ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б2-1-4759

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 19

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

О.В.ДУМБРАЙС

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ФОРМФАКТОРА K^0-МЕЗОНА.

г.Дубна,1969 год.

А Н Н О Т А Ц И Я

Оцениваются поправки при определении электромагнитного формфактора K^0-мезона путем сравнения когерентной и некогерентной регенераций $K_L^0 \to K_S^0$, обусловленные изотопической неоднородностью регенератора и наличием спина у его ядер, а также вкладом неупругой регенерации под нулевым углом.

I. ВВЕДЕНИЕ

Исследование регенерации $K_L^0 \to K_S^0$ даёт редкую возможность получить информацию об электромагнитном формфакторе K^0-мезонов [I,2]. При прохождении K_L^0 - мезонов через вещество, помимо ядерной регенерации возникает регенерация, обусловленная различным взаимодействием K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов с электронами и зависящая существенным образом от электромагнитной структуры каонов. В очень хорошем приближении [2] можно считать, что регенерация на электронах происходит только в направлении K_L^0 - мезонов, т.е. вперед, причем сечение этой регенерации при наиболее благоприятной оценке [2] в сто раз меньше ядерного, поэтому выделить регенерацию на электронах из когерентного пика прямым способом не представляется возможным. Имеется, однако, косвенный способ [3] отделения когерентной ядерной регенерации: для этого необходимо экстраполировать некогерентную регенерацию, обусловленную рассеянием K-мезонов отдельными ядрами, в область малых углов вылета регенерированных K_S^0-мезонов. Разность между сечением когерентной регенерации и экстраполированным значением сечения некогерентной регенерации пропорциональна регенерации на электронах.

Рассмотрим, пренебрегая электронной регенерацией, отношение интенсивности когерентно регенерированных K_S^0 к интенсивности K_S^0- мезонов, возникших за счёт некогерентной регенерации на ядре на угол близкий к 0^0. Интенсивности обоих этих процессов пропорциональны квадрату амплитуды ядерной регенерации $|f_{21}|^2 = |f(0) - \bar{f}(0)|^2$, но их отношение a_0 от неё не зависит.(см., например, [4]):

$$a_0 = 4\lambda^2 N\Lambda \frac{1 + e^{-l} - 2e^{-l/2}\cos(\Delta m l)}{(1+4\Delta m^2)(1-e^{-l})} , \qquad (I)$$

где λ - длина волны,

N - число ядер в I см^3,

Λ - средний распадный пробег K^o_S - мезонов,

Δm - разность масс K^o_L и K^o_S,

$\ell = L/\Lambda$ - толщина регенератора в величинах Λ .

Если же учесть регенерацию на электронах, то отношение (I) будет иметь вид [3]:

$$a = a_o \left(1 \pm \frac{2 Re\, f_я\, f_{эл}}{|f_я|^2} + \frac{|f_{эл}|^2}{|f_я|^2}\right) , \qquad (I')$$

где амплитуда регенерации на электронах

$$f_{эл} = \frac{Z\, e^2}{3\,(\hbar c)^2}\, E_K\, \imath^2 \qquad (2)$$

существенным образом зависит от эффективного электромагнитного радиуса К^0 - мезонов и материала регенератора Z [1].

Сравнивая экспериментально полученное значение a с величиной a_o , которая может быть рассчитана, можно определить вклад регенерации на электронах и величину $\imath$ (если известны значения $Re\, f_я$ и $|f_я|$).

Этот метод был использован в работе [5], в которой была сделана первая оценка верхнего предела электромагнитного радиуса нейтрального каона - $\imath \leq 2{,}6\, F$, а также в работе [6], где этот предел был существенно снижен, так как не было найдено отклонение a от a_o на уровне I%.

I) Знак амплитуды регенерации на электронах не известен, поэтому член, содержащий множитель $f_{эл}$, входит со знаком $\pm$.

2. Случай нескольких ядерных амплитуд.

Выше предполагалось, что имеется только одна амплитуда ядерной регенерации $f_я$. Практически же, если не предъявить специальных требований к регенератору, имеется несколько амплитуд ядерной регенерации [7,8]. Например, в случае, когда регенератор состоит из смеси нескольких изотопов, каждому изотопу будет соответствовать своя амплитуда ядерной регенерации. Аналогично, если ядра регенератора имеют спин J, то вообще каждому из $2J+1$ спиновых состояний соответствует своя амплитуда ядерной регенерации.

В данном случае, когда нас интересуют процессы рассеяния под нулевым углом и близким к нулю, число различных амплитуд уменьшится вдвое, поскольку амплитуды рассеяния под углом нуль на ядрах с проекциями $\pm m$ спина J равны. Сечение когерентной регенерации пропорционально квадрату модуля сумм различных амплитуд, т.е. имеет место интерференция, а сечение некогерентной регенерации пропорционально сумме квадратов модулей тех же амплитуд, т.е. интерференция отсутствует. Поэтому отношение (I′) будет иметь более сложный вид.

Рассмотрим случай, когда имеется всего две амплитуды ядерной регенерации f_A и f_B. Интенсивность когерентно - регенерированных K_S^0 - мезонов равна:

$$|R_K|^2 = [\,|f_A|^2 N_A^2 + |f_B|^2 N_B^2 +$$

$$+2(\mathrm{Re} f_A \,\mathrm{Re} f_B + \mathrm{Im} f_A \,\mathrm{Im} f_B) N_A N_B + |f_{эл}|^2 (N_A + N_B)^2 \pm$$

$$\pm 2\,Re f_A f_{эл} N_A^2 \pm 2\,Re f_B f_{эл} N_B^2 \pm 4\sqrt{Re f_A Re f_B}\, f_{эл} N_A N_B\Big] \times$$

$$\times \frac{4\Lambda^2\lambda^2}{1+4\Delta m^2}\left[1+e^{-l}-2\cos(\Delta m l)\,e^{-l/2}\right] e^{-\frac{L}{u_A}-\frac{L}{u_B}} , \qquad (3)$$

где

N_A - число ядер типа A в I см^3,

N_B - число ядер типа B в I см^3,

u_A - средний ядерный пробег K-мезонов в случае наличия только ядер пика A,

u_B - средний ядерный пробег K-мезонов в случае наличия только ядер типа B.

Интенсивность некогерентной регенерации:

$$\left(\frac{dn}{d\omega}\right)_0 = \left[|f_A|^2 N_A + |f_B|^2 N_B\right]\Lambda\,(1-e^{-l})\,e^{-\frac{L}{u_A}-\frac{L}{u_B}} . \qquad (4)$$

Отношение (I$'$) примет вид:

$$a = 4\lambda^2\Lambda\,\frac{1+e^{-l}-2\cos(\Delta m l)\,e^{-l/2}}{(1+4\Delta m^2)(1-e^{-l})\left[N_A|f_A|^2+N_B|f_B|^2\right]} \times$$

$$\times\Big[|f_A|^2N_A^2+|f_B|^2N_B^2+|f_{эл}|^2(N_A+N_B)^2 +$$

$$+2(Re f_A Re f_B + Im f_A Im f_B)N_A N_B \pm 2\,Re f_A f_{эл} N_A^2 \pm$$

$$\pm 2\,Re f_B f_{эл} N_B^2 \pm 4\sqrt{Re f_A Re f_B}\, f_{эл} N_A N_B\Big] . \qquad (5)$$

Введем обозначения:

$$\alpha = \frac{N_B}{N_A}, \quad \beta = \frac{|f_B|^2}{|f_A|^2}, \quad \gamma = \frac{|f_{эл}|^2}{|f_A|^2},$$

$$\delta = \frac{2(\mathrm{Re}\, f_A \,\mathrm{Re}\, f_B + \mathrm{Im}\, f_A \,\mathrm{Im}\, f_B)}{|f_A|^2}, \quad \varepsilon = \frac{2\,\mathrm{Re}\, f_A\, f_{эл}}{|f_A|^2},$$

$$\varsigma = \frac{2\,\mathrm{Re}\, f_B\, f_{эл}}{|f_A|^2}, \quad \eta = \frac{4\sqrt{\mathrm{Re}\, f_A\, \mathrm{Re}\, f_B}\, f_{эл}}{|f_A|^2},$$

$$\nu = 4\lambda^2 \Lambda (N_A + N_B) \frac{1 + e^{-l} - 2\cos(\Delta m l) e^{-l/2}}{(1+4\Delta m^2)(1-e^{-l})}.$$

Тогда (5) перейдет в

$$a = \nu \frac{1 + \alpha^2\beta + (1+\alpha)^2\gamma + \alpha\delta \pm \varepsilon \pm \alpha^2\varsigma \pm \alpha\eta}{1 + \alpha + \alpha\beta + \alpha^2\beta}. \qquad (6)$$

При $N_B = 0$, $\alpha = 0$, т.е. при наличии только одной амплитуды, (6) переходит в (2). Расхождение в значениях a, вычисленных согласно (2) и (6), будет характеризовать поправки, обусловленные наличием второй амплитуды f_B [2].

3. Влияние изотопической неоднородности мишени на определение электромагнитного формфактора K^0-мезона.

Рассмотрим регенератор из естественной меди (69% Cu^{29}_{63} и 31% Cu^{29}_{65}). Пусть f_A - амплитуда регенерации на ядрах изотопа

---

2) Легко убедиться, что формула (6) симметрична относительно предельного перехода $N_A \to 0$ и $N_B \to 0$ или $f_A \to 0$ и $f_B \to 0$.

Cu^{29}_{63} , а f_B - амплитуда регенерации на ядрах изотопа Cu^{29}_{65}.

С помощью оптической модели (см. Приложение) при импульсе K^0_L -мезонов 3 Гэв/с были получены следующие значения амплитуд:

$f_A = - 26{,}61 - i\,22{,}01, \quad f_B = - 26{,}89 - i\,22{,}14.$

Отношения $\frac{a}{\nu}$, вычисленные согласно (2) и (6) (т.е. при $\alpha = 0$ и $\alpha = 0{,}45$), приведены в таблице I.

Таблица I

		$r=0$	$r=0{,}4F$	$r=0{,}8F$	$r=1{,}2F$	$r=1{,}6F$	$r=2{,}0F$	$r=2{,}4F$
$f_{эл}>0$	$\alpha=0$	I,0000	0,9922	0,9692	0,93I8	0,88I6	0,8208	0,752I
	$\alpha=0{,}45$	0,9998	0,992I	0,9692	0,932I	0,8822	0,82I8	0,7535
$f_{эл}<0$	$\alpha=0$	I,0000	I,0078	I,03I7	I,0724	I,I3I6	I,2II5	I,3I47
	$\alpha=0{,}45$	0,9998	I,0076	I,03I3	I,07I7	I,I304	I,2096	I,3II9

4. Влияние спина ядер на определение электромагнитного формфактора K^0-мезона

Общей теории для вычисления амплитуд регенерации на ядрах со спином не существует. В случае деформированных ядер зависимость амплитуды регенерации от спина ядра можно связать с параметром деформации ядра. Действителвно, в случае тяжелых деформированных ядер, спиновыми силами можно пренебречь, а зависимость регенерации от спина ядер можно свести к чисто кинематическому эффекту - к " видимой площади" ядра в зависимости от значения проекции спина ядра на пучок падающих K^0_L -мезонов.

Рассмотрим, для примера, регенератор из Tb^{159}_{65} , ядра которого имеют спин 3/2 и параметр деформации $\beta_{эфф}$ =0,3. При помощи оптической модели с деформированным потенциалом (см. Приложение; для импульса K_L^0 - мезонов 3 Гэв/с)были получены следующие значения амплитуд f_A и f_B: f_A =-52,79 - - i35,83, f_B = - 41,63 - i29,64, где f_A - амплитуда регенерации на ядрах с проекцией спина $\pm 3/2$ на направление падающего пучка K_L^0 - мезонов, f_B - амплитуда регенерации на ядрах с проекцией спина $\pm$ I/2.

Отношение $\frac{a}{\gamma}$, вычисленное согласно (6) приведены в таблице 2. $\alpha=0$ соответствует случаю наличия только ядер с проекцией спина $\pm$ 3/2. $\alpha=1$ соответствует полной деполяризации ядер регенератора.

Таблица 2

		$z=0$	$z=0,4F$	$z=0,8F$	$z=1,2F$	$z=1,6F$	$z=2,0F$	$z=2,4F$
$f_{эл}>0$	$\alpha=0$	I,0000	0,9898	0,9598	0,9II3	0,8466	0,7688	0,682I
	$\alpha=1$	0,9878	0,9767	0,9442	0,89I9	0,8225	0,7399	0,6492
$f_{эл}<0$	$\alpha=0$	I,0000	I,0I02	I,04I4	I,0948	I,I729	I,2787	I,4I63
	$\alpha=1$	0,9878	I,00I0	I,0328	I,09I2	I,I768	I,2935	I,4463

5. Поправки, обусловленные неупругой регенерацией под нулевым углом.

Под неупругой регенарцией K_L^0 - мезонов будем понимать некогерентные процессы, в которых регенерируются K_L^0 - мезоны, оставляя ядра регенератора в возбужденном состоянии.

Строго говоря, для того чтобы можно было бы пользоваться рассмотренными формулами, сечение неупругой регенерации надо вычесть из сечения некогерентной упругой регенерации.

Известно, что сечение возбуждения ядерных уровней в импульсном приближении, в нулевом приближении по параметру qR, где q - переданный импульс, R - радиус ядра, всегда равно нулю. Можно поэтому ожидать, что сечение неупругой регенерации при нулевом угле и, следовательно, рассматриваемая поправка будет мала.

Учёт следующих приближений (см., например,[13]) позволяет связать сечение возбуждения ядерных уровней в импульсном приближении с вероятностью γ - перехода между возбужденным и основным состоянием ядра. Тем самым появляется возможность оценить сечение неупругой регенерации K_L^0 - мезонов, исходя из экспериментально измеренных значений вероятностей γ -переходов.

Так, например, (см.Приложение) сечение регенерации K_L^0-мезонов с дипольным возбуждением ядра O^{16} порядка 10^{-4} ферми ^{2}, что оказывается на семь порядков меньше сечения регенерации без возбуждения, рассчитанного по оптической модели. Можно предположить, что вероятность возбуждения более высоких уровней ещё меньше.

6. Заключение.

Изотопическая неоднородность мишени из меди вносит очень малые поправки в отношение когерентной регенерации в некогорентной - порядка 0,02% при $z=0$. Даже для $z=2,4F$ поправка достигает всего лишь 0,3%.

Ничтожные поправки вносит также учет неупругой регенерации под нулевым углом.

Наличие спина деформированных ядер вносит поправки значительно более существенные - порядка I% , если $z=0$ и $\sim 3\%$ при $z=2,4F$. Поэтому для ~~так~~ого точного определения электромагнитного формфактора K^0-мезона рассматриваемым методом следует использовать регенератор из бесспиновых ядер.

В принципе измерение отношения когерентной регенерации к некогерентной можно использовать для изучения спиновой зависимости регенерации, хотя и этот метод мало эффективен. Так в случае Tb^{159}_{65} сечения когерентной и некогорентной регенераций в отдельности изменяются при переходе от деполяризованной мишени к полностью выстроенной на 20%, а их отношение - только на I% (без учета электронной регенерации). Аналогичные цифры для Ho^{165}_{67} - 60% и 3% , для U^{233}_{92} - 30% и I,5 %.

Выражаю глубокую благодарность М.И.Подгорецкому за постановку задачи и ценные замечания, В.Л.Любошицу и Э.О.Оконову за полезные обсуждения и М.С.Журавлевой за указание литературы по методу вычислений по оптической модели.

Л И Т Е Р А Т У Р А

I. G. Feinberg. Phys. Rev. <u>I09</u>, 984 (I958).

2. Я.Зельдович.ЖЭТФ, <u>36</u>, I38I (I959).

3. Э.Оконов. Препринт, PI-3788,ОИЯИ (I968).

4. Л.Окунь. "Слабые взаимодействия элементарных частиц". Физматгиз (I963), стр.2II.

5. Л.Киселевич, Э.Оконов, Г.Тахтамышев, С.Хорозов. Б-4-2923, Дубна (I966).

6. К.Руббиа и др. Не опубликовано.

7. M. Good. Phys. Rev. <u>I06</u>, 59I, I958; <u>II0</u> , 550,I958.

8. Л.И.Лапидус, ЯФ, <u>8</u>, 8I (I968).

9. A. Böhm, P. Darriklat, C. Grosso, V. Kaftanov, K. Kleinknecht, H.L. Lynch, C. Rubbia, H. Ticho, K. Tittel. Phys. Lett., <u>27 B</u>, 594 (1968).

I0. A. A. Carter, Cambridge University report HEP 68-10 (1968).

II. S.A. De Wit, G. Backenstoss, C. Daum, J.C. Sens. Nucl. Phys. <u>87</u>, 657 (1967).

I2. "Строение атомного ядра" Издательство иностранной литературы, Москва, I959, стр.6I7.

I3. Б.П.Банник, В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий. Препринт, P-288I, ОИЯИ (I966).

I4. "Гамма лучи" Издательство Академии наук СССР, Москва, I96I, стр.I42.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

I. Согласно оптической модели (см., например,[9]) амплитуду рассеяния K^0-мезонов под углом 0^0 на ядре можно представить в виде:

$$Re\, f = K_0 \int_0^\infty exp\left\{-\left[Z\, Im(K^+,n) + (A-Z)\, Im(K^+,p)\right] \times \right.$$

$$\left. \times \frac{1}{A}\frac{4\pi}{K_0}\int_0^\infty R(\sqrt{s^2+b^2})\,ds\right\} \sin\left\{\left[Z\, Re(K^+,n) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + (A-Z)\, Re(K^+,p)\right] \times \frac{1}{A}\frac{4\pi}{K_0}\int_0^\infty R(\sqrt{s^2+b^2})\,ds\right\} b\, db\,,$$

$$Im\, f = K_0 \int_0^\infty \left(1 - exp\left\{-\left[Z\, Im(K^+,n) + (A-Z)\, Im(K^+,p)\right] \times \right.\right.$$

$$\left. \times \frac{1}{A}\frac{4\pi}{K_0}\int_0^\infty R(\sqrt{s^2+b^2})\,ds\right\} \cos\left\{\left[Z\, Re(K^+,n) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + (A-Z)\, Re(K^+,p)\right] \times \frac{1}{A}\frac{4\pi}{K_0}\int_0^\infty R(\sqrt{s^2+b^2})\,ds\right\} b\, db\,,$$

где

K_0 - волновое число K^0-мезона,

$R(\sqrt{s^2+b^2}) = \dfrac{R_0}{1 + exp\dfrac{\sqrt{s^2+b^2} - c}{d}}$ - сферически симметричное распределение Ферми,

c и d - параметры распределения Ферми,

R_0 - плотность нуклонов в центре ядра,

b - прицельный параметр,

S - переменная вдоль пути K^0-мезона в ядре.

Аналогичные выражения справедливы для амплитуды рассеяния $\bar{K}^0$ - мезонов; при этом K^+-мезон заменяется на K^--мезон.

Величины $Re(K^{\pm},p)$, $Re(K^{\pm},n)$, $Jm(K^{\pm},p)$ и $Jm(K^{\pm},n)$ брались из работы [10], где они вычислены основываясь на экспериментальных данных о $K^{\pm}p$ и $K^{\pm}n$ рассеянии.

2. В случае деформированных ядер сферически симметричное распределение Ферми заменяется на деформированное распределение [11]:

$$R(\sqrt{S^2+b^2}) = \frac{R_0}{1+\exp\frac{\sqrt{S^2+b^2}\,(1-\beta_H)-c}{d}}$$

где

β_H - наблюдаемый параметр деформации.

Параметр деформации β непосредственно связан с внутренним квадрупольным моментом ядра Q_0. Поскольку принцип неопределенности не допускает точной локализации направления момента количества движения, то наблюдаемый квадрупольный момент ядра Q и, следовательно, наблюдаемый параметр деформации β_H не совпадают с Q_0 и β. Связь между ними можно найти, используя трансформационные свойства волновой функции симметрического волчка. Оказывается (см. [12]), что

$$Q = \frac{[3M^2-J(J+1)][3K^2-J(J+1)]}{J(J+1)(2J-1)(2J+3)}\,Q_0 ,$$

где

J - спин ядра,

M - проекция спина на выделенное направление в пространстве,

K - проекция спина на ось симметрии ядра.

В основном состоянии ядра $K=J$. Для ядра со спином 3/2 $\beta_H = 0,02\,\beta$ при $M = \pm 3/2$ и $\beta_H = -0,02\,\beta$ при $M = \pm 1/2$.

Величины R_0, c, d, β для деформированных ядер брались из работы [II], а для C_u из [9].

Все вычисления проводились на ЭВМ БЭСМ-4М.

3. В случае малых переданных импульсов сечение квазиупругого рассеяния вперед бесспиновых частиц на легких ядрах связана с вероятностью 2^L - польного электрического излучения [I3]:

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{\vartheta=0} = \frac{\hbar^2 c}{e^2}\,\frac{2(\Delta S)^2}{\Delta S+1}\,\frac{2S_B+1}{2S_A+1}\,|\alpha(E,0)|^2\,\frac{P(B\to A+\gamma)}{\Delta E},$$

где

S_A - спин основного состояния ядра,

S_B - спин возбужденного состояния ядра,

$\Delta S = |S_A - S_B|$,

ΔE - энергия возбужденного уровня,

$L = S_A + S_B$

$|\alpha(E,0)|^2$ - сечение на нуклоне,

$P(B\to A+\gamma)$ - вероятность 2^L - польного электрического возбуждения.

В случае дипольного возбуждения O^{16}, ΔE =7,I2 MeV, $P(B\to A+\gamma)\sim 10^{15}\,sek^{-1}$ [I4.] Это приводит к

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{\vartheta=0} \sim 10^{-4} F^2.$$

Dimbrajs