

0-511

30/V-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P1 - 3788

Э.Оконов

ПРОЦЕСС РЕГЕНЕРАЦИИ $K_L^0 \rightarrow K_S^0$
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1968

P1 - 3788

Э.Оконов

ПРОЦЕСС РЕГЕНЕРАЦИИ $K_L^{\circ} \rightarrow K_S^{\circ}$
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ



7301/2 мф

Цель настоящей работы - посмотреть, что дает изучение регенерации $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ при больших энергиях, особенно в связи с новыми возможностями, которые открываются (как это будет показано ниже) при исследовании интерференции амплитуд $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - распадов.

1. Исследование асимптотического поведения амплитуд

KN и $\bar{K}N$ - рассеяния

В обычной постановке опыта при изучении асимптотического поведения взаимодействия частиц и античастиц проводится сопоставление данных, полученных в различных экспериментах. Исследование регенерации $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ позволяет избежать этой трудности. Действительно, переход $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ определяется различным взаимодействием K^0 и \bar{K}^0 с веществом, поэтому процесс регенерации зависит непосредственно от разности амплитуд (сечений) взаимодействия K^0 и \bar{K}^0 . При этом одновременно могут быть получены данные как о разности амплитуд рассеяния вперед ("когерентная регенерация"), так и о разности дифференциальных сечений рассеяния под разными углами (некогерентная регенерация). Интенсивность когерентно-регенерированных K_S^0 - мезонов в толстой пластине дается выражением (см. например, /1/)

$$|R_K|^2 = \frac{4 |A(0) - \bar{A}(0)|^2 N^2 \Lambda^2 \lambda^2}{1 + 4 \Delta m^2} [1 + e^{-\ell} - 2 \cos(\Delta m \ell) e^{-\ell/2}] e^{-L/u}, \quad (1)$$

где $A(0)$ и $\bar{A}(0)$ - амплитуды рассеяния на угол 0° для K^0 и \bar{K}^0 соответственно;

N - число ядер в 1 см^3 ;

Λ - средний распадный пробег K_S^0 - мезона;

λ - длина волны;

Δm - разность масс K_L^0 и K_S^0 ;

$\ell = L/\Lambda$ - толщина поглотителя в величинах Λ ;

u - средний ядерный пробег.

Рассмотрим теперь зависимость $|R_K|^2$ от импульса K_L^0 - мезона (p_K), ограничившись для простоты регенерацией, обусловленной различием мнимых частей амплитуд рассеяния KN и $\bar{K}N$. Принимая во внимание связь $\text{Im} A(0)$ с полным сечением σ , которую дает оптическая теорема $\text{Im} A(0) = \frac{\sigma}{8\pi\lambda}$, имеем при $\ell > 1$ ^{x)}

$$|R_K|^2 \approx |A(0) - \bar{A}(0)|^2 \Lambda^2 \lambda^2 \approx |\sigma - \bar{\sigma}|^2 p_K^2.$$

Аналогичным образом для дифракционной регенерации:

$$\left(\frac{d n_g}{d \omega} \right)_0 = |A(0) - \bar{A}(0)|^2 N \Lambda (1 - e^{-\ell}) e^{-L/\Lambda} \approx \approx |A(0) - \bar{A}(0)|^2 \Lambda \approx |\sigma - \bar{\sigma}|^2 p_K^3 \quad (2)$$

Приведенные выше соотношения показывают, что чувствительность регенерации к малым $|\sigma - \bar{\sigma}|$ растет с увеличением энергии, таким об-

^{x)} Для жидкого водорода средний ядерный пробег довольно велик $u \approx 1000 \text{ см}$, поэтому опыт с "толстым" регенератором ($\ell > 1$) может быть осуществлен вплоть до импульсов $p_K \approx 100 \text{ Гэв/с}$ без значительных потерь на ядерное поглощение.

разом, повышается эффективность исследования процесса регенерации как метода изучения асимптотических соотношений. Еще одно важное преимущество этого метода связано с возможностью исследовать в одном эксперименте асимптотическое поведение как действительной, так и мнимой части амплитуды рассеяния. Для этого необходимо наблюдать интерференцию когерентно регенерированной K_S^0 - волны с волной CP-нарушающего распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Как было показано в /2/, могут быть выбраны такие условия эксперимента, при которых эта интерференция имеет ярко выраженный характер. Вероятность распада на $\pi^+\pi^-$ за регенератором с учетом интерференции будет

$$P(\pi^+\pi^-) \approx [|R_k|^2 e^{-\lambda_S t} + 2 |R_k| |\epsilon| \text{Sin}(\Delta m t - \phi_R + \phi_{CP}) \cdot e^{-(\lambda_S + \lambda_L)t/2} + |\epsilon|^2 e^{-\lambda_L t}], \quad (3)$$

где

$$|\epsilon| e^{i\phi_{CP}} = \frac{A_L(\pi^+\pi^-)}{A_S(\pi^+\pi^-)},$$

λ_S и λ_L - постоянные распада K_S^0 и K_L^0 - мезонов соответственно;

$$\phi_R = \text{arctg} \frac{\text{Im} [A(0) - \bar{A}(0)]}{\text{Re} [A(0) - \bar{A}(0)]}$$

(в случае "толстого" регенератора к этой величине следует прибавить член " - $\text{arctg} \frac{2\Delta m}{\lambda_S}$ ").

В настоящее время величины $|\epsilon|$ и ϕ_{CP} измерены /3/. Таким образом, по наблюдаемой интерференционной картине можно определить

$$R_k \rightarrow |A(0) - \bar{A}(0)| \quad \phi_R \rightarrow \frac{\text{Im} [A(0) - \bar{A}(0)]}{\text{Re} [A(0) - \bar{A}(0)]},$$

т.е. реальные и мнимые части амплитуд рассеяния. Это обстоятельство позволяет, например, проверить асимптотическое соотношение, выведенное при довольно общих предположениях об аналитичности и непрерывности ^{/4/}, согласно которому амплитуда регенерации $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$ при передаваемом импульсе $t = 0$ (т.е. амплитуда когерентной регенерации) должна быть действительной в асимптотике ($s \rightarrow \infty$). Особенно полезной отмеченная возможность может оказаться при изучении дисперсионных соотношений, которые связывают реальную и мнимую части амплитуды рассеяния вперед.

Как уже подчеркивалось, процесс регенерации определяется разностью амплитуд KN и $\bar{K}N$ - рассеяния. В терминах реджистики это означает зависимость такого процесса только от нечетных полюсов, что существенно облегчает изучение их асимптотического поведения.

Регенерация дает, по-видимому, единственный прямой способ проверки одного из предсказаний расширенной $SU(6)$ - симметрии для амплитуд рассеяния вперед: ^{/5/}

$$\begin{aligned} 1/2 [A(K^+ p) - A(K^- p)] &= A(K^0 p) - A(\bar{K}^0 p) = \\ &= A(\pi^+ p) - A(\pi^- p). \end{aligned}$$

До сих пор это соотношение проверялось косвенным образом с привлечением данных по $K^+ n$ и $K^- n$ - рассеянию и с использованием изотопинвариантности ^{/6/}, которая, строго говоря, сама нуждается в проверке при больших энергиях.

2. Изучение резонансных состояний в системе $\bar{K}N$

Сравнение энергетических зависимостей сечений K^+N и K^-N - взаимодействий показывает, что кривые, отражающие эти зависимости, имеют тенденцию к сближению в соответствии с общим характером асимптотических соотношений. Вместе с тем обращает на себя внимание существенное различие в характере этих зависимостей: $\sigma(K^+N) = f(E_k)$ - гладкая монотонная функция, в то время как в кривой $\sigma(K^-N) = f(E_k)$ имеют место нерегулярности и "горбы", что обусловлено в основном рождением "странных" барионных резонансов. Поскольку число каналов различных реакций растет с повышением энергии, относительный вклад в $\sigma(K^-N)$ - рождения определенного резонансного состояния уменьшается. Таким образом при исследовании $\sigma(K^-N) = f(E_k)$ с ростом энергии становится все труднее выделить резонанс среди растущего "нерезонансного" фона. Поиски новых $\bar{K}N$ - резонансов по энергетической зависимости процесса регенерации могут проводиться в более благоприятных фоновых условиях. Действительно, общие ("нерезонансные") части сечений KN и $\bar{K}N$ сближаются по величине с ростом энергии, так что процесс регенерации, зависящий от разности сечений (амплитуд), становится все более чувствительным к резонансам вследствие уменьшения "нерезонансного" фона. Здесь следует также иметь в виду, что регенерация растет с ростом энергии по абсолютной величине.

Исключительный интерес представляет исследование интерференции распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ с распадом K_S^0 - мезонов, когерентно регенерированных при энергиях, близких к резонансной. Как было показано выше (стр. 5), это дает возможность определить разность как реальных,

так и мнимых частей амплитуд рассеяния, т.е. позволяет в случае преобладания резонансной $\bar{K}N$ - амплитуды определить ее фазу. Это обстоятельство может быть использовано для разделения перекрывающихся резонансов. Для этого необходимо исследовать изменение фазы с изменением энергии:

$$\phi_R = \arctg \frac{\text{Im} [A(0) - \bar{A}(0)]}{\text{Re} [A(0) - \bar{A}(0)]}$$

Обнаружение в пределах широкого пика нескольких максимумов в величине ϕ_R послужило бы указанием на "тонкую структуру" этого резонанса ^{x)}. Сведения о $\bar{K}N$ - резонансах могут быть получены также при исследовании регенерации "назад" (на 180° в ЦМ - системе). При этом "нерезонансный" фон будет меньше, чем в обычной постановке опыта.

3. Изучение электромагнитной структуры K^0 - мезонов

Исследование регенерации $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ дает редкую возможность получить информацию об электромагнитном формфакторе K^0 - мезонов ^{/8/}. При прохождении K_L^0 - мезонов через вещество, помимо "ядерной" регенерации возникает регенерация, обусловленная различным взаимодействием K^0 и \bar{K}^0 с электронами и зависящая существенным образом от электромагнитной структуры каонов и их энергии. Выделить электронную регенерацию прямым способом из когерентного пика не представляется возможным. Имеется, однако, способ определить когерентную ядерную ре-

^{x)} Известно, что в наиболее благоприятных условиях фаза амплитуды рассеяния проходит через 90° в точке резонанса (см. например, ^{/7/}).

генерацию: для этого необходимо экстраполировать дифракционную регенерацию на ядре в область малых углов вылета регенерированных K_S^0 - мезонов. Тем самым можно оценить вклад, который дает регенерация на электронах.

Рассмотрим отношение числа когерентно регенерированных K_S^0 к числу K_S^0 - мезонов, возникших за счет дифракционной регенерации на ядре на угол, близкий к 0^0 (см. выражения (1) и (2)). Вероятности этих обоих процессов пропорциональны квадрату амплитуды ядерной регенерации $|f_{21}|^2 = |A(0) - \bar{A}(0)|^2$, и их отношение не зависит от этой величины:

$$\alpha_0 = \frac{|R_k|^2}{\left(\frac{dn_g}{d\omega}\right)_0} = 4\lambda^2 N \Lambda \frac{[1 + e^{-\ell} - 2e^{-\ell/2} \cos(\Delta m \ell)]}{(1 + 4\Delta m^2)(1 - e^{-\ell})} \quad (4)$$

Если же учесть регенерацию на электронах, отношение α будет иметь вид

$$\alpha = \alpha_0 \left(1 \pm \frac{2 \operatorname{Re} f_{21} \cdot f_{эл.}}{|f_{21}|^2} + \frac{|f_{эл.}|^2}{|f_{21}|^2} \right), \quad (5)$$

где амплитуда регенерации на электронах $f_{эл.} = \frac{2Z}{3} \frac{e^2}{(\hbar c)^2} E_k r^2$ растет с увеличением $E_k = \sqrt{p_k^2 + m_k^2}$ x) и существенным образом зависит от электромагнитных "размеров" K^0 - мезонов (r) и материала регенератора (Z). Сравнивая экспериментально полученное значение α с величиной α_0 , которая может быть рассчитана, можно определить

x) На это обстоятельство обратили внимание М.Подгорецкий и В.Любошиц.

вклад регенерации на электронах и величину Γ (если известны значения $\text{Re } f_{21}$ и $|f_{21}|$). Этот метод был использован в работе /9/, в которой на основании имеющихся данных по регенерации при $p_k \approx 1,1$ Гэв/с была сделана первая (и пока единственная) оценка верхнего предела электромагнитного радиуса нейтронного каона. Согласно этой оценке, $\Gamma \leq 2,6f$ (с 95%- достоверностью). Обращает на себя внимание тот факт, что с увеличением энергии увеличивается относительный вклад регенерации на электронах и, следовательно, повышается "чувствительность" к малым Γ . Как показывают оценки, при $p_k \approx 30$ Гэв/с в случае регенерации на свинце $f_{эл} \approx f_{21}$ при $\Gamma \approx 1f$, что делает возможными измерения Γ на уровне $\approx 0,1f$. В формулах (4) и (5) не учитывались члены, зависящие от амплитуды распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Однако при малых Γ эти члены могут оказаться сравнимыми с вкладом регенерации на электронах. Характерной особенностью членов, содержащих ϵ , является их острая зависимость от расстояния точки распада до регенератора, а также от его толщины (ℓ). Это позволяет отделить члены, содержащие ϵ , в частности, можно выбрать такое ℓ , при котором эти члены очень малы вблизи регенератора.

Строго говоря, в опытах по определению Γ следует использовать изотопически чистые вещества, потому что K_S^0 - волны, когерентно регенерированные на различных по изотопическому составу ядрах, не когерентны между собой /10/. Для регенераторов с большим Z эти поправки пренебрежимо малы.

Отмеченное обстоятельство может оказаться полезным при изучении регенерации в различных веществах. В смеси двух разных веществ с от-

носителем малым Z (когда можно пренебречь регенерацией на электронах):

$$\alpha_{AB} = \alpha'_0 \left[1 \pm \frac{2N_A N_B |f_A| |f_B| \cos(\phi_A - \phi_B)}{N_A^2 |f_A|^2 + N_B^2 |f_B|^2} \right],$$

где f_A , f_B и ϕ_A , ϕ_B — соответственно амплитуды и фазы регенерации в веществах А и В. Таким образом, измеряя отношение α и сравнивая его с α_0 , можно определить ϕ_B , если известны $|f_A|$, $|f_B|$ и ϕ_A .

До сих пор фаза регенерации при переходе к другому веществу рассчитывается обычно по оптической модели (см., например, ^{13/}).

В заключение я хотел бы выразить благодарность М.Подгорешкому, И.Кобзареву, Л.Киселевичу, В.Ставинскому, Л.Струнову, Г.Тахтамышеву, С.Хорозову за полезные обсуждения рассмотренных здесь вопросов.

Л и т е р а т у р а

1. Л.Окунь "Слабое взаимодействие элементарных частиц". Физматгиз (1963).
2. В.Любошиц, Э.Оконов, М.Подгорецкий, У Цзун-фань. ЯФ 1, 497 (1965).
3. L.Bell, J.Steinberger. Oxford Inter.Conference on Elementary Particles (1965).
4. А.Логунов, Нгуен Ван Хьен, И.Тодоров. Ann. of Phys. 31, 203 (1965).
5. K.Johnson, S.Treiman. Phys.Rev.Lett. 14, 189 (1965).
6. R.Good, N.Xuong. Phys.Rev. Lett. 14, 191 (1965).
7. R.Tripp, Baryon Resonances. CERN (1965).
8. Я.Зельдович. ЖЭТФ 38, 1381 (1959). G.Feinberg Phys. Rev. 109, 1381 (1958).
8. Л.Киселевич, Э.Оконов, Г.Тахтамышев, С.Хорозов. "Оценка электромагнитного формфактора K^0 - мезонов" Б-4-2923. Дубна (1966).

10. M. Good. *Phys. Rev.* 106, 591 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 апреля 1968 года.

Этот же текст был депонирован в библиотеке ОИЯИ 5/X-68г. (№БЗ-2964).