1967 г. Апрель *Том 91, вып. 4*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.126.6

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОМ НАРУШЕНИИ *T*-, *CP*- И *CPT*-ИНВАРИАНТНОСТЕЙ ПРИ РАСПАДАХ ГИПЕРОНОВ *)

Т. Д. Ли

§ 1

Вопрос о том, инвариантны ли слабые взаимодействия относительно операции обращения времени T и операции CP — произведения зарядового сопряжения C на зеркальное отражение пространства P, возник уже довольно давно [1] — тогда, когда стало известно, что при слабом взаимодействии может изменяться пространственная четность **). Когда стало ясно [2, 3], что пространственная четность не сохраняется, был предпринят ряд экспериментов для выяснения вопроса, инвариантны ли слабые взаимодействия относительно операции обращения времени T. Было установлено, что при β-распаде эта инвариантность имеет место [4], во всяком случае, с точностью до нескольких процентов. Тот же результат, но со значительно меньшей точностью, был получен для распада Λ^0-частицы [5]. Если считать, что имеет место CPT-инвариантность [6], то сформулированный выше результат означает, что с той же точностью в названных распадах есть и CP-инвариантность.

Недавно Кристенсон и др. обнаружили [7], что долгоживущая компонента нейтрального K^0-мезона может распадаться на $\pi^+ + \pi^-$. Это означает, что при распаде $K^0 \to 2\pi$ изменяется комбинированная четность. Неинвариантная часть амплитуды оказалась довольно малой, порядка $2 \cdot 10^{-3}$ от той части амплитуды, которая сохраняет комбинированную четность. Если считать, что CPT-инвариантность имеет место, то этот результат означает, что нарушается также и T-инвариантность.

Эксперименты, в которых было установлено, что пространственная четность P не сохраняется, заключались в непосредственном наблюдении эффектов, асимметричных по отношению к направлениям «вперед» и «назад» и обусловленных слабы мвзаимодействием частиц в начальном состоянии, обладавшем этой симметрией. Вывод о несохранении пространственной четности в этих экспериментах не опирался ни на какие теоретические предположения. То же самое относится, конечно, и к зарядовой четности. Важно подчеркнуть, что ни в одном из тех экспериментов,

---

*) T. D. Lee, An Elementary Discussion of Possible Non-invariance under T, CP and CPT in Hyperon Decays, in «Preludes in Theoretical Physics» in Honor of V. F. Weisskopf, Amsterdam, 1966. Перевод И. И. Ройзена.

**) Произведение CP обычно называют оператором комбинированной четности. Этот термин мы будем часто использовать ниже. (*Прим. перев.*)

которые предпринимались для того, чтобы проверить, имеет ли место T-инвариантность, не сравнивались реакции, идущие противоположно во времени. Связь между результатом этих экспериментов и T-инвариантностью была получена только после привлечения косвенных теоретических соображений, а некоторые из соответствующих выводов справедливы только при дополнительных предположениях, таких, как CPT-инвариантность. Тем же недостатком страдают и многие из известных экспериментов по проверке CP-инвариантности. В связи с этим желательно рассмотреть те теоретические посылки, которые лежат в основе некоторых из перечисленных выше проверок, с тем, чтобы выяснить, какие ограничения связаны, по-существу, с привлечением других симметрий. С этой целью мы сейчас проанализируем один простой пример — распад гиперона со спином 1/2, скажем,

$$\Lambda^0 \longrightarrow N + \pi, \tag{1}$$

где через N обозначен нуклон, а через π — соответствующий π-мезон (π^0 или π^-). Следствия возможного нарушения T-, CP- и CPT-инвариантностей будут получены в § 2. Хорошо известно, что инвариантность относительно обращения времени в случае распада гиперонов означает [8], что разность фаз амплитуд в конечных $s_{1/2}$- и $p_{1/2}$-состояниях обусловлена только сильным взаимодействием. В § 3 будет показано, что этот результат может быть получен на основе одних только соотношений между сечениями взаимно обратных реакций *), без непосредственного привлечения свойств оператора обращения времени **). В § 4 будет рассмотрен простой пример, который иллюстрирует разницу между следствиями, к которым приводит T-инвариантность в квантовой и классической механике, и лишний раз подчеркивает, что существующие проверки инвариантности относительно обращения времени являются, по существу, проверками только соотношений между дифференциальными сечениями взаимно обратных процессов и не затрагивают вопроса о T-инвариантности.

Наш анализ будет опираться на предположение, что амплитуда реакции (1) может быть представлена как соответствующий матричный элемент эрмитова оператора ***) H_{weak}. При этом мы не будем предполагать, что теория локальна или что сохраняется CPT-четность.

§ 2

Возникающая в результате распада Λ^0-частицы система $N + \pi$ может находиться либо в спин-орбитальном состоянии $s_{1/2}$ либо в состоянии $p_{1/2}$. Обозначим соответствующие этим состояниям амплитуды распада через $A_s(I)$ и $A_p(I)$, где I — изотопический спин конечного состоя-

---

*) Этот термин мы будем использовать наравне с термином «прямая и обратн а реакция». (*Прим. перев.*)

**) Обычная T-инвариантность приводит к сохранению величины модуля скалярного произведения $|\langle \psi | \varphi \rangle| = |\langle T\psi | T\varphi \rangle|$, где φ и ψ — два любых вектора из гильбертова пространства. Соотношения между дифференциальными сечениями различных взаимно обратных реакций, которые использованы в настоящей статье, относятся только к таким векторам φ и ψ, которые асимптотически соответствуют начальному и конечному состояниям систем, в которых каждая частица обладает определенным импульсом и спином. Таким образом, T-инвариантность в обычном смысле является более сильным математическим условием.

***) Если, как было предположено Ли и Вольфенстайном [13], константа Т-неинвариантного взаимодействия H_F порядка $10^3 G$, где G — константа T-инвариантного слабого взаимодействия H_G, то соответствующий оператор H_{weak} должен быть суммой H_G и членов второго порядка, которые имеют вид $H_G H_F$. Другими словами, $H_{\text{weak}} = H_G + H_F$.

ния, равный либо 1/2, либо 3/2. Относительная фаза этих амплитуд $\Phi(I)$ определяется соотношением

$$\frac{\bar{A}_s(I)}{\bar{A}_p(I)} = \left|\frac{A_s(I)}{A_p(I)}\right| e^{i\Phi(I)}. \tag{2}$$

Совершенно аналогично, при распаде $\overline{\Lambda}^0$-частицы

$$\overline{\Lambda}^0 \to \overline{N} + \pi \tag{3}$$

относительная фаза $\overline{\Phi}(I)$ амплитуд перехода в конечные состояния $s_{1/2}$ и $p_{1/2}$ (их мы обозначим через $\overline{A}_s(I)$ и $\overline{A}_p(I)$ соответственно) определяется из условия

$$\frac{\bar{A}_s(I)}{\bar{A}_p(I)} = \left|\frac{\bar{A}_s(I)}{\bar{A}_p(I)}\right| e^{i\overline{\Phi}(I)}. \tag{4}$$

Следствия, вытекающие из преобразований T, CP и CPT по отдельности, могут быть сформулированы в виде следующей теоремы. (В настоящей статье мы будем пренебрегать эффектами, обусловленными электромагнитным взаимодействием, и полагать, что сильные взаимодействия сохраняют по отдельности зарядовую и пространственную четности и инвариантны относительно обращения времени.)

Теорема 1. Если имеет место T-инвариантность, то независимо от того, сохраняется комбинированная четность или нет, имеют место соотношения

$$\Phi(I) = \begin{cases} \delta_s(I) - \delta_p(I) \\ \text{или} \\ \delta_s(I) - \delta_p(I) - \pi \end{cases} \tag{5}$$

и

$$\overline{\Phi}(I) = \begin{cases} \delta_s(I) - \delta_p(I) \\ \text{или} \\ \delta_s(I) - \delta_p(I) - \pi, \end{cases} \tag{6}$$

где через $\delta_s(I)$ и $\delta_p(I)$ обозначены сдвиги фаз при переходе в состояния $s_{1/2}$ и $p_{1/2}$ соответственно, обусловленные сильным взаимодействием в системе $N + \pi$ в состоянии с изоспином, равным I.

2. Если сохраняется комбинированная четность, то независимо от того, имеет место T-инвариантность или нет, выполняются следующие соотношения:

$$A_s(I) = -\bar{A}_s(I), \tag{7}$$

$$A_p(I) = +\bar{A}_p(I), \tag{8}$$

и, следовательно,

$$\Phi(I) = \overline{\Phi}(I) + \pi. \tag{9}$$

Для удобства мы выберем состояния античастиц $\overline{\Lambda}^0$ и $\overline{N}$ так, чтобы они были одинаково связаны посредством преобразования CP с соответствующими состояниями частиц Λ^0 и N.

3. Если имеет место CPT-инвариантность, то независимо от того, есть T- или CP-инвариантность или нет, выполняются следующие соотношения:

$$|A_s(I)| = |\bar{A}_s(I)|, \tag{10}$$

$$|A_p(I)| = |\bar{A}_p(I)| \tag{11}$$

и

$$\frac{1}{2}[\Phi(I)+\overline{\Phi}(I)]=\begin{cases}[\delta_s(I)-\delta_p(I)]+\frac{\pi}{2}\\ \text{или}\\ [\delta_s(I)-\delta_p(I)]-\frac{\pi}{2}\,.\end{cases} \tag{12}$$

Некоторые из этих результатов (например, уравнения (5) и (6)) хорошо известны, и их доказательства можно найти в соответствующей литературе [8]. Однако, по соображениям педагогического порядка, мы изложим ниже формальное доказательство сформулированных теорем.

Доказательство. Выберем систему координат так, чтобы в ней Λ^0-частица покоилась. Обозначим через $|(N\pi)^{\rm st}_{I,s}\rangle$ и $|(N\pi)^{\rm st}_{I,p}\rangle$ стационарные собственные функции сильно взаимодействующей системы $(N+\pi)$ в спин-орбитальных состояниях соответственно $s_{1/2}$ и $p_{1/2}$ и изоспиновом состоянии $I=1/2$ или $I=3/2$. Тогда состояния, которые описывают соответствующие падающие волны, определяются посредством соотношения

$$|(N\pi)^{\rm in}_{I,l}\rangle=e^{-i\delta_e(I)}|(N\pi)^{\rm st}_{I,l}\rangle, \tag{13}$$

где $l=s$ или p. Амплитуда перехода $A_l(I)$ вычисляется по формуле

$$A_l(I)=\langle(N\pi)^{\rm in}_{I,l}|H_{\rm weak}|\Lambda^0\rangle, \tag{14}$$

$$A_l(I)=e^{+i\delta_e(I)}\langle(N\pi)^{\rm st}_{I,l}|H_{\rm weak}|\Lambda^0\rangle, \tag{15}$$

где через $|\Lambda^0\rangle$ обозначено физическое состояние Λ^0-частицы. Оператор обращения времени T представляет собой [9] произведение операции комплексного сопряжения на унитарный оператор U_T. Так как сильные взаимодействия инвариантны относительно обращения времени, то все стационарные относительно сильного взаимодействия состояния с равным нулю полным моментом могут быть выбраны так, чтобы соответствующая волновая функция $|j,m\rangle$ преобразовывалась под действием оператора T следующим образом:

$$T|j,m\rangle=U_T|j,m\rangle^*=(-1)^m|j,-m\rangle, \tag{16}$$

где j — величина полного момента системы, а m — величина его z-компоненты. Как функция $|\Lambda^0\rangle$, так и функция $|(N\pi)^{\rm st}_{I,l}\rangle$ подчиняются уравнению (16). Если гамильтониан слабого взаимодействия $H_{\rm weak}$ инвариантен относительно обращения времени, то

$$TH_{\rm weak}T^{-1}=U_TH^*_{\rm weak}U_T^+=H_{\rm weak}, \tag{17}$$

и вследствие этого матричные элементы $\langle(N\pi)^{\rm st}_{I,l}|H_{\rm weak}|\Lambda^0\rangle$ вещественны. Таким образом, уравнение (5) может быть получено непосредственно из (15).

В случае распада $\overline{\Lambda}^0$-частицы обозначим волновую функцию системы сильно взаимодействующих частиц $(\overline{N}+\pi)$, соответствующую падающей волне, через $|(\overline{N}\pi)^{\rm in}_{I,l}\rangle$. Так как сильные взаимодействия инвариантны относительно зарядового сопряжения C, уравнение (13) означает, что связь между состояниями $|(\overline{N}\pi)^{\rm st}_{I,l}\rangle$ и $|(\overline{N}\pi)^{\rm in}_{I,l}\rangle$ также выражается посредством формулы

$$|(\overline{N}\pi)^{\rm in}_{I,l}\rangle=e^{-i\delta_e(I)}|(\overline{N}\pi)^{\rm st}_{I,l}\rangle. \tag{18}$$

Уравнение (6) может быть получено отсюда, если использовать соотношение

$$\overline{A}_l(I)=\langle(\overline{N}\pi)^{\rm in}_{I,l}|H_{\rm weak}|\overline{\Lambda}^0\rangle. \tag{19}$$

Чтобы получить следствия, которые вытекают из CP-инвариантности, возьмем

$$|\bar{\Lambda}^0\rangle = CP\,|\Lambda^0\rangle, \tag{20}$$

$$|(\bar{N}\pi)^{\alpha}_{I,p}\rangle = +CP\,|(N\pi)^{\alpha}_{I,p}\rangle \tag{21}$$

и

$$|(\bar{N}\pi)^{\alpha}_{I,s}\rangle = -CP\,|(N\pi)^{\alpha}_{I,s}\rangle, \tag{22}$$

где $\alpha = \{^{\mathrm{st}}_{\mathrm{in}}$. Соотношения (7)—(9) являются прямыми следствиями предположения, что гамильтониан слабого взаимодействия H_{weak} сохраняет комбинированную четность

$$CPH_{\mathrm{weak}}P^{-1}C^{-1} = H_{\mathrm{weak}}. \tag{23}$$

Если H_{weak} является CPT-инвариантным, то

$$CPTH_{\mathrm{weak}}T^{-1}P^{-1}C^{-1} = H_{\mathrm{weak}}. \tag{24}$$

Соотношения (10)—(12) получаются сразу же, если использовать уравнения (14)—(16) и (18)—(22). Дополнительным следствием уравнений (10) и (11) является то, что CPT-инвариантность приводит к одинаковым временам жизни Λ^0- и $\bar{\Lambda}^0$-частиц.

Отметим, что уравнения (5) и (6) вытекают из уравнений (7)—(12) (т. е. T-инвариантность является следствием существования CP-инвариантности и CPT-инвариантности одновременно), уравнения (7)—(9) вытекают из уравнений (5), (6) и (10)—(12) (т. е. T-инвариантность и CPT-инвариантность совместно обеспечивают CP-инвариантность) и уравнения (10)—(12) вытекают из уравнений (5)—(9) (т. е. T-инвариантность и CP-инвариантность вместе приводят к CPT-инвариантности). Абсолютные величины и относительные фазы амплитуд перехода могут быть непосредственно измерены путем определения вероятностей распада *) и ориентаций спина [5, 10] для реакций (1) и (3). Согласно [10], если в случае реакции (1) Λ^0-частицы в начальном состоянии покоятся и полностью поляризованы в направлении вектора $\mathbf{S}_\Lambda$, то, независимо от направления своего импульса $\mathbf{k}$, нуклон в конечном состоянии также полностью поляризован, а направление его спина $\mathbf{S}_N$ в системе, где нуклон покоится, определяется соотношением

$$\mathbf{S}_N = (1-\alpha\cos\vartheta)^{-1}\{(-\alpha+\cos\vartheta)\,\mathbf{k}+\beta\,[\mathbf{k}\times\mathbf{S}_\Lambda]+\gamma\,[[\mathbf{k}\times\mathbf{S}_\Lambda]\times\mathbf{k}]\}, \tag{25}$$

где $\mathbf{k}$ и $\mathbf{S}$ — единичные векторы, $\cos\vartheta = \mathbf{k}\mathbf{S}_\Lambda$,

$$\alpha = 2\mathrm{Re}\,\frac{(A_s^*/A_p)}{[\,|A_s|^2+|A_p|^2]}, \tag{26}$$

$$\beta = -2\mathrm{Im}\,\frac{(A_s^*/A_p)}{[\,|A_s|^2+|A_p|^2]}, \tag{27}$$

$$\gamma = \frac{[\,|A_s|^2-|A_p|^2]}{[\,|A_s|^2+|A_p|^2]}. \tag{28}$$

Амплитуды A_s и A_p описывают переход в состояния $s_{1/2}$ и $p_{1/2}$ соответственно и связаны с амплитудами $A_s(I)$ и $A_p(I)$ посредством коэффициентов Клебша — Гордана, которые зависят от того, какой из нуклонов, протон или нейтрон, образовался в конечном состоянии. Измерения вероятностей распадов Λ^0- и $\bar{\Lambda}^0$-частиц и параметров α, β, γ для этих распадов являются непосредственной проверкой T- или CP- или CPT-инвариантности этих процессов.

---

*) Под этим всегда понимается вероятность распада в единицу времени.

Проверка CP-инвариантности заключается в прямом сравнении двух процессов, которые переходят друг в друга при CP-сопряжении, поэтому ее физический смысл очевиден. Физический смысл проверок T- и CPT-инвариантности далеко не так ясен. По этой причине мы дадим в следующем параграфе другой вывод уравнений (5), (6) и (10—(12), основанный на соотношениях между взаимно обратными процессами.

§ 3

Чтобы выяснить, к каким следствиям приводит симметрия относительно обращения времени, нужно рассмотреть процесс (1)

$$\Lambda^0 \to N + \pi$$

совместно с обратным процессом

$$N + \pi \to \Lambda^0. \tag{29}$$

Обозначим через $\langle \mathbf{k}, \mathbf{S}_N \mid M \mid \mathbf{S}_\Lambda \rangle$ и $\langle \mathbf{S}'_\Lambda \mid M \mid \mathbf{k}', \mathbf{S}'_N \rangle$ матричные элементы перехода соответственно для реакций (1) и (29). Векторы $\mathbf{S}_\Lambda$, $\mathbf{S}_N$, $\mathbf{k}$ были определены в § 2, а величины $\mathbf{S}'_\Lambda$, $\mathbf{S}'_N$ и $\mathbf{k}'$ представляют собой соответствующие векторы для реакции (29).

Если имеет место T-инвариантность, то вероятности распадов (1) и (29) должны быть связаны между собой независимо от направлений $\hat{\mathbf{k}}$, $\hat{\mathbf{S}}_N$ и $\hat{\mathbf{S}}_\Lambda$ посредством соотношения

$$|\langle \mathbf{k}, \mathbf{S}_N \mid M \mid \mathbf{S}_\Lambda \rangle| = |\langle -\mathbf{S}_\Lambda \mid M \mid -\mathbf{k}, -\mathbf{S}_N \rangle|, \tag{30}$$

в которое входят только непосредственно наблюдаемые величины. Очень существенно, что обычно под T-инвариантностью понимают свойство не только вероятностей перехода, но также и амплитуд перехода удовлетворять аналогичным соотношениям [11, 12] симметрии. В этом параграфе мы покажем, что полученные выше следствия T-инвариантности могут быть выведены путем использования только соотношений между сечениями взаимно обратных реакций.

Связь между модулями матричных элементов перехода, выражаемая формулой (30), имеет место для системы $(N + \pi)$ в состоянии с любым изотопическим спином I. В первом порядке по слабому взаимодействию H_{weak} (но при точном учете сильного взаимодействия) матричные элементы реакций (1) и (29) определяются формулами

$$\langle \mathbf{k}, \mathbf{S}_N \mid M \mid \mathbf{S}_\Lambda \rangle = \langle (\mathbf{k}, \mathbf{S}_N)_I^{\text{in}} \mid H_{\text{weak}} \mid \mathbf{S}_\Lambda \rangle \tag{31}$$

и

$$\langle \mathbf{S}'_\Lambda \mid M \mid \mathbf{k}', \mathbf{S}'_N \rangle = \langle \mathbf{S}'_\Lambda \mid H_{\text{weak}} \mid (\mathbf{k}', \mathbf{S}'_N)_I^{\text{out}} \rangle \tag{32}$$

соответственно, где через $|\mathbf{S}_\Lambda\rangle$ и $|\mathbf{S}'_\Lambda\rangle$ обозначены те же самые состояния $|\Lambda^0\rangle$, что и в (14), но в которых направления спина Λ^0-частицы совпадают соответственно с направлением векторов $\mathbf{S}_\Lambda$ и $\mathbf{S}'_\Lambda$. Символом $|(\mathbf{k}, \mathbf{S}_N)_I^{\text{out}}\rangle$ (или $|(\mathbf{k}, \mathbf{S}_N)_I^{\text{in}}\rangle$) обозначено собственное состояние до (или после) взаимодействия системы сильно взаимодействующих частиц $(N + \pi)$, которое в координатном представлении описывается волновой функцией, имеющей асимптотически вид суммы плоской волны с импульсом $\mathbf{k}$ и спином $\mathbf{S}_N$ и соответствующей расходящейся (сходящейся) волны. Эта волновая функция может быть разложена по сферическим гармоникам, которые были использованы в предыдущем параграфе. Например, в нерелятивистском пределе асимптотическое разложение в координатном

представлении имеет вид

$$\langle \mathbf{r} \,|\, (\mathbf{k}, \mathbf{S}_N)_I^{\mathrm{out(in)}} \rangle \longrightarrow e^{\pm i\delta_s(I)} U_N (\hbar r)^{-1} \sin [\hbar r + \delta_s(I)] +$$
$$+ ie^{\pm i\delta_p(I)} (\sigma\mathbf{r})(\sigma\mathbf{k}) U_N (\hbar r^2)^{-1} \sin \left[\hbar r - \frac{1}{2}\pi + \delta_p(I) \right] + \ldots, \quad (33)$$

где расстояние между частицами $r = |\mathbf{r}| \to \infty$ и знак «+» в экспоненте соответствует расходящейся, а знак «—»— сходящейся волне. Компонентами вектора σ являются обычные матрицы Паули, а спинор Паули U_N удовлетворяет условию

$$(\sigma \cdot \mathbf{S}_N) U_N = U_N. \quad (34)$$

Уравнение (31) и свойства симметрии гамильтониана H_{weak} относительно пространственных поворотов позволяют нам записать

$$\langle \mathbf{k}, \mathbf{S}_N \,|\, M \,|\, \mathbf{S}_\Lambda \rangle = U_N^+ [a_s(I) e^{i\delta_s(I)} + a_p(I) e^{i\delta_p(I)} (\sigma\mathbf{k})] U_\Lambda, \quad (35)$$

причем спинор U_Λ удовлетворяет уравнению

$$(\sigma \mathbf{S}_\Lambda) U_\Lambda = U_\Lambda. \quad (36)$$

Амплитуды $a_s(I)$ и $a_p(I)$ связаны с амплитудами $A_s(I)$ и $A_p(I)$, определенными в предыдущем параграфе, соотношением

$$A_l(I) = a_l(I) e^{i\delta_l(I)}, \quad (37)$$

где $l = s$ или p. Пользуясь свойством эрмитовости гамильтониана H_{weak}, известным точным выражением волновой функции $|(\mathbf{k}, \mathbf{S}_N)_I^{\mathrm{out}}\rangle$ и уравнением (32), можно получить выражение для соответствующего матричного элемента реакции (29):

$$\langle \mathbf{S}'_\Lambda \,|\, M \,|\, \mathbf{k}' \mathbf{S}'_N \rangle = U'^+_\Lambda [a_s^*(I) e^{i\delta_s(I)} + a_p^*(I) e^{i\delta_p(I)} (\sigma\mathbf{k}')] U'_N, \quad (38)$$

где U'_N и U'_Λ являются спинорами, причем спин направлен соответственно по $\mathbf{S}'_N$ и $\mathbf{S}'_\Lambda$. Подставляя уравнения (35) и (38) в уравнение (30), т. е считая, что имеет место только лишь соответствующее соотношение между модулями матричных элементов для взаимно обратных процессов, находим, что

$$\frac{a_p^*(I)}{a_p(I)} = \frac{a_s^*(I)}{a_s(I)}, \quad (39)$$

откуда следует соотношение (5).

Уравнения (35) и (38) также непосредственно определяют амплитуду перехода в случае резонансного рассеяния

$$N + \pi \to \Lambda^0 \to N + \pi. \quad (40)$$

При резонансной энергии амплитуда процесса (40) определяется выражением

$$\langle \mathbf{k}, \mathbf{S}_N \,|\, M \,|\, \mathbf{k}', \mathbf{S}'_N \rangle = U_N^+ [a_s e^{i\delta_s} + a_p e^{i\delta_p} (\sigma\mathbf{k})] [a_s^* e^{i\delta_s} + a_p^* e^{i\delta_p} (\sigma\mathbf{k}')] U'_N, \quad (41)$$

где $\mathbf{S}'_N$ и $\mathbf{k}'$ являются единичными векторами, определяющими направления соответственно спина и импульса нуклона в начальном состоянии, а $\mathbf{S}_N$ и $\mathbf{k}$ определяют то же самое для нуклона в конечном состоянии. В уравнении (41) вся зависимость от изоспина включена в a_s и a_p. Соотношения между вероятностями перехода в случае взаимно обратных реакций при резонансном рассеянии могут быть записаны в виде

$$|\langle \mathbf{k}, \mathbf{S}_N \,|\, M \,|\, \mathbf{k}', \mathbf{S}'_N \rangle| = |\langle -\mathbf{k}', -\mathbf{S}'_N \,|\, M \,|\, -\mathbf{k}, -\mathbf{S}_N \rangle|. \quad (42)$$

Это соотношение также может быть использовано для вывода формул (30) или (5). В качестве примера рассмотрим простой случай резонансного

рассеяния назад, т. е.

$$\mathbf{k} = -\mathbf{k}'. \tag{43}$$

При этом уравнение (41) может быть переписано в виде

$$\langle \mathbf{k}, \mathbf{S}_N | M | -\mathbf{k}, \mathbf{S}'_N \rangle = U_N^+ [C + D(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{k})] U'_N, \tag{44}$$

где

$$C = |a_s|^2 e^{2i\delta_s} - |a_p|^2 e^{2i\delta_p} \tag{45}$$

и

$$D = (a_s^* a_p - a_p^* a_s) e^{i(\delta_s + \delta_p)}. \tag{46}$$

Вероятность перехода при резонансном рассеянии, скажем, из состояния $\mathbf{S}'_N = \mathbf{k}$ в состояние $\mathbf{S}_N = \mathbf{k}$ пропорциональна $C + D$, а соответствующая вероятность для обратного процесса, т. е. перехода из $\mathbf{S}'_N = -\mathbf{k}$ в $\mathbf{S}_N = -\mathbf{k}$, пропорциональна $C - D$. Таким образом, если имеют место соотношения (30) между вероятностями взаимно обратных процессов, то $D = 0$, что является еще одним доказательством соотношения (5).

Сравнивая таким же образом реакции (3) и

$$\overline{N} + \pi \to \overline{\Lambda}^0, \tag{47}$$

мы получим уравнение (6), не пользуясь непосредственно свойствами антиунитарного оператора T. Аналогично этому, соотношения (10)—(12) могут быть получены путем сравнения реакций (1) и (47).

Таким образом, на простом примере Λ^0- и $\overline{\Lambda}^0$- распадов мы показали, что все следствия T- и CPT-инвариантностей могут быть получены на основе одних только соотношений между дифференциальными сечениями различных взаимно обратных реакций. Такое же утверждение справедливо и по отношению ко всем предложенным до сих пор способам проверки T- и CPT-инвариантностей в слабых взаимодействиях *).

§ 4

Если при распаде $\Lambda^0 \to N + \pi$ Λ^0-частица в начальном состоянии была полностью поляризована вдоль направления $\mathbf{S}_\Lambda$, то нуклон в конечном состоянии, независимо от направления импульса $\hat{\mathbf{k}}$, должен быть полностью поляризован вдоль направления $\mathbf{S}_N$, которое определяется уравнением (25). Рассмотрим теперь обратную реакцию, $N + \pi \to \Lambda^0$, в которой поляризация и направление импульса в начальном состоянии таковы, что

$$\mathbf{S}'_N = -\mathbf{S}_N \quad \text{и} \quad \mathbf{k}' = -\mathbf{k}. \tag{48}$$

Заметим, что если бы наша система подчинялась законам классической механики, то инвариантность относительно обращения времени означала бы, что в случае обратной реакции частица Λ^0 в конечном состоянии должна быть полностью поляризована в направлении, противоположном $\mathbf{S}'_\Lambda$, где

$$\mathbf{S}'_\Lambda = -\mathbf{S}_\Lambda. \tag{49}$$

---

*) Равенство масс протона и антипротона, которое имеет место во всех порядках теории возмущений по константе слабого взаимодействия, если есть CPT-инвариантность, может быть получено путем использования связи между прямой и обратной реакцией, например, в случае процесса $\gamma + p \to \gamma + p$ и сопряженного (в смысле CPT) ему процесса $\gamma + \overline{p} \to \gamma + \overline{p}$. Та же самая связь приводит к хорошо известному совпадению элетромагнитных свойств протона и антипротона.

В случае квантовомеханической системы, хотя Λ^0-частица по-прежнему должна быть полностью поляризованной, направление ее поляризации $\mathbf{S}'_\Lambda$, вообще говоря, может отличаться от $-\mathbf{S}_\Lambda$.

Чтобы убедиться в этом, достаточно рассмотреть один специальный случай

$$A_s(I) = -A_p(I) \tag{50}$$

и пренебречь фазами $\delta_s(I)$ и $\delta_p(I)$. Тогда выполняется соотношение (5). Нуклон в конечном состоянии при распаде $\Lambda^0 \to N + \pi$ теперь всегда поляризован в направлении $\mathbf{S}_N = -\mathbf{k}$, в то время как Λ^0-частица в случае обратной реакции $N + \pi \to \Lambda^0$ в конечном состоянии всегда поляризована в направлении $\mathbf{S}'_\Lambda = -\mathbf{k}'$, которое весьма существенно отличается от $-\mathbf{S}_\Lambda$.

Оператор обращения времени T связывает в квантовой механике решение уравнения Шредингера $\psi(t)$ в момент времени t с решением в момент времени $-t$. В случае распада $\Lambda^0 \to N + \pi$ конечное состояние $\psi(t = \infty)$ представляет собой суперпозицию $s_{1/2}$- и $p_{1/2}$-волн, которая, конечно, может быть представлена и в виде другой суперпозиции состояний $|(\mathbf{k}, \mathbf{S}_N)_I^{\text{in}}\rangle$. При обращении времени состояния $|(\mathbf{k}, \mathbf{S}_N)_I^{\text{in}}\rangle$ переходят в состояния $|(-\mathbf{k}, -\mathbf{S}_N)_I^{\text{out}}\rangle$ и $T\psi(t = \infty)$ переходит в соответствующую суперпозицию состояний $|(-\mathbf{k}, -\mathbf{S}_N)_I^{\text{out}}\rangle$, которая, разумеется, существенно отличается от одного чистого состояния $|(-\mathbf{k}, -\mathbf{S}_N)_I^{\text{out}}\rangle$. Однако, согласно соотношению (48), эта суперпозиция представляет собой именно то состояние $|(-\mathbf{k}, -\mathbf{S}_N)_I^{\text{out}}\rangle$, которое является начальным для обратной реакции $N + \pi \to \Lambda^0$. В то же время соотношение (30) между вероятностями перехода в прямой и обратной реакциях показывает, что эти вероятности одинаковы, если начальное состояние в случае обратной реакции определяется из условия (48).

Рассмотренный выше простой пример представляет собой еще одну иллюстрацию фундаментальных свойств квантовомеханической системы. Он показывает также, что в то время, как с математической точки зрения антиунитарный оператор T связан со свойствами симметрии решения $\psi(t)$ при замене t на $-t$, непосредственная экспериментальная проверка этих свойств симметрии никогда не выходит за рамки проверки только лишь соотношений между дифференциальными сечениями различных прямых и обратных реакций. Недавние эксперименты [7] Кристенсона и др. позволяют, по крайней мере теоретически, представить себе возможность того, что, хотя и не скоро, мы сможем непосредственно проверить соотношения между дифференциальными сечениями взаимно обратных реакций *). В то же время, по-существу, невозможно даже приготовить систему в обращенном по времени состоянии $T\psi(t = \infty)$, которое необходимо для прямой проверки инвариантности (или неинвариантности) относительно обращения времени.

Department of Physics
University of Columbia, New York.

*) Такая проверка станет возможной уже в недалеком будущем, если константа связи F T-неинвариантного взаимодействия H_F и фермиевская константа G обычного слабого взаимодействия находятся в соотношении $F = 10^3 G$[8]. В этом случае во всех реакциях с участием сильно взаимодействующих частиц равенство между сечениями соответствующих взаимно обратных реакций может нарушаться. Разница должна составлять примерно $10^{-2} \div 10^{-3}$. В настоящее время точность проверки этого равенства в процессах сильного взаимодействия (для реакции $p + t \rightleftarrows d + d$) порядка 2% [14]. Эта точность еще совместима с тем, что $F \sim 10^3 G$, но показывает, что F не может быть существенно больше, чем $10^3 G$ (однако в работе Прентки и Велтмана [15] была предложена другая точка зрения).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. T. D. Lee, R. Oehme, G. N. Yang, Phys. Rev. **106**, 340 (1957).
2. C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
3. R. Garwin, L. M. Lederman, M. Weinrich, Phys. Rev. **105**, 1415 (1957); J. I. Fridman, V. L. Telegdi, Phys. Rev. **105**, 1681 (1957).
4. M. T. Burgy, V. E. Krohn, T. B. Novey, G. W. Rings, V. L. Telegdi, Phys. Rev. **110**, 1214 (1958).
5. J. W. Cronin, O. E. Overseth, Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, p. 453 (CERN, 1962).
6. J. Schwinger, Phys. Rev. **91**, 720, 723 (1953); **94**, 1366 (1953). G. Lüders, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.- fys. Medd. **28**, № 5 (1954).
7. J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay, Phys. Rev. Letts **13**, 138 (1964).
8. T. D. Lee, C. N. Yang, Elementary Particles and Weak Interactions (Brookhaven National Laboratory, 1957), p. 34.
9. E. P. Wigner, Gött. Nachr., Matt. Naturw. Kl. (1932), p. 546; Теория групп и ее приложения к квантовомеханической теории атомных спектров, гл. 26, М., ИЛ, 1961.
10. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **108**, 1645 (1957).
11. J. A. Wheeler, Phys. Rev. **52**, 1107 (1937).
12. Дж. М. Блатт и В. Ф. Вайскопф, Теоретическая ядерная физика, М., ИЛ, 1954.
13. T. D. Lee, L. Wolfenstein, Phys. Rev. **138**, 1490 (1965).
14. L. Rosen, J. E. Brolley, Phys. Rev. Letts **2**, 98 (1959).
15. J. Prentki, M. Veltman, Phys. Letts **15**, 88 (1965).