бы быть вызваны, как было объяснено ранее, нарушением однородности или изотропности пространства-времени в малом. Такие отклонения могли бы иметь место в пределах $\sim 1\%$.

3. Более тревожным является положение с локальной теорией поля, которая глубоко связана с принятой формой геометрии и причинностью. Асимптотические сечения в области 20 Гэв «неохотно» сближаются друг с другом, а сравнение известных сейчас данных по рассеянию вперед пионов высокой энергии не согласуется с результатами расчетов по дисперсионным соотношениям.

Ввиду важности вопроса необходимо дальнейшее уточнение измерений и усовершенствование расчетов.

Если наметившееся расхождение теории с опытом подтвердится, то оно явится серьезным основанием для радикального пересмотра основных положений современной теории.

Объединенный институт
ядерных исследований

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Эйнштейн, Геометрия и опыт, Петроград, 1923.
2. А. Эйнштейн, К электродинамике движущихся тел. Принцип относительности, в «Сборнике работ классиков релятивизма», 1935.
3. G. Watagin, Zs. Phys. 88, 92 (1934).
4. Д. И. Блохинцев, Атомная энергия 14, 105 (1963).
5. M. Born, Proc. Roy. Soc. A143, 310 (1934); A144, 425 (1934).
6. Д. И. Блохинцев, ДАН СССР 82, 553 (1952).
7. Д. И. Блохинцев, Препринт Р-2152, Дубна, 1965.
8. Б. М. Барбашов, Н. А. Черников, Препринт Д-2151, Дубна, 1965.
9. D. I. Blokhintsev, Phys. Letts. 12, 272 (1964).
10. В. Г. Кадышевский, в сб. 12, Препринт Д-1735, Дубна, 1964.
11. И. Е. Тамм, Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
12. Сборник «Пространство, время, причинность в микромире», Д-1735, Дубна, 1964.
13. P. R. Phillips, Phys. Rev. 139, B491 (1965).
14. Н. Н. Боголюбов, Б. В. Медведев, М. К. Поливанов, Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., Физматгиз, 1958.
15. L. Kirillova, L. Khristov, V. Nikitin, M. Shafranov, L. Strunov, V. Swiridov, Z. Korbelt, Z. Rob, P. Markov, Kh. Tchmev, T. Todorov and A. Zlateva, Phys. Letts. 13, 93 (1964).
16. В. А. Никитин, В. А. Свиридов, Л. Н. Струнов, Весенняя школа физики в Ереване (1965); см. также препринт Е-2413, Дубна.
17. K. I. Foley et al., Phys. Rev. Letts. 14, 862 (1965).
18. Saclay — Orsay — Bologna Collaboration, Nuovo cimento 29, 513 (1963).
19. Международная конференция по физике высоких энергий в Дубне, 1964, например, доклад Линденбаума.
20. V. S. Barashenkov, Fortschr. Phys. 10, 205 (1962).
21. V. S. Barashenkov, V. I. Dedju, Nucl. Phys. 64, 636 (1965).
22. G. Hohler, G. Ebel, I. Giesche, Zs. Phys. 108, 430 (1964).
23. G. Hohler, I. Baake, Phys. Letts. 18, 181 (1965).
24. Доклад С. Линденбаума на Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
25. W. Golbraith, E. W. Jenkins, T. F. Kysia, B. A. Leotic, R. H. Phillips, A. L. Read, R. Rubinstein, Phys. Rev. 138 (4B), 913 (1965).

26. N. K h u r i, T. K i n o s h i t a, Phys. Rev. Letts. 14, 84 (1965).
 27. Сборник статей «Природа материи», УФН 86 (4), 641 (1965).
 28. D. I. B l o k h i n s t e v, G. I. K o l e r o v, Nuovo cimento 34, 163 (1964).
 29. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 34, 725 (1958).
 30. D. A m a t i, M. F i e r z and V. G l a s e r, Phys. Rev. Letts. 4, 89 (1960).
 31. M. S u g a w a and W. K a s a n o w a, Phys. Rev. 123, 1895 (1961).
 32. S. W e i n b e r g, Phys. Rev. 124, 2049 (1961).
 33. H. L e h m a n n, Nucl. Phys. 29, 309 (1962).
 34. Н. Н. Мейман, ЖЭТФ 43, 2277 (1962); см. также сборник «Вопросы физики элементарных частиц», Ереван, Изд-во АН АрмССР, 1962.
 35. А. А. Логунов, Нгуен Ван Хьеу, И. Т. Тодоров, О. А. Хрусталева, ЖЭТФ 46, 1079 (1964).
 36. В. А. Никитин, А. А. Номофилов, В. А. Свиридов, Л. Н. Струнов, М. Г. Шафранова, ПТЭ, № 6, 18 (1963).
 37. J. H. C h r i s t e n s o n, J. W. C r o n i n, Vid. F i t c h, R. T u r l a y, Phys. Rev. Letts. 13, 138 (1964).
 38. X. D. B o n a r d, D. D e k k e r s, B. I r d a n et al., Phys. Letts. 15, 58 (1965).
 39. М. В. Терентьев, УФН 86, 231 (1965).
 40. Т. Д. Ли, Доклад на конференции по физике высоких энергий в Оксфорде (Англия, сентябрь 1965).
 41. R. J o s t, Helv. Phys. Acta 30, 409 (1957).
 42. И. С. Шапиро, УФН 61, 313 (1957).
 43. В. Г. Кадышевский, ЖЭТФ, 41, 1885 (1961).
 44. T. A l b a g e r, F. I. M. F a r l e y, I. K j e h l m a n, I. W a l l i n, Phys. Letts. 12, 260 (1963).
 45. Г. М. Страховский, А. В. Успенский, УФН 86, 341 (1965).
-

ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

А. Траутман

ИСПРАВЛЕНИЕ ОПЕЧАТКИ

В статье под указанным названием (УФН, том 89, вып. 1, стр. 7, 14 строка сверху) вместо фразы: «Все-таки эксперименты приводят к существенно одной и той же связности Γ » следует читать: «Все такие эксперименты приводят к существенно одной и той же связности Γ ».