

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

О НЕСОХРАНЕНИИ ЧЕТНОСТИ ПРИ β -РАСПАДЕ *)

И. С. Шапиро

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные, полученные в последнее время о новых частицах (K -мезоны, гипероны), вновь выдвигают проблему β -распада в число важнейших проблем ядерной физики, физики элементарных частиц и, по-видимому, физики вообще.

Чтобы понять, каким образом события, происшедшие казалось бы в далекой от β -распада области, приводят к столь существенному повышению интереса к этому явлению, следует вспомнить, что известные до сих пор в ядерной физике взаимодействия — ядерное взаимодействие нуклонов, электромагнитное взаимодействие и взаимодействие, ответственное за β -распад (β -взаимодействие) — характеризуются безразмерными константами, весьма сильно различающимися по величине: константа β -взаимодействия примерно в 10^{12} раз меньше ядерной константы и в 10^{11} раз меньше электромагнитной (см. табл. Ia).

Т а б л и ц а I a

Ядерные взаимодействия	Электромагнитные взаимодействия	β -взаимодействие
$\frac{g^2}{\hbar c} \sim 1$	$\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$	$G = 3,3 \cdot 10^{-12}$

При такой ситуации не было бы удивительным, если бы константы взаимодействий, ответственных за распады других элементарных частиц, имели бы значения, отличающиеся по порядку величины от указанных в таблице Ia. Этого, однако, нет. Уже давно было замечено, что константы взаимодействий, ответственных за распады π - и ρ -мезонов, по порядку величины совпадают с константой β -взаимодействия. Исследование свойств новых частиц — K -мезонов и гиперонов показало, что взаимодействия, обуславливающие распады этих частиц, также характеризуются константами, совпадающими по порядку величины с константой β -взаимодействия (см. табл. Ib)**). Это обстоятельство (нетри-

*) Переработанный и дополненный доклад на VII ежегодном совещании по ядерной спектроскопии (январь 1957 г.).

**) Расчеты, результаты которых приведены в таблице Ib, выполнены Э. И. Долинским, использовавшим последние экспериментальные данные. Аналогичные расчеты производились ранее другими авторами (см. Я. Б. Зельдович, УФН 59, 377 (1956)). Отметим, что в некоторых случаях распадов для получения безразмерных констант, кроме мировых постоянных $\hbar$, c , использовались также массы частиц.

виальное, если иметь в виду огромный разрыв в значениях констант, перечисленных в таблице Ia) заставляет, по крайней мере с эвристической целью, предположить, что распады всех частиц, указанных в таблице Ib, вызываются взаимодействиями, имеющими нечто существенно общее с β -взаимодействием. Эти взаимодействия принято называть, следуя Гелл-Манну¹, слабыми в отличие от сильного (ядерного) и электромагнитного.

Таблица Ib

m/m_e	Распад	Константа
207 273	$\mu \rightarrow e + 2\nu$ $\pi \rightarrow \mu + e$	7,8 5,0
966	$K \rightarrow \begin{cases} 2\pi \\ \mu + \nu \\ 3\pi \\ \mu + \pi^0 + \nu \\ e + \pi^0 + \nu \end{cases}$	3,8 3,1 42 6,1 6,6
2182 2327 2586	$\Lambda^0 \rightarrow N + \pi$ $\Sigma \rightarrow N + \pi$ $\Xi \rightarrow \Lambda^0 + \pi$	~ 1

Если высказанная точка зрения верна, то из свойств K -мезонов и гиперонов могут вытекать определенные, поддающиеся экспериментальной проверке следствия для процессов β -распада нуклонов.

§ 2. « τ — θ -ПРОБЛЕМА»

Наиболее замечательным свойством K -мезонов является одинаковость (в пределах экспериментальных ошибок) их масс и времен жизни. Особенно хорошо установлена (с точностью до 0,2%) близость масс так называемых τ - и θ -мезонов — частиц, распадающихся соответственно на три и на два π -мезона (см. табл. II). Времена жизни этих частиц также совпадают в пре-

Таблица II

Тип K -мезона	Масса (в m_e)	Время жизни (сек.)
$\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ $\tau^+ \rightarrow 2\pi^+ + \pi^-$	966 ± 2 966 ± 2	$1,2 \pm 0,1$ $1,3 \pm 0,1$ $-0,2$

делах ошибок опыта (10—20%). Основываясь на сказанном, естественно думать, что мы имеем здесь дело с одной и той же частицей, распадающейся различными, конкурирующими друг с другом путями. В связи с этим приобретает большой интерес определение спинов и четностей τ - и θ -мезонов, которые, разумеется, должны быть одинаковы, если обе частицы тождественны. Сведения о спине и четности τ -мезона можно получить, изучая энергетический спектр или угловое распределение образующихся при распаде τ -мезона π -мезонов и сопоставляя полученные экспериментальные данные с результатами теоретических расчетов для различных комбинаций спина и четности.

В настоящее время лучше всего изучен распад τ^+ -мезона на 3 заряженных π -мезона:

$$\tau^+ \rightarrow 2\pi^+ + \pi^-.$$

На рис. 1, заимствованном из работы Шапиро, Долинского и Мишаковой², показано сравнение экспериментальных данных и теоретических результатов

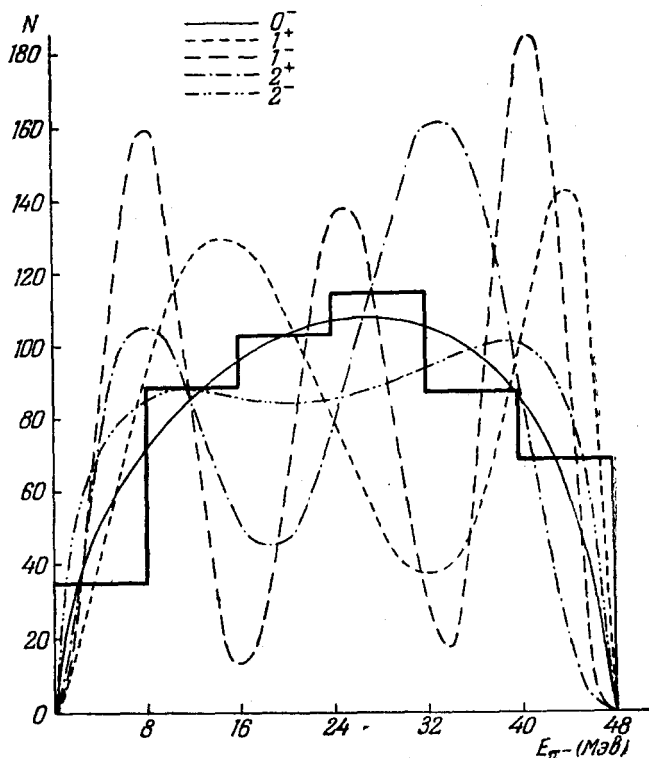


Рис. 1.

для энергетического спектра π^- -мезонов, образующихся при распаде τ^+ -мезона. Представленные гистограммой экспериментальные данные включают в себя 492 случая распада τ^+ -мезона. Теоретические кривые получены на основе довольно общих феноменологических (хотя, быть может, и не на вполне строгих) соображений, вдаваться в анализ которых здесь было бы неуместным (см.²). Как видно из рисунка, вряд ли можно сомневаться в том, что наиболее близкой к экспериментальным данным является теоретическая кривая, соответствующая спину и четности 0^- или 2^- (последнее менее вероятно). К такому же выводу приходят и другие авторы (см. литературу в²). С другой стороны, как нетрудно показать, для спина и четности θ -частиц, распадающихся на два π -мезона (напомним, что спин π -мезонов равен 0), возможны лишь комбинации, указанные в таблице III*).

*) Строго говоря, для заряженных частиц возможны также комбинации 1^- , 3^- и т. д. Так как, однако, нейтральные θ -частицы, являющиеся, по всей вероятности, изобарическими аналогами заряженных θ -частиц, распадаются на два π^0 -мезона (т. е. на два тождественных бозона), то нечетные значения спинов следует исключить. Для рассматриваемых здесь вопросов это, впрочем, несущественно.

Ситуация, отраженная в таблице III, ставит нас перед дилеммой:

1) либо τ - и θ -мезоны суть разные частицы, и мы имеем дело со случаем вырождения, когда, кроме равенства масс частиц, равны или очень близки их времена жизни;

2) либо τ - и θ -мезоны суть тождественные частицы, так что мы имеем дело с одной частицей, при распаде которой не выполняется, однако, закон сохранения четности*). Хотя первая возможность, будучи менее радикальной,

Таблица III

Спин и четность θ - и τ -мезонов	
$\tau \rightarrow 3\pi$	0^- (эксперимент)
$\theta \rightarrow 2\pi$	$0^+, 2^+, 4^+$ и т. д.
(теоретически возм., так же, как для состояний $\text{Be}^8 \rightarrow 2\alpha$)	

кажется более приемлемой, факты, как будет видно из дальнейшего, говорят против нее. Мы обсудим здесь лишь вторую возможность, приводящую к ряду существенных для β -распада следствий, которые могут быть подвергнуты экспериментальной проверке.

§ 3. ЯВЛЕНИЯ ПРИ β -РАСПАДЕ ЯДЕР, ЗАВИСЯЩИЕ ОТ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ

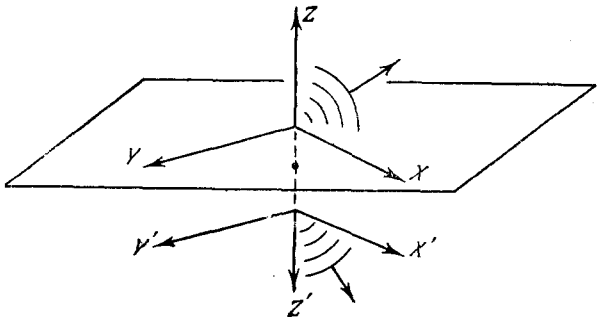
Если четность не сохраняется при распаде K -мезонов, то в силу отмеченной выше общности всех слабых взаимодействий следует ожидать, что несохранение четности будет иметь место также и при β -распаде ядер. Заметим при этом, что ядерные состояния по-прежнему будут характеризоваться вполне определенной четностью, так как в формировании ядерных состояний слабые взаимодействия играют ничтожно малую роль. Несохранение четности в процессах β -распада сведется, таким образом, к тому, что четность излучения не будет определенной. Иными словами, волновая функция излучения (электрон, нейтрино) не будет ни четной ни нечетной: квадрат модуля волновой функции излучения будет меняться при зеркальном отражении пространства. Это обстоятельство поясняется в таблице IV, где штрихованные величины относятся к системе координат, полученной из данной путем зеркального отражения, и символами $\mathbf{p}$ и σ обозначены импульсы и спины участвующих в рассматриваемом β -процессе частиц. Заметив, что величина $|f(\mathbf{p}, \sigma)|^2$ пропорциональна вероятности β -процесса, мы приходим к простому способу нахождения эффектов, в которых может сказаться несохранение четности при β -распаде. Действительно, поскольку в случае несохранения четности величина $|f(\mathbf{p}, \sigma)|^2$ меняется при зеркальном отражении, ее можно представить в виде суммы четного (F_+) и нечетного (F_-) относительно зеркального отражения слагаемых, зависящих от измеряемых в опыте величин $|\mathbf{p}|$, $\mathbf{p}$, σ . Таким образом, необходимым условием наблюдения эффекта, зависящего от несохранения четности, является такая постановка опыта, при которой из измеряемых величин может быть сконструирована нечетная величина $F_-(\mathbf{p}, \sigma)$ (псевдоскаляр**).

*) Насколько можно судить, эта гипотеза впервые высказана Фейнманом в дискуссии на 6-й Рочестерской конференции по физике высоких энергий³. Первое подробное обсуждение вопроса принадлежит Ли и Янгу⁴.

**) Четная величина $F_+(\mathbf{p}, \sigma)$ (скаляр) всегда может быть составлена: константа или любая четная степень псевдоскаляра суть четные величины.

Следует подчеркнуть при этом, что возможность составления псевдоскаляра из измеряемых величин является лишь необходимым, но недостаточным условием зависимости эффекта от сохранения или несохранения четности (могут

Таблица IV

	
$\psi_{изл} = f(p, \sigma) \times (\text{расх. волна})$	
Если четность	
сохраняется	не сохраняется
$f(p, \sigma) = \pm f'(p', \sigma')$ $ f ^2 = f' ^2$	$f(p, \sigma) \neq \pm f'(p', \sigma')$ $ f ^2 \neq f' ^2$ $ f ^2 = F_+(p, \sigma) + F_-(p, \sigma)$ $F_+(p, \sigma) = F_+(p', \sigma')$ $F_-(p, \sigma) = -F_-(p', \sigma')$

быть случаем, когда коэффициент при сконструированном псевдоскаляре окажется равным нулю).

Основываясь на изложенном, нетрудно видеть, что несохранение четности не может сказаться на явлениях, главным образом изучавшихся до сих пор при β -распаде ядер: исследовании формы β -спектра, угловой корреляции электрон—нейтрино, β — γ -угловых корреляций (см. табл. V). В первом и последнем случаях вообще нет величин, из которых можно было бы составить псевдоскаляр. В случае же корреляции электрон—нейтрино формально можно составить псевдоскаляр $p_N [p_\beta, p_\nu]$ из импульсов ядра отдачи (p_N), электрона (p_β) и нейтрино (p_ν), однако в силу компланарности всех трех векторов эта величина тождественно обращается в нуль.

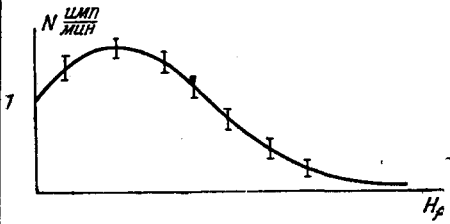
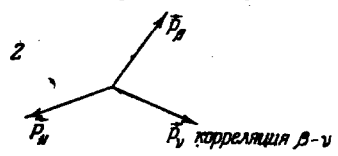
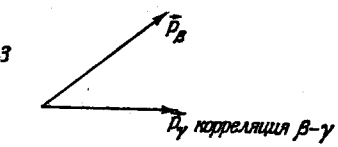
В таблице VI указаны основные явления, в которых может проявиться несохранение четности. К таковым относятся:

а) угловое распределение электронов при β -распаде поляризованных ядер (спин ядра σ_N), которое в случае несохранения четности будет анизотропным даже при разрешенных переходах (см. табл. VI)*;

*) Следует особо подчеркнуть, что в данном случае требуется не так называемое упорядочение ядер (возникающее, например, при низких температурах в кристаллических структурах в результате квадрупольных взаимодействий), но именно поляризация ядер, при которой среднее значение проекции спина ядра на некоторое направление в пространстве (например, направление внешнего магнитного поля) отлично от нуля.

Таблица V

Разрешенные переходы I.
Эффекты, не зависящие от сохранения четности

Эффект	Нечетная величина
 Форма β-спектра  2  3	Нет $P_N \cdot [P_\beta \cdot P_\gamma] = 0$ Нет

б) продольная поляризация электронов, т. е. преимущественное направление спина электрона σ_e по или против направления импульса электрона P_β .

Величина поляризации $P = \frac{n_\downarrow - n_\uparrow}{n_\downarrow + n_\uparrow}$, где $n_\uparrow$ и $n_\downarrow$ — числа электронов со спинами, параллельными и антипараллельными P_β , равна нулю в случае разрешенных переходов, если четность сохраняется, и может быть отлична от нуля, если сохранение четности не имеет места;

в) угловая $\beta - \gamma$ -корреляция с выделением квантов с заданной (правой или левой) циркулярной поляризацией (отметим, что с квантовой точки зрения выделение циркулярной поляризации равносильно заданию проекции спина фотона σ_γ на направление его распространения). При сохранении четности функция корреляции $W_{\beta\gamma}(\vartheta) = \text{const}$, т. е. будет иметь место изотропия. При несохранении четности функция корреляции будет иметь вид, указанный в таблице VI*).

*) По поводу этого эффекта следует заметить, что измерение циркулярной поляризации γ -квантов хотя и связано с определенными трудностями, но, однако, вполне осуществимо, о чем свидетельствует, например, работа⁶, в которой измерена циркулярная поляризация γ -излучения поляризованных ядер Ni^{60} и, таким образом, определен знак магнитного момента одного из возбужденных состояний этого ядра. В качестве эффекта, чувствительного к циркулярной поляризации γ -излучения, используется отмеченная Зельдовичем⁶ и Фано⁷ сильная зависимость сечения комптоновского рассеяния назад на поляризованных электронах от знака циркулярной поляризации кванта (рассеивателем с поляризованными электронами может служить намагниченное железо или другой ферромагнетик).

Таблица VI

Разрешенные переходы II.
Эффекты, зависящие от сохранения четности

Эффект	Нечетная величина	Если четность	
		сохраняется	не сохраняется
1 Поляризация ядра Угловое распределение $W(\vartheta)$	$p_\beta \sigma_N$	$W(\vartheta) = \text{const}$	$W(\vartheta) = 1 + \alpha \cos \vartheta$
2 Поляризация $P = \frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow}$ электронов	$p_\beta \sigma_\beta$	$P = 0$	$P \neq 0$
3 Циркулярная поляризация. Угловое распр. $W_{\beta\gamma}(\vartheta)$	$p_\beta \sigma_\gamma$	$W_{\beta\gamma}(\vartheta) = \text{const}$	$W_{\beta\gamma}(\vartheta) = 1 + B \cos \vartheta$

§ 4. ФОРМАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ

Для вычисления величин α , P , B (см. табл. VI), измерением которых можно установить факты несохранения четности при β -взаимодействиях, следует воспользоваться феноменологической теорией β -распада, которая в случае несохранения четности должна быть формально видоизменена так, как это показано в таблице VII. Это видоизменение сводится к тому, что мы должны теперь требовать инвариантность гамильтониана (плотности энергии) β -взаимодействия H_β только по отношению к преобразованиям Лоренца и вращениям пространства, но не зеркальным отражениям, как это требовалось в теории, предусматривавшей сохранение четности.

Гамильтониан β -взаимодействия H_β представляет собой, как известно, произведение двух величин (p, n) и (e, ν) , одна из которых $((p, n))$ составлена из волновых функций нуклонов, другая $((e, \nu))$ — из волновых функций легких частиц. В теории, предусматривающей сохранение четности, требуется одинаковость трансформационных свойств обеих величин относительно всех преобразований — преобразований Лоренца, вращений и отражений пространства. Так, если величина (p, n) есть скаляр (скалярный вариант теории β -распада),

то и величина (e, ν) должна быть скаляром, если (p, n) есть вектор, тензор и т. п., то и величина (e, ν) должна быть соответственно вектором, тензором и т. п. При этом условии скалярное произведение $(p, n)(e, \nu)$, а следовательно и

$$H_\beta = g(p, n)(e, \nu)$$

где g — константа взаимодействия, будут инвариантны относительно всех перечисленных выше преобразований.

В случае несохранения четности трансформационные свойства величины (p, n) и выражения, составленного из волновых функций электрона и нейтрино, должны быть одинаковы относительно вращений пространства и лоренцевых преобразований, но должны различаться при зеркальных отражениях пространства. Так, например, если (p, n) есть скаляр, то выражение, составленное из волновых функций легких частиц, должно быть суммой скаляра и псевдоскаляра и т. п., как это показано в таблице VII. Построенный таким

Таблица VII

Формальная теория

Если четность	
сохраняется	не сохраняется
$H_\beta = g(p, n)(e, \nu)$ $\nwarrow$ скаляр, вектор и т. д. $\swarrow$ скаляр, вектор и т. д.	$H_\beta = (p, n) \{ g(e, \nu) + g'(e, \nu)' \}$ $\nwarrow$ «величина» $\swarrow$ «псевдовеличина» $(e, \nu)' = (e, \gamma_5 \nu)$ $\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$ γ_μ — матрицы Дирака

образом гамильтониан H_β будет меняться при зеркальных отражениях пространства, но будет инвариантен относительно вращений и преобразований Лоренца. Существенно, что в рассматриваемом случае каждый вариант теории β -распада будет, вообще говоря, характеризоваться не одной, а двумя константами g и g' (см. табл. VII). Как теперь известно, в действительности осуществляется суперпозиция скалярного и тензорного вариантов (замечание по поводу возможной примеси аксиально-векторного варианта см. в § 6). По этой причине в новой теории будут фигурировать четыре константы: две константы скалярного варианта (g_s, g'_s) и две константы тензорного варианта (g_t, g'_t). Пользуясь построенной по указанным принципам формальной теорией, можно вычислить интересующие нас величины α, P, B (см. табл. V). Для суперпозиции скалярного и тензорного вариантов и в пренебрежении кулоновским полем ядра результаты таких расчетов, выполненных В. В. Туровцевым, приведены в таблицах VIII, IX, X*). Здесь через I, m обозначены спин ядра и его проекция на направление оси z , а a и b — не зависящие от m матричные элементы ядер для разрешенных β -переходов

$$a = \int 1, \quad b = \frac{1}{m} \int \sigma_z.$$

*) В цитированной выше работе Ли и Янга⁴ вычислен коэффициент α для суперпозиции тензорного и аксиально-векторного вариантов.

Как видно из таблиц, величины α , P , B пропорциональны действительной части произведения констант $g g'$ и зависят также от отношения модулей

Таблица VIII

Разрешенные переходы III

$$\left. \begin{matrix} \alpha \\ P \\ B \end{matrix} \right\} \sim \frac{v}{c} \frac{\operatorname{Re}(g, g'^*)}{|g|^2 + |g'|^2}$$

Таблица IX

Разрешенные переходы IV

Угловое распределение β -частиц от поляризованных ядер

$$W(\vartheta) = 1 + \alpha \cos \vartheta$$

$$\Delta I = 0 \quad \alpha = 2m_I \cdot \frac{v}{c} \cdot \frac{ab \operatorname{Re}(g_S g_T'^* + g_S' g_T^*) + b^2 \operatorname{Re}(g_T g_T'^*)}{a^2(|g_S|^2 + |g_S'|^2) + b^2 I(I+1)(|g_T|^2 + |g_T'|^2)},$$

где $a = \int 1$, $b = \frac{1}{m_I} \int \sigma_z$.

β -распад нейтрона

$$\alpha = \pm 2 \cdot \frac{v}{c} \cdot \frac{\operatorname{Re}(g_S g_T'^* + g_S' g_T^*) + 2 \operatorname{Re}(g_T g_T'^*)}{(|g_S|^2 + |g_S'|^2) + 3(|g_T|^2 + |g_T'|^2)}$$

$I \rightarrow I - 1$

$$\alpha = \frac{m_I}{I} \cdot \frac{v}{c} \cdot \frac{2 \operatorname{Re}(g_T g_T'^*)}{|g_T|^2 + |g_T'|^2}$$

$I \rightarrow I + 1$

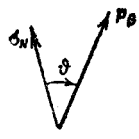
$$\alpha = -\frac{m_I}{I+1} \cdot \frac{v}{c} \cdot \frac{2 \operatorname{Re}(g_T g_T'^*)}{|g_T|^2 + |g_T'|^2}$$


Таблица X

Разрешенные переходы V

Поляризация электронов

$$\Delta I = 0$$

$$P = 2 \frac{v}{c} \cdot \frac{a^2 \operatorname{Re}(g_S g_S'^*) + b^2 I(I+1) \operatorname{Re}(g_T g_T'^*)}{a^2(|g_S|^2 + |g_S'|^2) + b^2 I(I+1)(|g_T|^2 + |g_T'|^2)}$$

$$\Delta I = \pm 1$$

$$P = 2 \frac{v}{c} \frac{\operatorname{Re}(g_T g_T'^*)}{|g_T|^2 + |g_T'|^2}$$

этих констант. Из этого следует, что, вообще говоря, даже при несохранении четности рассмотренные выше эффекты могут отсутствовать, если

одна из констант, например g , действительна, а другая (g') — чисто мнимая. Таким образом, одной формальной теории недостаточно для выяснения вопроса об экспериментально наблюдаемых явлениях, связанных с несохранением четности. Чисто формальная концепция неудовлетворительна еще и по следующим соображениям. Исходным пунктом такой теории, как мы видели, является построение гамильтониана взаимодействия H_{β} , неинвариантного относительно зеркального отражения координатной системы. Строго говоря, такой подход является физически бессмысленным, так как плотность энергии взаимодействия должна быть инвариантом любого преобразования систем отсчета. Действительно, в противном случае какая-нибудь пороговая реакция, скажем, расщепление ядра γ -квантом, могла бы быть осуществлена, например, в правой системе координат и не была бы возможна в зеркальной, левой системе координат, что, очевидно, является бессмысленным, поскольку расщепление или нерасщепление ядра есть объективный факт, не зависящий от системы отсчета.

По изложенным причинам, дальнейшее исследование вопроса требует обсуждения гипотез о причинах несохранения четности. Одновременно с этим необходима такая модификация современных теоретических представлений, при которой несохранение четности было бы совместимо с инвариантностью энергии β -взаимодействия относительно зеркального отражения пространства.

§ 5. ЧТО ОЗНАЧАЕТ НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ?

Мыслимы два рода причин несохранения четности:

1. Несохранение четности может быть следствием внутренней асимметрии частиц по отношению к правому и левому. Эта точка зрения, содержащаяся уже в первой работе Ли и Янга⁴, наиболее отчетливо была сформулирована впервые Ландау⁹ и разрабатывалась также (в другом варианте, см. ниже) Иоффе¹⁰.

2. Несохранение четности может быть обусловлено свойствами пространства, его структурой на малых длинах. Некоторые соображения по этому поводу будут приведены в конце данной статьи.

Рассмотрим сначала более подробно первую возможность.

Понятие четности неразрывно связано с предположением, что частица есть объект, симметричный относительно «правого» и «левого». По этой причине при зеркальном отражении пространства (при котором происходит, как известно, замена «правого» на «левое») частица будет как бы переходить сама в себя, иными словами, частица ничем не будет отличаться от своего зеркального изображения. В этом случае, который только и рассматривался в старой теории, волновая функция частицы будет при зеркальном отражении меняться несущественно: согласно общим положениям квантовой механики волновые функции двух физических систем (в данном случае частицы и ее зеркального отображения), ничем друг от друга не отличающихся, могут лишь различаться числовым множителем, равным по модулю единице*). Таким образом, если ψ есть волновая функция частицы, то при отражении

$$\psi \rightarrow \xi \psi, \quad (1)$$

причем

$$|\xi| = 1.$$

*) Мы для простоты говорим здесь о частицах с нулевым спином. При наличии спина волновая функция частицы будет при отражении помножаться на некоторую числовую матрицу, что, однако, не меняет дела. О преобразованиях волновых функций частиц со спином при отражениях см. ¹¹.

Так как дважды повторенное отражение есть, с одной стороны, тождественное преобразование, и, с другой стороны, при этом

$$\psi \rightarrow \xi^2 \psi,$$

то

$$\xi^2 = 1,$$

или

$$\xi = \pm 1.$$

Число ξ называется, как известно, четностью. Все это верно лишь до тех пор, пока при зеркальном отражении частица переходит сама в себя, т. е. пока мы считаем, что частица является объектом, симметричным относительно «правого» и «левого». Если это не так, то рассуждения, приводящие к понятию четности, уже не могут иметь места. Действительно, допустим, что частица обладает некоей внутренней асимметрией по отношению к правому и левому, аналогично, например, молекуле винной кислоты, право- или левовращающей плоскость поляризации света. Для наглядности будем говорить, что в этом случае с частицей связан некий правый или левый винт. Так как при отражении в зеркале правый винт переходит в левый, то при зеркальном отражении пространства частица уже не будет переходить сама в себя, то есть она не будет тождественна со своим зеркальным отображением. По этой причине волновая функция частицы уже не обязана преобразовываться по закону (1), она должна меняться более существенно. Поскольку, как мы видели, понятие четности есть следствие преобразования (1), то в этом случае понятие четности автоматически ликвидируется: внутренне асимметричной по отношению к «правому» и «левому» частице не может быть приписана какая бы-то ни была четность. Ясно, что в силу ликвидации самого понятия четности отпадает и вопрос о законе сохранения четности.

Ландау⁹ была выдвинута гипотеза, в которой внутренняя «право-левая» асимметрия частиц связывается с зарядом. Это означает, говоря наглядно, что если частице с положительным зарядом (например, протону) свойственен правый винт, то античастице, т. е. частице с отрицательным зарядом (например, антипротону) свойственен левый винт. Поскольку зеркальным отражением правого винта является левый винт, то зеркальным отражением частицы должна быть античастица. В этом варианте теории оказывается возможным добиться инвариантности гамильтониана β -взаимодействия H_β относительно преобразований зеркального отражения пространства*), если входящие в гамильтониан константы взаимодействий (g_S, g'_S, g_T, g'_T и т. д.) либо действительны, либо все чисто мнимы. Как видно из таблицы VIII, в этом варианте теории величины α, P, B будут отличны от нуля и, следовательно, все рассматривавшиеся выше эффекты (см. табл. VI), связанные с несохранением четности, будут иметь место.

В рассматриваемом варианте теряется симметрия теории относительно зарядового сопряжения, т. е. относительно замены всех частиц античастицами

*) Это достигается, в соответствии со сказанным выше, изменением закона преобразования волновых функций: из-за внутренней право-левой асимметрии частиц, связанной с зарядом, при пространственной инверсии вместо закона преобразования (1) имеет место преобразование!

$$\psi_{\text{част}} \xrightarrow{\gamma} \xi \cdot \psi_{\text{античаст}}$$

(где ξ в общем случае является числом или матрицей), которое Ландау называет «комбинированной инверсией».

(без отражения пространства). В самом деле, представим себе, например, систему, состоящую из световых волн и положительно заряженных частиц. Поскольку определенному знаку заряда свойственна теперь некоторая «правовая» асимметрия, например «правый винт», то система таких зарядов может вращать плоскость поляризации света вправо, тогда как зарядосопряженная ей система, состоящая из отрицательных зарядов, будет вращать плоскость поляризации влево. Очевидно, что в концепции Ландау понятие четности можно ввести только для абсолютно нейтральных частиц, т. е. для частиц, у которых нет античастиц или, другими словами, частица и античастица тождественны. В этом (и только в этом) случае частица будет тождественна со своим зеркальным отображением и, следовательно, мы опять будем иметь для волновой функции нейтральной частицы ψ^0 преобразование типа (1):

$$\psi^0 \rightarrow \xi_k \psi^0, \quad \xi_k = \pm 1. \quad (2)$$

Величина ξ_k не будет, однако, равна четности ξ в традиционном смысле этого слова. Действительно, операция отражения в варианте Ландау состоит, если пользоваться терминологией старой теории, из отражения и зарядового сопряжения. С первой из этих операций в старой теории связана обычная четность ξ , со второй, в случае абсолютно нейтральных частиц, — так называемая зарядовая четность ξ_c^*). В силу сказанного ξ_k равно произведению ξ и ξ_c

$$\xi_k = \xi \xi_c. \quad (3)$$

Величину ξ_k Ландау предложил назвать комбинированной четностью.

Примерами абсолютно нейтральных частиц могут служить кванты электромагнитного поля, π^0 -мезоны и K^0 -мезоны. В отличие от этого нейтроны и, как будет видно из дальнейшего, нейтрино, не являются абсолютно нейтральными частицами.

Комбинированная четность потенциалов электромагнитного поля равна $+1$ ($\xi = -1$, $\xi_c = -1$), π^0 -мезонов -1 ($\xi = -1$, $\xi_c = +1$), что же касается K^0 -мезонов, то, как недавно установлено, существуют два сорта K^0 мезонов с $\xi_k = \pm 1$. Комбинированная четность изолированной абсолютно нейтральной системы будет сохраняться. Отличие от старой теории состоит в том, что в последней имеют место сохранение в отдельности четности (ξ) и зарядовой четности (ξ_c), тогда как в варианте Ландау сохраняется лишь произведение этих величин. Мы видели, что концепция, предложенная Ландау, приводит к ряду экспериментально проверяемых следствий, указанных в таблицах VI, VIII, IX, X, поскольку в этом варианте $\text{Re } gg'^* \neq 0$. Из развитых до сих пор соображений нельзя, однако, пока сделать никаких выводов о величинах g'/g , от которых зависит количественная сторона дела. Пользуясь таблицами VIII, IX, X, нетрудно заметить, что все эффекты достигают максимальной величины при $g = g'$. В частности, величина продольной поляризации β -частиц (электрона или нейтрино)

P становится в этом случае просто равной $\pm \frac{v}{c}$, где v — скорость частицы,

c — скорость света в вакууме. Если предположить, что масса нейтрино тождественно равна нулю, т. е. $v = c$, то мы получим, что все нейтрино при β -распаде будут полностью продольно поляризованы (по или против движения) в зависимости от совпадения или различия знаков g и g' . Замечательной особенностью рассматриваемого варианта теории является отмеченная Ландау⁹

⁹) Если частица абсолютно нейтральна, то при зарядовом сопряжении ее волновая функция будет преобразовываться по закону $\psi^0 \rightarrow \xi_c \psi^0$, где $\xi_c = \pm 1$ есть зарядовая четность (подробнее см. в ¹¹).

и независимо несколько позже Ли и Янгом¹² возможность предположить, что все нейтрино в мире, независимо от способа их генерации, полностью продольно поляризованы («продольные нейтрино» по терминологии Ландау). Из этого предположения автоматически следует, что масса нейтрино должна быть тождественно равна нулю. Это обстоятельство делает предложенный Ландау вариант теории особенно привлекательным и обуславливает ряд дополнительных следствий.

Рассмотрим, например, распад $\pi^\pm$ -мезонов на μ -мезон и нейтрино:

$$\pi \rightarrow \mu + \nu. \quad (4)$$

Если нейтрино полностью продольно поляризованы, то, так как спин π -мезона равен нулю, будут полностью продольно поляризованы и μ -мезоны (знак продольной поляризации μ -мезонов будет, очевидно, обратен знаку продольной поляризации нейтрино). Как известно, μ -мезон, образовавшийся в процессе (4), впоследствии сам распадается по схеме

$$\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} \quad (5)$$

или, возможно,

$$\mu \rightarrow e + 2\nu, \quad (6)$$

где $\bar{\nu}$ означает антинейтрино. Поскольку мы имеем здесь дело с распадом поляризованных μ -мезонов, то при этом будет наблюдаться то же явление, что и при β -распаде поляризованных ядер: угловое распределение электронов распада будет анизотропно относительно направления поляризации μ -мезона, т. е. относительно направления его движения до того, как он остановился. Функция углового распределения для распада по схеме (5) будет иметь вид

$$dW(\epsilon, \vartheta) = 2\epsilon^2 (3 - 2\epsilon) (1 + \alpha \cos \vartheta) d\epsilon, \quad (7)$$

$$\alpha = \frac{2ab}{a^2 + b^2} \frac{2\epsilon - 1}{3 - 2\epsilon}, \quad (8)$$

где ϵ есть отношение энергии электрона к максимально возможной энергии, a и b — неизвестные действительные константы, входящие в гамильтониан взаимодействия*).

Другим важнейшим следствием гипотезы продольного нейтрино является нетождественность нейтрино и антинейтрино, которые в этом варианте теории являются различными частицами. Это легко понять в свете всего сказанного выше, так как «право-левая» внутренняя асимметрия частиц в случае продольного нейтрино получает особенно наглядное выражение: в качестве «правого винта», связанного с нейтрино, может рассматриваться спин нейтрино, направленный для всех нейтрино в сторону их движения. При зеркальном отражении пространства правый винт перейдет в левый и мы получим частицу, у которой спин будет направлен против ее движения. Эта частица является,

*) Гамильтониан взаимодействия в этом случае будет иметь вид $H_3 = (e, \mu) (\bar{\nu}, \nu)$. Из волновых функций продольных нейтрино и антинейтрино можно составить только векторную комбинацию, точнее

$$(\bar{\nu}, \nu) = (\text{вектор}) + (\text{псевдовектор}).$$

В соответствии с этим для (e, μ) имеем:

$$(e, \mu) = a (\text{вектор}) + b (\text{псевдовектор}).$$

очевидно, антинейтрино, так как в варианте Ландау зеркальным отображением частицы является ее античастица. Мы видим, что нейтрино и антинейтрино явно различаются в этом случае: в то время как продольная поляризация нейтрино $P_\nu = +1$, продольная поляризация антинейтрино $P_{\bar{\nu}} = -1$ (*). Итак, в гипотезе продольного нейтрино нейтрино и антинейтрино являются различными частицами. Этот вывод согласуется с современными экспериментальными данными об отсутствии двойного β -распада Ca^{48} с вылетом только двух электронов (без нейтрино) — см.¹³⁻¹⁵, а также с отрицательным результатом поисков процесса $\bar{\nu} + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{A}^{37} + e^-$ под действием нейтрино, вылетающих из ядерного реактора (см. ^{15a}).

Интересные следствия из гипотезы продольного нейтрино вытекают также для формы спектра электронов, образующихся при распаде μ -мезонов. Теоретически форма спектра определяется одним действительным параметром ρ , введенным Мишелем¹⁶ и зависящим от варианта теории. Если распад μ -мезона идет по схеме (6), то при гипотезе продольного нейтрино

$$\rho = 0. \quad (9)$$

Если же имеет место схема (5), то

$$\rho = 0,75.$$

Экспериментальные данные совершенно исключают возможность (6) и говорят в пользу (5) ($\rho = 0,64 \pm 0,10$ и $\rho = 0,57 \pm 0,14$; см.^{17, 18}).

Мы рассмотрели один из вариантов теории асимметричных частиц, в котором внутренняя «право-левая» асимметрия частиц связывается с зарядом. Иoeffe¹⁰ была рассмотрена другая возможность, в которой винтовая асимметрия частиц связывалась с развитием процессов во времени. Согласно этой гипотезе зеркальным отображением частицы в момент t является ее состояние в момент $-t$. Так как из-за наличия винтовой асимметрии зеркальное отображение частицы не тождественно самой частице, то в варианте Иoeffe теория становится неинвариантной относительно отражения времени (**). Требование инвариантности гамильтониана β -взаимодействия H_β относительно зеркального отражения пространства (***) приводит в этой теории к условию

$$\text{Re } gg'^* = 0,$$

вследствие чего все рассмотренные выше эффекты, зависящие от несохранения четности, исчезают. Вместо них возникают другие явления, например, такие, как корреляция поляризаций электрона и ядер отдачи при β -распаде и т. п., экспериментальное исследование которых значительно сложнее, чем обнаружение эффектов, перечисленных в таблице VI.

Мы не будем более подробно останавливаться на этом варианте теории асимметричных частиц, поскольку появившиеся в последнее время экспериментальные данные говорят против него и не противоречат варианту, рассматривавшемуся Ландау и Ли и Янгом.

*) Разумеется, здесь важен сам факт различия знаков, а не терминология. Можно было бы назвать нейтрино частицу с $P_\nu = -1$, тогда для антинейтрино было бы $P_{\bar{\nu}} = +1$.

**) Она остается, однако, инвариантной относительно зарядового сопряжения.

***) Разумеется, при новом законе преобразования волновых функций

$$\psi_{+t} \rightarrow \xi \psi_{-t}.$$

§ 6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Упомянутые выше экспериментальные данные относятся к угловому распределению электронов при β -распаде поляризованных ядер Co^{60} ⁽¹⁹⁾ и к угловому распределению электронов при распаде μ -мезонов относительно направления движения последних ²⁰. В обоих случаях обнаружена асимметрия углового распределения «вперед-назад», что является доказательством несохранения четности.

Наиболее отчетливые данные получены в эксперименте с поляризованными ядрами Co^{60} . Хорошо известная схема распада Co^{60} изображена на рис. 2. β -переход

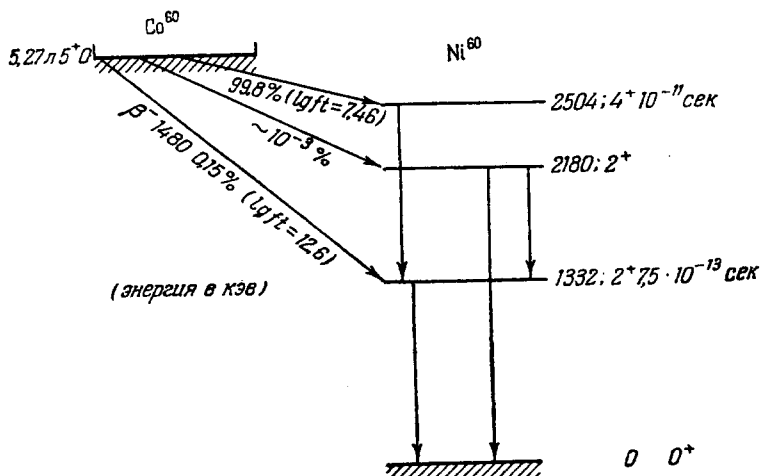


Рис. 2.

в этом случае, по ряду признаков, является разрешенным и относится к типу $I \rightarrow I - 1$ при $I = 5$. Поляризация ядер Co^{60} , полученная при низких температурах с помощью магнитного поля по методу Гортера—Роуза, составляла около 60% (степень поляризации измерялась по анизотропии γ -излучения Ni^{60} , образующегося при распаде Co^{60}). Среднее значение энергии регистрировавшихся

люминесцентным счетчиком электронов соответствовало величине $\frac{v}{c}$, примерно равной 0,6. Как нетрудно видеть из формулы, приведенной в таблице IX, максимально возможное значение коэффициента (при $g = g'$) составляет в этом случае величину, равную 0,36, которая в пределах ошибок опыта согласуется с экспериментальным значением 0,4, измеренным по асимметрии «вперед-назад». Таким образом, опыты по β -распаду Co^{60} не противоречат гипотезе продольного нейтрино. Следует отметить, что из этих опытов пока еще не следует подтверждения общей концепции Ландау (зеркальное отображение частицы есть античастица), ибо согласно этой гипотезе, как мы отмечали выше, требуется чтобы все константы β -взаимодействий были одновременно либо действительны, либо чисто мнимы. При β -распаде Co^{60} скалярное взаимодействие в силу правил отбора не играет роли и существенно лишь тензорное взаимодействие. По этой причине установить разность фаз константы скалярного и тензорного взаимодействий из опытов с Co^{60} оказывается невозможным. Заметим, что псевдовекторное взаимодействие, если оно имеет место, должно характеризоваться константой с очень малой действительной частью, если тензорная константа действительна (это следует из формы β -спектра для разрешенных переходов, см.⁸), причем $\left| \frac{g_A}{g_T} \right|^2 \ll \frac{1}{3}$

(g_A — константа псевдовекторного взаимодействия). Как отмечают Ли и Янг¹², из-за действия кулоновского поля ядра, в выражение для α может входить член, пропорциональный мнимой части произведений тензорной и псевдовекторной константы. Точность описанных выше опытов, по-видимому, пока недостаточна для выяснения роли псевдовекторного варианта. Отметим, что в силу заведомо различных фаз тензорной и псевдовекторной констант последняя должна быть равна нулю, если справедлива общая концепция Ландау.

§ 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше указывалось, что концепция внутренне асимметричных «винтовых» частиц не является единственно мыслимым путем объяснения несохранения четности. Более того, следует отметить, что при всей ее привлекательности и остроумии она оставляет неразрешенным вопрос о причине различия слабых взаимодействий, с одной стороны, и сильных (ядерных) и электромагнитных взаимодействий — с другой, в отношении сохранения четности. По этим и некоторым другим соображениям представляется интересным рассмотреть вопрос о несохранении четности с точки зрения изменения наших представлений о структуре пространства. Если исходить из этой точки зрения, то можно предположить, что структура пространства такова, что преобразование зеркального отражения в нем невозможно. Иными словами, понятий «правого» и «левого» в таком пространстве не существует, как, например, не существует понятий внутренней и внешней нормали к поверхности Мёбиуса. На языке теории преобразований это означает, что группа преобразований, переводящая пространство само в себя и оставляющая на месте одну точку, связна, т. е. не разбивается на два отдельных множества (вращения и отражения), как это имеет место в евклидовом пространстве. Мы будем называть такое пространство неориентируемым или односторонним. Поскольку в одностороннем пространстве зеркальные отражения невозможны, проблема несохранения четности решается тривиальным образом: понятие четности перестает существовать.

Ясно, однако, что такая гипотеза может лишь относиться к структуре пространства на малых длинах, так как евклидовость макроскопических участков пространства является опытным фактом^{*}). Поскольку при ядерных и электромагнитных взаимодействиях сохранение четности имеет место, то это означает, что неориентируемость пространства (если она вообще существует) должна сказываться лишь на расстояниях, малых по сравнению с длинами, существенными для электромагнитных и ядерных взаимодействий. Для последних, как известно, характерны длины порядка комптоновской длины волны π -мезона, т. е. длины порядка 10^{-13} см. Таким образом, развиваемая концепция может иметь смысл, если окажется, что процессы, вызываемые слабыми взаимодействиями, разыгрываются на расстояниях, малых сравнительно с 10^{-13} см. Все, что мы знаем о слабых взаимодействиях, не противоречит такому предположению. Единственная константа с размерностью длины, которая может быть сконструирована из фермиевской константы g ($g \simeq 10^{-49}$ эрг см³) и мировых постоянных $\hbar$ и c

$$l_0 = \sqrt{\frac{g}{\hbar c}} \simeq 6 \cdot 10^{-17} \text{ см},$$

по крайней мере в 10^3 раз меньше характерной ядерной длины. Примечательно далее, что представленный на рис. 1 энергетический спектр π^- -мезонов,

^{*}) Предположить, что слабые взаимодействия обуславливают малую неевклидовость всего пространства нельзя, так как эффекты несохранения четности не являются малыми — амплитуды четной и нечетной частей волновой функции излучения сравнимы по величине.

образующихся при τ -распаде K -мезона, чрезвычайно точно согласуется с теоретической кривой для спина и четности 0^- , рассчитанной с учетом π -мезонов, вылетающих с нулевыми орбитальными моментами. Нулевые орбитальные моменты при средней де-бройлевской длине волны π -мезонов порядка 10^{-13} см согласуются с предположением, что при вызываемом слабым взаимодействием τ -распаде K -мезонов вылет π -мезонов происходит с расстояний, много меньших 10^{-13} см.

В рассматриваемой концепции пространство является неоднородным: оно неориентируемо на малых расстояниях и ориентируемо на расстояниях, больших по сравнению с некоторой критической длиной l_0 .

Схематически структуру такого пространства поясняет рис. 3, где окружностями символически изображены области неориентируемости. В неоднородном пространстве, однако, не может быть строго определено понятие импульса частицы. При движении частицы в таком пространстве происходило бы, говоря наглядно, рассеяние частицы на неоднородностях пространства, так что имела бы место некоторая неопределенность в импульсе $\frac{\Delta p}{p}$, зависящая от отношения $\frac{l_0}{\lambda}$, где λ — длина волны частицы. Если, однако, считать, что свойства пространства не являются чем-то заготовленным заранее, так что частица вступает в это пространство «как съемщик в готовую квартиру» (Вейль), но что, напротив, свойства пространства определяются протекающими в нем физическими процессами (как это, например, имеет место в общей теории относительности), то отмеченная выше неопределенность в импульсе будет проявляться только в процессах, в которых существенны слабые взаимодействия, в частности при распаде элементарных частиц, но не при их свободном движении или при сильных (ядерных) и электромагнитных взаимодействиях. Как уже указывалось, эта неопределенность должна быть некоторой функцией отношения l_0/λ и при $l_0/\lambda \ll 1$ может быть пропорциональна l_0/λ . Если считать, в соответствии со сказанным выше, что l_0 имеет порядок величины 10^{-16} см, то при распаде K -мезонов $\frac{\Delta p}{p}$ будет иметь порядок величины 10^{-3} , т. е. около 0,1%.

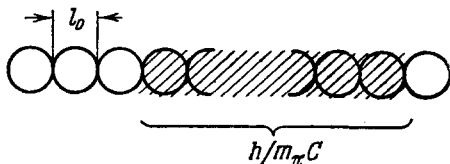


Рис. 3.

Отметим, что β -взаимодействия оказываются весьма сильно сингулярными (например, β -взаимодействие нуклонов $\sim \frac{1}{r^2}$ в g^2 -приближении, что следует уже из размерности константы g). Поскольку пока не ясно, на каких именно расстояниях следует обрезать сингулярные взаимодействия, не исключено, что на достаточно малых расстояниях «слабые» взаимодействия перестанут быть слабыми и окажутся наиболее существенными для структуры элементарных частиц.

Как видно из изложенного, факт несохранения четности может привести к весьма далеко идущим и необычным следствиям. Развитие физики научило нас, однако, с осторожностью относиться к привычным и кажущимся очевидными понятиям. Я думаю, что хорошим заключением этой статьи могут послужить слова Римана, произнесенные почти 100 лет назад в его знаменитой лекции «О гипотезах, лежащих в основании геометрии»: «Эмпирические понятия, на которых основываются установления пространственных метрических отношений, — понятия твердого тела и светового луча, — по-видимому, теряют всякую определенность в бесконечно малом. Поэтому вполне мыслимо, что метрические отношения пространства в бесконечно малом не отвечают нашим геометрическим допущениям; мы действительно должны были бы принять это положение, если бы с его помощью более просто были объяснены наблюдаемые явления».

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Gell-Mann, Материалы конференции в Пизе (1954).
 2. И. С. Шапиро, Э. И. Долинский, А. П. Мишакова, ЖЭТФ 32, 173 (1957).
 3. Report of the Six Annual Rochester Conference of High Energy Physics (Interscience Publishers, Inc., New York, 1956).
 4. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. 104, 254 (1956).
 5. J. C. Wheatley, W. I. Huiskamp, A. N. Diddens, M. I. Steenland, H. A. Tolhoek, Physica 21, 841 (1955).
 6. Я. Б. Зельдович, ДАН 83, 63 (1952).
 7. U. Fano, J. Opt. Soc. Am. 39, 859 (1949).
 8. Я. Б. Зельдович, УФН 56, 165 (1955).
 9. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 32, № 2 (1957).
 10. Б. Л. Иоффе, ЖЭТФ 32, № 2 (1957); Б. Л. Иоффе, А. П. Рудик, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ 32, № 2, (1957).
 11. И. С. Шапиро, УФН 53, 7 (1954).
 12. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. (1957) (в печати).
 13. Я. Б. Зельдович, С. Ю. Лукьянов, Я. А. Смородинский, УФН 54, 362 (1954).
 14. M. Amschalom, Phys. Rev. 101, 1041 (1956).
 15. Е. И. Доброхотов, В. Р. Лазаренко, С. Ю. Лукьянов, ДАН 110, № 6 (1956). Тезисы докладов VII ежегодного совещания по ядерной спектроскопии, Из-во АН СССР (1957).
 - 15a. F. Reines, C. L. Cowan, Nature 178, 446 (1956).
 16. L. Michel, Proc. Phys. Soc., A 63, 514, 1371 (1950).
 17. C. P. Sargent, M. Rinehart, L. M. Lederman, K. C. Rogers, Phys. Rev. 99, 835 (1955).
 18. A. Bonetti, R. Levi-Setti, M. Panetti, G. Rossi, G. Tomasini, Nuovo Cim. 3, 33 (1956).
 19. C. S. Wu и др., Phys. Rev. (1957) (в печати).
 20. L. M. Lederman и др., Phys. Rev. (1957) (в печати).
-