

Л-244

ЯФ, 1968, т. 8 №1, с. 81-90

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3621



Л.И. Лapidус

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ  
В РЕГЕНЕРАЦИИ  $K^0$ -МЕЗОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1967.

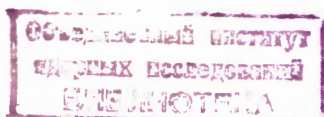
P2 - 3621

5558/3 пр.

Л.И.Липидус

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ  
В РЕГЕНЕРАЦИИ К<sup>0</sup>-МЕЗОНОВ

Направлено в ЯФ



## A b s t r a c t

The formulae usually used for  $K^0$  regeneration on nuclei with spin  $J \geq 1$  are changed due to spin dependence of the forward scattering amplitude. The definition of necessary quantities is given in (1) - (6). Spin dependence exists in the amplitudes  $R$  in (4),  $\rho$  in (6) and also in  $\lambda_1$  and  $\lambda_2$  in (3) - (5). The spin dependence of the forward scattering matrix for nuclei with spins 1 and  $3/2$ , 2 and  $5/2$ , 3 and  $7/2$  is given in (7) - (9). The amplitude  $f$  in (3) and (6) is given by (10). With the account of expansion (11) for the spin density matrix we obtain (12) - (14) for the abovementioned values of nuclear spins. The expression for the total cross sections of interaction with aligned nuclei having spins 3 and  $7/2$  is given in (16). Interference experiments after the regeneration on aligned targets is considered in the second section of this paper. The amplitudes are given in (18) and (19). The expression for the two-pion decay are given in (17), (20) and (21). The change of the regeneration amplitude phase  $\phi_\rho$  on aligned targets makes it possible to change the character of interference. The dependence of probabilities on  $t_2 = \langle T^2 \rangle$  (22) can have an extremum in which, as it follows from (23), the amplitudes of strong and weak  $K^0$  interactions become related. Expressions (26) and (27) give the generalization of the obtained formulae for the case of nuclear spins equal to 3 and  $7/2$ . The latter value of spin is especially interesting because it is equal to  $Ho^{165}$  spin with the help of which targets with a noticeable degree of alignment were obtained at various laboratories. Even in the absence of the aligned target the existence of the amplitudes  $B, C, \dots$  in (12) - (14) changes general formulae for regeneration. For nuclei with spins 1 and  $3/2$  we obtain (28) and (29). These expressions are extended to (30) and (31) in the case of  $t_2 \neq 0$ . The generalization for the case of nuclei having higher spins is obvious. The Kobzarev-Okun' experiment<sup>3</sup> with two plates of different substances can be performed with plates of the same substance, but it is necessary to have, at least, one aligned plate. The change of the degree of alignment makes it possible to change smoothly the regeneration properties of targets. The required formulae are given in (32) and (33).

Besides the weak interactions the study of spin effects in  $K^0$  regeneration is useful for the investigation of spin dependence of strong interaction of K-mesons with nuclei.

## В в е д е н и е

Исследование спиновых эффектов в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях оказалось весьма плодотворным методом изучения как механизма различных процессов между частицами и ядрами, так и обнаружения и исследования различных симметрий взаимодействия.

Изучение регенерации  $K^0$  - мезонов, как известно, приводит к возможности исследования различных тонких вопросов, относящихся как к физике распада  $K^0$  - мезонов, так и к сильным взаимодействиям  $K^0$  - мезонов.

Развитие техники поляризованных мишеней позволяет рассмотреть вопрос о регенерации  $K^0$  - мезонов на поляризованном регенераторе.

Как отметил еще в своей работе М.Гуд<sup>/1/</sup>, обычные формулы остаются справедливыми при регенерации на ядрах спина 0 и 1/2 .

В случае, когда спин ядер  $J$  равен (и превышает)  $I$ , спиновая зависимость сохраняется для рассеяния бесспиновых частиц вперед. Её наличие несколько усложняет анализ по сравнению с  $J = 0, 1/2$  и, в то же время, позволяет наблюдать новые эффекты, рассмотрению которых посвящена настоящая работа. Показано, как меняются общие формулы когерентной и дифракционной регенерации на ядрах с  $J \geq 1$ . Рассмотрены интерференционные опыты<sup>/2/</sup> на выстроенной мишени. Обсуждается эксперимент Кобзарева-Окуня<sup>/3/</sup> в случае, когда одна из пластин поляризована таким образом, что выстроенность отлична от нуля. Некоторые замечания относятся к возможности наблюдения эффектов электромагнитной регенерации  $K^0$  - мезонов<sup>/4/</sup>.

Можно высказать надежду, что изучение спиновых эффектов в регенерации  $K^0$  - мезонов окажется полезным для целого ряда задач, а сами эти исследования займут некоторое место в планах лабораторий, располагающих поляризованными мишенями (со спином  $J \geq I$  ).

## Амплитуда регенерации

1. Как показали впервые Кейз<sup>/5/</sup> и М.Гууд<sup>/1/</sup>, влияние вещества на пучок нейтральных  $K$  - мезонов (с импульсом  $k$ ) приводит к тому, что внутри вещества состояниями  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ , распадающимися по простым экспонентам, являются не состояния  $|K_S^0\rangle$  и  $|K_L^0\rangle$  (в вакууме), а

$$|K_S^1\rangle = |K_S^0\rangle - R |K_L^0\rangle \quad (1a)$$

и

$$|K_L^1\rangle = |K_L^0\rangle + R |K_S^0\rangle, \quad (1b)$$

где пренебрегается членами, квадратичными по  $R$ , а само

$$R = \frac{i\pi N \Lambda (f - \bar{f})}{k \left( \frac{1}{2} + i\mu \right)} \quad (2)$$

Здесь

$$\mu = \frac{m_S - m_L}{\Gamma_S - \Gamma_L}; \quad \Lambda = (1 - v^2)^{-1/2} (\Gamma_S + \Gamma_L)^{-1} v$$

$m_S, m_L$  - массы состояний  $|K_S^0\rangle$  и  $|K_L^0\rangle$ , а  $\Gamma_S$  и  $\Gamma_L$  - полные ширины распада соответствующих состояний;  $v$  - скорость  $K^0$  - мезонов относительно вещества. Так как  $\Gamma_L \approx 1,5 \cdot 10^{-3} \Gamma_S$ , то  $\Lambda \approx$  средней длине распада короткоживущих  $K^0$  - мезонов в веществе.

Величины  $f$  и  $\bar{f}$  - амплитуды упругого рассеяния вперед  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ , соответственно, с ядрами,  $N$  - число ядер в  $cm^3$ .

Рассмотрим пучок  $K^0$ , который уже прошел в вакууме значительное время  $\gg \Lambda$ . Компонента  $K_S^0$  уже распалась, и пучок содержит  $K_L^0$  - мезоны. Пусть такой пучок проходит через пластину вещества. Волновая функция  $K^0$  - мезонов после прохождения расстояния

$$L = (1 - v^2)^{-1/2} v \ell$$

в веществе дается (см., например,<sup>/6/</sup>)

$$\psi = e^{-\lambda_2 \ell} \{ |K_L^0\rangle + R [1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_2) \ell}] |K_S^0\rangle \} \quad (3)$$

где

$$\lambda_1 = \frac{1}{2} \Gamma'_S + i m'_S, \quad \lambda_2 = \frac{1}{2} \Gamma'_{L} + i m'_{L}.$$

Даже в отсутствие СРТ - инвариантности

$$\lambda_1 + \lambda_2 = \frac{1}{2} (\Gamma_S + \Gamma_L) + i (m_S + m_L) - i \frac{2 \pi N v}{(1-v^2)^{1/2} k} (f + \bar{f}). \quad (4)$$

При ее справедливости

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \left\{ \left[ \frac{1}{2} (\Gamma_S - \Gamma_L) + i (m_S - m_L) \right]^2 - \frac{(2 \pi N v)^2}{(1-v^2) k^2} (f - \bar{f})^2 \right\}^{1/2}. \quad (5)$$

Для дальнейшего введем

$$\rho = R \left[ 1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_2) \ell} \right] = |\rho| e^{i \phi \rho}. \quad (6)$$

2. Спиновая зависимость когерентной регенерации связана с зависимостью от спина амплитуд рассеяния  $f$  и  $\bar{f}$ . Как известно, зависимость от спина для рассеяния вперед отсутствует как для бесспиновых ядер, так и для ядер со спином  $1/2$ .

Для ядер со спином  $J \geq 1$  зависимость амплитуды рассеяния от спина остается и для рассеяния вперед. Так, спиновая структура матрицы упругого рассеяния  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  - мезонов на ядрах спина 1 и  $3/2$  имеет вид

$$M(\vec{k}, \vec{k}) = A' + B' (\vec{S} \vec{k})^2 = A + B T^{20}, \quad (7)$$

где  $\vec{S}$  - спин ядра,  $\vec{k}$  - единичный вектор направления падающих  $K$  - мезонов,  $A, B$  - амплитуды рассеяния:

$$T^{20} = \frac{3(\vec{S} \vec{k})^2 - 2}{\sqrt{2}} \quad - \text{неприводимый тензор, нормированный так, что}$$

$$\text{Sp } T^{LM} T^{LM} = (2J + 1).$$

Обозначим для дальнейшего среднее значение  $T^{20}$  через

$$t_2 = \langle T^{20} \rangle.$$

Для рассеяния бесспиновых частиц на ядрах со спинами 2 и  $5/2$

$$M(\vec{k}, \vec{k}) = A + B T^{20} + C T^{40}, \quad (8)$$

для спинов 3 и 7/2

$$M(\vec{k}, \vec{k}) = A + B T^{20} + C T^{40} + D T^{60}. \quad (9)$$

В общем случае рассеяния бесспиновых частиц на ядрах произвольного спина требования сохранения  $P$ -чётности в сильных взаимодействиях приводят к тому<sup>/7/</sup>, что в разложение  $M(\vec{k}, \vec{k})$  входят лишь спин-тензоры чётного порядка  $T^{L0}$ <sup>x/</sup>, причём  $L_{\max} = 2J$ , если спин ядра  $J$ -целый, и  $L_{\max} = 2J - 1$ , если  $J$ -полуцелый.

Амплитуды  $f$  и  $\bar{f}$  связаны с  $M(\vec{k}, \vec{k})$

$$f = \text{Sp} (M(\vec{k}, \vec{k}) \rho_S), \quad (10)$$

где  $\rho_S$  - поляризационная матрица плотности. Её можно<sup>/7/</sup> также представить разложенной по тензорам  $T^{LM}$

$$\rho_S = (2J + 1)^{-1} \sum_{k=0}^{2J} \sum_{M=-k}^k \langle T^{kM} \rangle T^{kM}. \quad (11)$$

Из (7), (10) и (11)

$$f = A + B \langle T^{20} \rangle = A + B t_2 \quad (12a)$$

и аналогично для  $\bar{f}$

$$\bar{f} = \bar{A} + \bar{B} t_2 \quad (12b)$$

---

<sup>x/</sup> Исследование регенерации  $K^0$ -мезонов на выстроенных мишенях может быть использовано для экспериментальной проверки этого утверждения, а, следовательно, и  $P$ -чётности взаимодействий, сохраняющих странность.

Для ядер со спинами 2 и 5/2 ( $t_4 = \langle T^{40} \rangle$ )

$$f = A + B t_2 + C t_4 \quad (13)$$

$$\bar{f} = \bar{A} + \bar{B} t_2 + \bar{C} t_4$$

и для спинов 3 и 7/2 ( $t_6 = \langle T^{60} \rangle$ )

$$f = A + B t_2 + C t_4 + D t_6 \quad (14)$$

$$\bar{f} = \bar{A} + \bar{B} t_2 + \bar{C} t_4 + \bar{D} t_6$$

3. Полные сечения взаимодействия  $K^0$ - мезонов с ядрами зависят от среднего значения операторов  $T^{L0}$  и (см. (10) и (14)) для  $J = 3, 7/2$  имеют вид

$$\sigma_{tot} = \sigma_{0tot} + t_2 \sigma_{1tot} + t_4 \sigma_{2tot} + t_6 \sigma_{3tot} \quad (15)$$

Для  $J = 2, 5/2$  получается выражение, аналогичное (15) с  $\sigma_{3tot} = 0$ , для  $J = 1, 3/2$  обращается в нуль и  $\sigma_{2tot}$ .

В соответствии с оптической теоремой

$$\text{Im } A = \frac{k}{4\pi} \sigma_{0tot} \quad ; \quad \text{Im } C = \frac{k}{4\pi} \sigma_{2tot}$$

$$\text{Im } B = \frac{k}{4\pi} \sigma_{1tot} \quad ; \quad \text{Im } D = \frac{k}{4\pi} \sigma_{3tot} \quad (16)$$

При измерениях с неполяризованной мишенью определяется  $\sigma_{0tot}$ . Полные сечения взаимодействия  $K$ - мезонов (и других бесспиновых частиц) с выстроенной мишенью (спина 3, 7/2) даются (15). Величины  $\sigma_{1tot}$ ,  $\sigma_{2tot}$ ,  $\sigma_{3tot}$  могут быть и положительными и отрицательными.

Прямое измерение  $\sigma_{1,2,3tot}$  до сих пор не проводилось. Оно представ-



ляет заметный интерес для физики ядра, т.к. его существование связано с кратными столкновениями (внутри ядра) и с возможными многочастичными силами.

Остановимся на ядрах спина 1, 3/2. Для них  $\sigma_{2\text{tot}} = \sigma_{3\text{tot}} = 0$ , но  $\sigma_{1\text{tot}} \neq 0$ . Для такой слабосвязанной системы, как дейтрон, в области применимости импульсного приближения, когда амплитуда рассеяния (вперед) на ядре равна сумме амплитуд рассеяния на нуклонах,  $\sigma_{1\text{tot}} = 0$ . Отличие  $\sigma_{1\text{tot}}^{1\text{te}}/8$  от нуля появляется лишь при учёте перерассеяния. Как показал недавно Церен<sup>18/</sup>, в том же приближении, в котором была получена поправка Глаубера к  $\sigma_{0\text{tot}}$ , возникает и отличие от нуля  $\sigma_{1\text{tot}}$ . Величина  $\sigma_{1\text{tot}}$  оказалась весьма чувствительной к поведению волновой функции дейтрона на малых расстояниях. В приближении Глаубера (при высоких энергиях)  $\sigma_{1\text{tot}} / \sigma_{0\text{tot}}$  не превышает 10%.

С точки зрения регенерации  $K^0$ -мезонов, большого эффекта можно ожидать на других, более компактных ядрах спина  $J = 1$  и (или) вдали от областей применимости импульсного приближения.

В настоящее время созданы несколько мишеней с поляризованным  $^{165}\text{Ho}$ , спин которого равен 7/2. Поляризация этого ядра достигает 50-60%. Выстроенность прямо не измерялась, но, согласно вычислениям, она достигает 30%<sup>x/</sup>. Принципиальных трудностей в достижении более высокой степени выстроенности не видно.

Так же, как и при проведении опытов по регенерации на ядрах со спинами 0 и 1/2, эксперименты по регенерации на ядрах со спинами  $J \geq 1$  в рамках изотопической инвариантности должны быть дополнены опытами по измерению сечений взаимодействия с выстроенной мишенью для заряженных  $K^-$ -мезонов.

### Когерентная регенерация на выстроенной мишени

1. Остановимся вначале на ядрах  $J = 1, 3/2$ . Считая, что мишени из ядер с немалым значением  $\sigma_{1\text{tot}}$  и  $t_2$  могут быть созданы, мы рассмотрим ниже интерференцию в  $K^0 \rightarrow 2\pi$  распаде после прохождения пучком  $K^0$ -мезонов поляризационного регенератора с  $t_2 \neq 0$ .

<sup>x/</sup> Автор благодарен В.И.Лушикову, Б.С.Неганову и Ф.Л.Шапиро за обсуждение этого вопроса.

Выражение для скорости распада  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  через собственное время  $\tau$  после прохождения мишени имеет известный вид

$$I_{+-}(\tau) = F \left| e^{-\frac{\lambda_2 \ell}{2}} \left| \rho e^{-i\mu_s \tau} + \eta_{+-} e^{-i\mu_L \tau} \right|^2 \right. \quad (17)$$

где

$$\eta_{+-} = \left| \eta_{+-} \right| e^{i\phi_{+-}} = \frac{(\pi^+ \pi^- | T | K_L)}{(\pi^+ \pi^- | T | K_S)}$$

От степени выстроенности  $t_2$  в (17), как видно из (4)-(6), зависят величины  $\rho$  и  $\lambda_2$ . Представляя с помощью (12)  $f_{\pm}$   $\bar{f}$  в виде

$$f_{\pm} \bar{f} = (A_{\pm} \bar{A}) + t_2 (B_{\pm} \bar{B}),$$

получаем

$$\rho = \rho(t_2) = \rho_0 + t_2 \rho_1, \quad (18)$$

где

$$\rho_0 = \left| \rho_0 \right| e^{i\phi_0} = \frac{i\pi N \Lambda (A - \bar{A})}{k \left( \frac{1}{2} + i\mu \right)}; \quad \rho_1 = \left| \rho_1 \right| e^{i\phi_1} = \frac{i\pi N \Lambda (B - \bar{B})}{k \left( \frac{i}{2} + i\mu \right)} \quad (19)$$

и, в пренебрежении квадратичными членами,

$$(\lambda_2^* + \lambda_2) \ell = \Gamma_L \ell + \frac{NL}{2} (\sigma_{0\text{tot}} + \bar{\sigma}_{0\text{tot}}) + t_2 \frac{NL}{2} (\sigma_{1\text{tot}} + \bar{\sigma}_{1\text{tot}}) = a + t_2 b_1. \quad (20)$$

Так как  $\sigma_{1tot}$  и  $\bar{\sigma}_{1tot}$  не являются положительно определенными величинами, коэффициент  $b_1$  в (20) может быть и больше и меньше нуля.

С помощью (18)-(20) получаем из (17)

$$I_{+-}(r, t_2) = \Gamma_S(+, -) e^{-b_1 t_2} \{ |\rho_0 + t_2 \rho_1|^2 e^{-\Gamma_S r} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L r} + 2 |\eta_{+-}| |\rho_0 + t_2 \rho_1| e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L + \Gamma_S)r} \cos \chi \} = \quad (21)$$

$$- \Gamma_S(+, -) e^{-b_1 t_2} \{ |\rho_0 + t_2 \rho_1|^2 e^{-\Gamma_S r} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L r} +$$

$$+ 2 |\eta_{+-}| e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L + \Gamma_S)r} [ |\rho_0| \cos \chi_0 + t_2 |\rho_1| \cos \chi_1 ] \},$$

где

$$\chi = \phi_\rho - \phi_{+-} + (m_L - m_S) r$$

$$\chi_0 = \phi_0 - \phi_{+-} + (m_L - m_S) r$$

$$\chi_1 = \phi_1 - \phi_{+-} + (m_L - m_S) r,$$

а  $\Gamma_S(+, -)$  - ширина распада  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

2. Как видно из (21), во временной зависимости вероятности распада по сравнению со случаем неполяризованной мишени появляются дополнительные осцилляции. Время за мишенью, при котором интерференция наиболее заметна,

$$r_R \approx \Gamma_S^{-1} 2 \ln |\rho / \eta_{+-}|$$

смещается при  $t_2 \neq 0$  (и  $\rho_1 \neq 0$ ) по сравнению с тем, что получается в эксперименте на мишени с  $t_2 = 0$ . Изменение фазы  $\phi_\rho$  может изменить весь характер интерференций, сделать ее более отчетливой (или, наоборот, "смазать", для чего не требуется поляризованной мишени).

3. Интересуясь зависимостью  $I_{+-}$  от  $t_2$ , представим (21) в виде

$$I_{+-}(r, t_2) = \Gamma_S (+-) e^{-b_1 t_2} (X^2 + Y t_2 + Z^2 t_2^2), \quad (22a)$$

где

$$X^2 = |\rho_0|^2 e^{-\Gamma_S r} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L r} + 2 |\eta_{+-}| |\rho_0| e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L + \Gamma_S)r} \cos \chi_0$$

$$Y = 2 |\rho_1| |\rho_0| \cos(\phi_0 - \phi_1) e^{-\Gamma_S r} + |\eta_{+-}| e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S + \Gamma_L)r} \cos \chi_1 \quad (22b)$$

и

$$Z^2 = |\rho_1|^2 e^{-\Gamma_S r}$$

При  $t_2 = 0$  в (22a) остается лишь

$$I_{+-}(r, 0) = \Gamma_S (+-) X^2$$

Новая информация содержится в величинах  $Y$ ,  $Z^2$  для измерения которых необходимы опыты при различных значениях  $t_2$ . Величины  $X^2$ ,  $Y$  и  $Z^2$  по-разному зависят от времени (расстояния) после мишени. Если  $X^2$  как функция  $r$  имеет короткоживущую, долгоживущую и интерференционную компоненты, то функция  $Y$  не имеет долгоживущей компоненты; а  $Z^2$  характеризуется одной короткоживущей компонентой.

4. Отметим еще одну возможность изучения регенерации при различных значениях  $t_2$ .

При данном  $r$  (расстоянии за мишенью) интересно рассмотреть зависимость  $I_{+-}(r, t_2)$  от  $t_2$ . В некоторых случаях в зависимости  $I_{+-}$  от  $t_2$  может наблюдаться экстремум, в котором оказываются связанными величины, характеризующие взаимодействие и распад  $K^0$ -мезонов.

Условие экстремума (22), как функции  $t_2$ , приводит к квадратичному уравнению

$$Z^2 b_1 t_2^2 + (b_1 Y - 2Z^2) t_2 + (b_1 X^2 - Y) = 0, \quad (23)$$

из корней которого ( $|t_2| \leq 1$ )

$$t_{1,2} = \frac{-(b_1 Y - 2Z^2) \pm \sqrt{(b_1 Y - 2Z^2)^2 - 4Z^2 b_1 (b_1 X^2 - Y)}}{2Z^2 b_1} \quad (24)$$

физический интерес представляют только действительные значения. Следовательно, для существования экстремума должно выполняться

$$b_1^2 Y^2 + 4 Z^4 - 4 Z^2 b_1 X^2 \geq 0. \quad (25)$$

Так как функции  $X^2$ ,  $Y$  и  $Z^2$  по-разному зависят от времени  $t$ , могут понадобиться опыты на различных расстояниях за мишенью. При  $b_1 \approx 0$

$$-t_2^1 = \frac{Y}{2 Z^2} = \left| \frac{\rho_0}{\rho_1} \right| \cos(\chi_0 - \chi_1) + \left| \frac{\eta_{+-}}{\rho_1} \right| \cos \chi_1 e^{\frac{1}{2} \Gamma_S t}.$$

5. По-разному можно подойти к получаемой в опытах с выстроенной мишенью новой информации. Поскольку при  $\rho_0 \neq \rho_1$  временная зависимость распадов (даже при фиксированном значении  $t_2^1$ ) будет содержать (согласно (21)) два осциллирующих слагаемых, изучение интерференции на выстроенной мишени может помочь более точному определению фазы  $\phi_{+-}$  и величины  $(m_L - m_S)$ .

Хотя  $\rho_0$  и  $\rho_1$  (вместе с их фазами) могут быть определены в отдельных опытах, не связанных со слабыми взаимодействиями<sup>x/</sup>, измерение короткоживущей компоненты ( $\sim \exp[-\Gamma_S t]$ ) на выстроенной мишени позволяет независимо восстановить модули  $\rho_0$  и  $\rho_1$  и  $\cos(\phi_0 - \phi_1)$ .

При известных  $|\eta|$ ,  $\phi_\eta$  и  $m_L - m_S$  исследование регенерации  $K^0$ -мезонов на выстроенной мишени может представить интерес и для физики сильных взаимодействий. Таким образом, можно получить данные о  $|\rho_1|$  и  $\phi_1$  (не говоря уже о  $|\rho_0|$  и  $\phi_0$ ), что может представлять интерес особенно в тех случаях, когда прямые измерения затруднены.

Кроме того, сопоставление  $\rho_0$  (и  $\rho_1$ ), полученных из регенерационных опытов и из исследования сильных взаимодействий, позволяет подойти к изучению электромагнитных эффектов в регенерации, которые по оценке Зельдовича<sup>/4/</sup>, могут достигать в амплитуде 10%.

6. Чтобы проследить за тем, как усложняются полученные выше выражения для вероятности  $K^0 \rightarrow 2\pi$  распада при регенерации на выстроенных мишенях большого спина, остановимся на случае регенерации на выстроенных ядрах спина 3 и 7/2 тем более, что последнее значение совпадает со спином  $Ho^{165}$ .

<sup>x/</sup> Измерение полных сечений взаимодействия заряженных  $K$ -мезонов с выстроенной мишенью дает величины  $b_1$  и  $\text{Im} \rho_1$ .

При отличных от нуля  $t_2$ ,  $t_4$  и  $t_6$  с помощью (14) получаем

$$\rho = \rho(t_2, t_4, t_6) = \rho_0 + \rho_1 t_2 + \rho_2 t_4 + \rho_3 t_6 \quad (26)$$

и скорость распада на  $\pi^+ \pi^-$  в той же постановке эксперимента, что и прежде (поляризованная мишень в пучке  $K^0$ - мезонов),

$$I_{+-}(r, t_2, t_4, t_6) = \Gamma_S (+, -) e^{-b_1 t_2 - b_2 t_4 - b_3 t_6} |m|^2, \quad (27)$$

где  $b_1$  дано в (20), а

$$b_2 = \frac{NL}{2} (\sigma_{2 \text{ tot}}^- + \sigma_{2 \text{ tot}}^+); \quad b_3 = \frac{NL}{2} (\sigma_{3 \text{ tot}}^- + \sigma_{3 \text{ tot}}^+) \quad (27a)$$

и

$$\begin{aligned} |m|^2 &= |\eta|^2 e^{-\Gamma_L r} + |\rho|^2 e^{-\Gamma_S r} + 2|\eta||\rho| e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S + \Gamma_L)r} \cos \chi = \\ &= |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L r} + |\rho_0 + t_2 \rho_1 + t_4 \rho_2 + t_6 \rho_3|^2 e^{-\Gamma_S r} + \\ &+ 2|\eta_{+-}| e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L + \Gamma_S)r} \{ |\rho_0| \cos \chi_0 + t_2 |\rho_1| \cos \chi_1 + \\ &+ t_4 |\rho_2| \cos \chi_2 + t_6 |\rho_3| \cos \chi_3 \}. \end{aligned} \quad (27b)$$

Фазы  $\chi_0, \chi_1, \chi_2$  даны в (21), а смысл  $\chi_3$  очевиден

$$\chi_3 = \phi_3 - \phi_\eta + (m_L - m_S) r.$$

Из (27) видно и общее заключение, справедливое для случая ядер произвольного спина. Исследование  $K^0 \rightarrow 2\pi$  распада на больших расстояниях дает  $|\eta_{+-}|^2$ , исследование вблизи самой мишени позволяет получить сведения о  $|\rho|$ , которые относятся к физике сильных взаимодействий, а также об электромагнитной регенерации  $K^0$ - мезонов. Отличие от нуля  $t_2, t_1, \dots$  меняет фазу ам-

плитуды регенерации  $\phi_p$ , смещает минимум в интерференции и может изменить характер интерференции.

### Спиновые эффекты в регенерации на неполяризованной мишени

Существование спиновой зависимости в амплитудах  $f$ ,  $\bar{f}$  и  $p$  для ядер со спинами  $J \geq 1$  приводит к изменениям в общих формулах регенерации. Наличие нескольких амплитуд в (12)–(14) и в более общих случаях изменяет соотношение между когерентной и дифракционной регенерациями, что находится в соответствии с общим замечанием М.Гууда<sup>1/</sup>.

В дифракционной регенерации складываются не амплитуды, а квадраты амплитуд. Сечение образования  $K_S^0$  из пучка  $K_L^0$  пропорционально для  $J=1, 3/2$

$$|f - \bar{f}|^2 = |A - \bar{A}|^2 + |B - \bar{B}|^2.$$

Число  $K_S^0$ , регенерированных в слое  $dz$  на глубине  $z$  в пластинке вещества, равно

$$N [ |A - \bar{A}|^2 + |B - \bar{B}|^2 ] e^{-\Gamma_S = (1 - v^2)^{1/2} / v dz}.$$

Если проинтегрировать это выражение по пластинке толщиной  $L$ , то для вклада дифракционной регенерации получим

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{00} = N \Lambda [ |A - \bar{A}|^2 + |B - \bar{B}|^2 ] [ 1 - e^{-L/\Lambda} ] \quad (28)$$

( $\Lambda$  дана в (2)).

Отношение

$$R_r^0 = |p|^2 / \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{00} = R_r^0(A, B),$$

которое для ядер со спинами 0 и 1/2 не зависит от амплитуд рассеяния, для ядер с большими значениями спинов начинает зависеть от них. Для  $J = 1, 3/2$  из (28), (2) и (6)

$$R_r^0(A, B) = R_r^0(A, 0) \left[ 1 + \frac{|B - \bar{B}|^2}{|A - \bar{A}|^2} \right]^{-1}$$

$$R_r^0(A, 0) = \frac{4N\Lambda\lambda^2}{(1 - e^{-L/\Lambda})} \frac{[1 - 2e^{-L/2\Lambda} \cos(m_L - m_S)r + e^{-L/\Lambda}]}{1 + \left[ \frac{2(m_L - m_S)}{\Gamma_B} \right]^2} \quad (29)$$

и  $R_r^0(A, B)$  уменьшается по сравнению со случаем, когда наличием амплитуд  $B$  и  $\bar{B}$  пренебрегается. Этот эффект влияет на заключение о величине разности масс  $(m_L - m_S)$ , которое извлекается из измерения  $R_r^0$ .

Отметим, как изменяются полученные выше выражения, когда регенерация изучается на поляризованной мишени. Сечение рассеяния вперед пропорционально

$$|A - \bar{A}|^2 + |B - \bar{B}|^2 + t_2 2 \operatorname{Re} [(A - \bar{A})^* (B - \bar{B})].$$

Таким образом, вместо (28) получим

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{00} + t_2 \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_2, \quad (30a)$$

где  $(d\sigma/d\Omega)_{00}$  дано в (28), а

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_2 = N\Lambda 2 \operatorname{Re} [(A - \bar{A})^* (B - \bar{B})] [1 - e^{-L/\Lambda}]. \quad (30b)$$

Величина  $\rho$  в соответствии с (18) зависит от  $t_2$ . С учётом (19), имеем:

$$R_r^{t_2} = R_r^0(A, 0) \frac{|1 + t_2 \frac{B - \bar{B}}{A - \bar{A}}|^2}{\left[ 1 + \frac{|B - \bar{B}|^2}{|A - \bar{A}|^2} + t_2 2 \operatorname{Re} \frac{(A - \bar{A})^* (B - \bar{B})}{|A - \bar{A}|^2} \right]}. \quad (31)$$

Исследование этого соотношения в функции  $t_2$  может помочь в определении амплитуд  $B - \bar{B}$ .

Изменение формул для ядер с большими значениями спинов очевидно. В числителе (31) производится замена

$$1 + t_2 \frac{B - \bar{B}}{A - \bar{A}} \rightarrow 1 + t_2 \frac{B - \bar{B}}{A - \bar{A}} + t_4 \frac{C - \bar{C}}{A - \bar{A}} + \dots$$

В знаменателе того же выражения



$$1 + \frac{|B - \bar{B}|^2}{|A - \bar{A}|^2} + t^2 \frac{2 \operatorname{Re} [(A - \bar{A})^* (B - \bar{B})]}{|A - \bar{A}|^2} \rightarrow 1 + \frac{|B - \bar{B}|^2}{|A - \bar{A}|^2} +$$

$$+ t^2 \frac{2 \operatorname{Re} [(A - \bar{A})^* (B - \bar{B})]}{|A - \bar{A}|^2} + t^4 \frac{2 \operatorname{Re} [(A - \bar{A})^* (C - \bar{C})]}{|A - \bar{A}|^2} + \dots$$

Уже при проведении опытов по регенерации на ядрах со спином  $1/2$  необходимо учитывать вклад амплитуды с переворотом спина в дифракционную регенерацию при отличных от нуля углах рассеяния. Это замечание приобретает практический интерес как при переходе к более точным исследованиям, так и при попытках обнаружить вклад электромагнитной регенерации. С этой точки зрения для исследования электромагнитной регенерации можно рекомендовать исследования только с бесспиновыми ядрами<sup>x/</sup>.

#### Опыт Кобзарева и Окуня

В 1960 году Кобзарев и Окунь впервые поставили вопрос об определении знака разности масс  $m_L - m_S$  и указали на возможный способ определения этой величины в эксперименте с регенерацией на двух пластинках различных веществ.

Одним из возможных применений выстроенной мишени является проведение эксперимента Кобзарева-Окуня с двумя пластинами (одного или разных веществ), одна из которых характеризуется отличной от нуля выстроенностью.

Рассмотрим две пластины различных регенерирующих свойств  $a$  и  $b$ , на первую из которых падает пучок  $K_L^0$  - мезонов. Начало отсчёта времени выберем на выходе из второй пластины  $b$ .

Амплитуду  $|K_S\rangle$  после пластины  $b$  (если пренебречь поглощением в пластинках) можно представить в виде двух слагаемых

$$e^{iM_L r} \rho_a e^{-iM_S r} + \rho_b,$$

<sup>x/</sup> Автор благодарен М.И.Подгорецкому за обсуждение этого вопроса.

где  $\rho_a$  и  $\rho_b$  — амплитуды регенерации веществ *a* и *b*. Если наблюдать число распадов на два пиона, то к приведенному выше выражению необходимо добавить вклад амплитуды распада  $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ .

Интенсивность  $K_S$  компоненты равна

$$I_{ab} = |\rho_a|^2 e^{-(\Gamma_S - \Gamma_L)r} + |\rho_b|^2 + 2|\rho_a||\rho_b| e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S - \Gamma_L)r} \cos[\phi_b - \phi_a - (m_L - m_S)r].$$

Если переставить пластины *a* и *b*, то

$$I_{ba} = |\rho_b|^2 e^{-(\Gamma_S - \Gamma_L)r} + |\rho_a|^2 + 2|\rho_a||\rho_b| e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S - \Gamma_L)r} \cos[\phi_a - \phi_b - (m_L - m_S)r].$$

Разность этих двух выражений

$$I_{ab} - I_{ba} = (|\rho_b|^2 - |\rho_a|^2) [1 - e^{-(\Gamma_S - \Gamma_L)r}] + 4|\rho_a||\rho_b| e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S - \Gamma_L)r} \sin(\phi_b - \phi_a) \sin(m_L - m_S)r \quad (32)$$

содержит слагаемое, пропорциональное  $\sin(m_L - m_S)r$ .

В случае двух пластин из одного вещества можно получить различие в  $\rho_a$  и  $\rho_b$  за счёт выстроенности, например, пластины *b*. Для вещества, содержащего выстроенные ядра спина 1; 3/2,

$$\rho_b = \rho_a + t_2 \rho_1 = \rho_0 + t_2 \rho_1$$

$$I_{ab}(t_2) - I_{ba}(t_2) = t_2 [2 \operatorname{Re}(\rho_0^* \rho_1) + t_2 |\rho_1|^2] [1 - e^{-(\Gamma_S - \Gamma_L)r}] - 4 t_2 e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S - \Gamma_L)r} |\rho_0||\rho_1| \sin(\phi_0 - \phi_1) \sin(m_L - m_S)r. \quad (33)$$

Если  $\rho_a = \rho_0 \neq \rho_1$ , то последнее слагаемое при изменении  $t_2$  имитирует непрерывное изменение регенерирующих свойств сред. Коэффициент при

$$t_2 \sin(\phi_0 - \phi_1) e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S - \Gamma_L)r}$$

дает прямо

$$\sin(m_L - m_S) r.$$

Наоборот, при известном  $(m_L - m_S)$  (33) дает возможность определить

$$|\rho_0| |\rho_1| \sin(\phi_0 - \phi_1).$$

В развитие работы Кобзарева и Окуня ряд авторов рассматривал регенерацию на системах из нескольких пластин - слоистые системы. Регенерация в них обладает рядом характерных особенностей.

Выстроенная мишень больших размеров, в которой наряду со слоями значительной поляризации имеются слои малой поляризации, имитирует подобную слоистую систему. Исследование регенерации на такой мишени может дать сведения о пространственном распределении поляризации в мишени и о других явлениях, которые могут представлять интерес для физики твердого тела.

### З а к л ю ч е н и е

Выше были рассмотрены некоторые эффекты, к которым приводит наличие спиновой зависимости в амплитуде взаимодействия  $K^0$  - мезонов с ядрами. Даже для ядер со спином  $1/2$  экстрополяция к нулевому углу рассеяния обязана учитывать возможный вклад амплитуд с переворотом спина. Для ядер со спинами  $\geq 1$  меняется соотношение между вкладами дифракционной и когерентной регенерации даже для неполяризованной мишени. Использование новых возможностей, которые открываются с созданием выстроенных мишеней в исследованиях сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий с участием  $K^0$  - мезонов, может привести к значительному повышению точности в исследовании такой необычной системы, какой являются  $K^0 - \bar{K}^0$  -частицы. На протяжении последнего десятилетия каждое повышение на порядок точности в исследовании  $K^0 - \bar{K}^0$  -системы приводило к неожиданным результатам.

Автор пользуется случаем выразить благодарность С.М.Биленькому, И.Ю.Кобзареву, С.Г.Матиянцу, Э.О.Оконову, М.И.Подгорецкому, Р.М.Рындину и К.А.Тер-Мартirosяну за полезное обсуждение рассмотренных выше вопросов и ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. M.Good. Phys.Rev., 106, 591, 1958; 110, 550, 1958.
2. В.Л.Любошиц, Э.О.Оконов, М.И.Подгорецкий, У Цзунь-фань. ЯФ, 2, 265, 1965.
3. И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь. ЖЭТФ; 39, 605, 1960. С.Г.Матинян. ЖЭТФ, 39, 1747, 1960; 41, 1503, 1961.
- 4а. G. Feinberg. Phys.Rev., 109, 1381, 1958.
- 4б. Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 36, 1381, 1959.
5. K.Case. Phys.Rev., 103, 1449, 1956.
6. T.D.Lee, C.S.Wu. Ann. Rev. Nucl.Sci., 16, 511, 1966.
7. См., например, С.М.Биленький, Л.Д.Пузиков, Р.М.Рындия, Л.И.Липидус. Nucl. Phys., 7, 646, 1958.
8. Ч.Черен. Препринт ОИЯИ, P2-3546 1967 г.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 декабря 1967 года.