БЕТА-АСИММЕТРИЯ ПРИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЯДЕР МЕТОЛОМ ГОРТЕРА-РОУЗА

В. А. ДЖРБАШЯН

à

Получены формулы, наиболее общие из имеющихся, для степени

поляризации, через которую выражается бета-асимметрия. Для частного случая Со⁶⁰ теория сравнивается с экси и др. [1], наблюдавших, фактически, зависимость асиммет ратуры. Формулы для f₁, ответственные с точностью до множителя за описание этой зависимости, согласуются с Для частного случая Собо теория сравнивается с экспериментом Ву и др. [1], наблюдавших, фактически, зависимость асимметрии от температуры. Формулы для fp ответственные с точностью до постоянного множителя за описание этой зависимости, согласуются с результатами эксперимента.

I. Введение

Первыми экспериментами, доказавшими нарушение пространственной четности в слабых взаимодействиях, были эксперименты Ву и др. [1], наблюдавших асимметрию "вверх-вниз" при β-распаде поляризованных ядер Со⁶⁰, и Ледермана и др. [2], обнаруживших продольную поляризацию и-мезонов, возникающих при распаде п-мезонов.

Эти эффекты могут быть описаны как корреляции спина и импульса типа ор, меняющие знак при пространственной инверсии.

Таким образом, в количественное описание эффектов, наряду с величинами, связанными сугубо с природой слабого взаимодействия, входит степень поляризации.

Механизм, объясняющий величину остаточной поляризации и-мезонов, наблюденную в работе [2]*, был предложен нами [4] в 1958 г.

Вэксперименте [1] главной трудностью [5] было создание ориентации ядерных спинов. С этой целью применялся метод поляризации ядер, основанный на использовании их взаимодействия с электронными оболочками парамагнитных ионов. Магнитное поле порядка нескольких сотен эрстед, достаточное для преодоления дезориентирующего эффекта теплового движения при температуре T~0,01°K, накладывалось на кристалл 2 Ce (NO3)3 Mg (NO3) 24 H2O, содержащий радиоактивные ядра Co⁶⁰. Степень поляризации f₁ ядер Co⁶⁰ рассчитывалась в [6] по наблюдавшейся анизотропии в распределения ү-лучей, сопутствующих β-распаду.

Общая теория углового распределения излучения ядер, поляризованных методом Гортера-Роуза, развита в работе [7]. На этой основе в работе [8] рассмотрена анизотропия у-излучения. В настоящей статье рассматривается асимметрия β-электронов. Полученные выражения для f₁, наряду с результатами работы [8], дают возможность анализировать трудности теоретического характера, имевшие место при расчете [1, 6] эксперимента Ву и др., и показать, что последний согласуется с V-А теорией вдоль всей кривой асимметрии.

40.52

basen ante

* А также в аналогичных работах, осуществленных позже [3]. Soll & Singles A States

В. А. Джрбашян

166

Угловое распределение испущенных при β -распаде электронов получится в общем случае, если в формулу для W, приведенную в [7, 8], подставить значения параметров излучения $C_{vv}(L'L\pi x)$, подсчитанных Альдером и др. [9] для β -распада с учетом возможности несохранения четности.

В результате для углового распределения β-частиц получается формула вида

$$W(\theta) = \xi \left(1 + \alpha \cos \theta\right). \tag{1}$$

Здесь θ — угол между направлениями поляризации ядра и вылета электрона. Для гамов-теллеровского перехода, каковым является, в частности, β -распад Co^{60} , коэффициент асимметрии есть

$$\alpha = f_1(I, T) \lambda_{II'} \frac{v_e}{c} A (1-b).$$
⁽²⁾

Степень поляризации $f_1(I, T)$ является функцией от температуры T. Она в первом и втором приближениях рассматривается в параграфах II и III.

Величина $\lambda_{II'}$, зависящая от начального *I* и конечного *I'* спинов распадающегося ядра, равна

$$\lambda_{II'} = \begin{cases} 1 & \text{для } I' = I - 1 \\ 1/(I+1) & \text{для } I' = I \\ -I(I+1) & \text{для } I' = I + 1. \end{cases}$$
(3)

В множителе A выражения (2) представлены константы связи слабого взаимодийствия C_i и C_i, введенные^{*} Ли и Янгом [10],

$$A = \frac{2 \operatorname{Re} \left(C_T C_T^{'^*} - C_A C_A^{'^*} \right) - \frac{Z e^2}{\hbar c p} 2 \operatorname{Im} \left(C_T C_A^{'^*} + C_T^{'} C_A^* \right)}{|C_T|^2 + |C_T^{'^2} + |C_A|^2 + |C_A^{'^*}|^2}.$$
 (4)

Величина b в выражении (2) есть поправка на рассеяние назад.

В параграфе IV теория сравнивается с экспериментом Ву и др., рассмотренным в [1, 6].

II. Первое приблыжение

Для вычисления степени поляризации (степени ориентации первого порядка) $f_1(I, T)$ будем пользоваться результатами работ [7, 8, 13]. Если пренебречь поперечной частью взаимодействия в гамильтониане (3) работы [8], то выражение для f_1 сведется к формуле (9) работы [13] при k = 1.

В нашем рассмотрении как нулево е приближение $f_1^{(0)}(I, \varphi)$, где $\varphi = AS/kT$, примем частный случай этой формулы, получающийся при

^{*} Отклонения от теорий Ли, Янга [10] и Фейнмана, Гелл — Манна [11], наблюденные в распадах К°-мезонов и в асимптотике процессов рассеяния, не затрагивают [12] рас сматриваемую область малых энергий.

предположении $\exp(-g\beta H/kT) \ll 1$. Формула для $f_1^{(0)}(I, \varphi)$ приведена в выражении (6) той же работы.

В этом параграфе рассмотрим f_1 в следующем, втором приближении теории возмущений.

Согласно формуле (1) работы [13]

$$f_1 = \frac{\sum m a_m}{J \sum_m a_m} , \qquad (5)$$

где в качестве заселенностей нужно подставить выражение [8]

$$a_{m} = \left\{ 1 + \delta \left\{ m - m^{2} - \frac{2}{\alpha \tau \left(\operatorname{cth} \frac{\varphi}{2} - 1 \right)} \left[I(I+1) - m \operatorname{cth} \frac{\varphi}{2} - m^{2} \right] \right\} \exp m\varphi \exp \left[-\alpha S \tau + \delta I(I+1) \right]; \quad (6)$$

здесь

$$\delta = B^* S/2g\beta HkT, \quad \alpha = g\beta H, \ \tau = -1/kT.$$

Суммируя по значениям проекции спина ядра в числителе выражевия (5)

$$\frac{1}{I} \sum_{m} m \alpha_{m} = f_{1}^{(0)} + \delta \left\{ \left(\operatorname{cth} \frac{\varphi}{2} + 1 \right) \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\alpha \tau} \right) f_{1}^{(0)} + \frac{3}{2} I f_{2}^{(0)} \right] - I (I+1) f_{1}^{(0)} \right\} \left[\operatorname{sh} \left(I + \frac{1}{2} \right) \varphi / \operatorname{sh} \frac{\varphi}{2} \right] \times \\ \times \exp\left[-\alpha S \tau + \delta I (I+1) \right]$$
(7)

и в знаменателе [8]

$$\sum_{m} \alpha_{m} = \left\{ 1 - \delta \left[I(I+1) - \left(\operatorname{cth} \frac{\varphi}{2} + 1 \right) If_{1}^{(0)} \right] \right\} \times \left[\operatorname{sh} \left(I + \frac{1}{2} \right) \varphi/\operatorname{sh} \frac{\varphi}{2} \right] \exp \left[-\alpha S \tau + \delta I(I+1) \right], \quad (8)$$

найдем

$$f_{1} = f_{1}^{(0)} + \delta \left(\operatorname{cth} \frac{\varphi}{2} + 1 \right) \left[\left(\frac{1}{2} - I f_{1}^{(0)} + \frac{1}{\alpha \tau} \right) f_{1}^{(0)} + \frac{3}{2} I f_{2}^{(0)} \right] .$$
(9)

Это выражение объединяет как частные случаи известные формулы:

1) при $B/g\beta H \rightarrow 0$, $f_1 = f_1^{(0)}$, формула, график которой использован при интерпретации опыта **B**y [1, 6];

2) при
$$\varphi \ll 1$$
, $f_1 = \frac{I+1}{3} \left[\varphi + \delta \left(1 + \frac{1}{\alpha \tau} \right) \right]$, это есть формула,

полученная Роузом и др. [14].

Выражение (9) имеет симметричный вид. Все члены в добавке

к нулевому приближению $f_1^{(0)}$ содержат в качестве множителей $\delta\left(\coth rac{\varphi}{2} + 1
ight)$ и степень ориентации некоторого порядка.

III. Второе приближение

В параграфе III работы [8], в частности, вычислены заселенности ядерных уровней в третьем приближении теор^ии возмущений с учетом специфики возможного большого спина. Результат приведен в выражении (21). Подставляя это выражение в соотношение (5) настоящей работы, степень ориентации первого порядка можем представить в той же форме, в какой в работе [8] представлены степени ориентации второго и четвертого порядков:

$$f_1 = f_1^{(0)}(\varphi) + \delta (y+1) \frac{N_1(\varphi)}{D(\varphi)}.$$
 (10)

Здесь $f_1^{(0)}$ есть упомянутое в параграфе II нулевое приближение, $y = \operatorname{cth} \frac{\varphi}{2}$,

$$\begin{split} D(\varphi) &= 1 - \delta I_{1} [2 - (y + 1) f_{1}^{(0)}] - \frac{A}{\alpha} \delta I \left\{ -2 (I - 1 + S) + \right. \\ &+ (y + 1) \left[\left(S - \frac{1}{2} \right) f_{1}^{(0)} + \frac{3}{2} I f_{2}^{(0)} \right] \right] + \delta^{2} I \times \\ &\times \left\{ 2 I + (y + 1) \left[- \left([2I - \frac{1}{2} \right) f_{1}^{(0)} + \frac{3}{2} y I f_{2}^{(0)} \right] \right\}, \quad (11) \\ &N_{1}(\varphi) = \left(\frac{1}{2} - I f_{1}^{(0)} + \frac{1}{\alpha \tau} \right) f_{1}^{(0)} + \frac{3}{2} I f_{2}^{(0)} - \frac{A}{\alpha} \times \\ &\times \left\{ \left[I (I + 1) - \frac{1}{2} (2 - S) - \left(S - \frac{1}{2} \right) I f_{1}^{(0)} - \right. \\ &- \frac{3}{2} I^{2} f_{2}^{(0)} \right] f_{1}^{(0)} + \left(-y + \frac{1}{2} S \right) 3 I f_{2}^{(0)} \right\} + \\ &+ \delta \left\{ I (I - 1) \left[\left(\frac{1}{2} - I f_{1}^{(0)} \right) f_{1}^{(0)} + \frac{3}{2} I f_{2}^{(0)} \right] + \\ &+ \left\{ \left[I (I + 1) - \frac{1}{2} \right] \left(- \frac{1}{2} + I f_{1}^{(0)} \right) - \frac{3}{2} y I^{2} f_{2}^{(0)} \right\} f_{1}^{(0)} + \\ &+ \frac{3}{2} \left[\frac{1}{2} y - \frac{5}{7} I (I + 1) + \frac{3}{7} \right] I f_{2}^{(0)} - \frac{5}{4} I^{2} f_{4}^{(0)} \right\}. \end{split}$$

Из соотношений (10), (11) и (12) следует, что упомянутые в параграфе II свойства f_1 сохраняются во втором приближении для числителя добавки.

IV. Сравнение с экспериментом

В этом параграфе мы применим развитую выше теорию к эксперименту Ву и др. [15].

Для перехода в ядре Co^{60} I = 5, $\lambda_{54} = 1$. В согласии с данными по $\beta - \nu$ корреляции, если принять еще, что гамов-теллеровское взаимодействие определяется аксиально-векторным! членом и подставить, согласно By [1, 6], для средней скорости электронов $v_{e/c} = 0,6$, то из (2) и (4) для коэффициента асимметрии получим

$$\alpha = 0,6(1-b)f_1A,$$
 (13)

$$A = -\frac{2Re(C_A C_A^{*})}{|C_A|^2 + |C_A^{*}|^2}$$
 (14)

Из (13) и (14), согласно рассуждениям Ву, подробно изложенным ею в главе 24 книги [6], имея результаты измерений β -асимметрии и γ -анизотропии, приведенные на рис. 1, можно получить сведения о константах связи C_A и C'_A .

Для нахождения поляризации f_1 из γ -анизотропии использовались^{*} графики функций, обозначенных в [8, 13] как функции нулевого приближения $f_2^{(0)}$ (5, φ) и $f_1^{(0)}$ (5, φ).

Если экстраполировать данные по ε , то для момента, обозначенного на рис. 1 как t = 0, можно найти значение, равное примерно 0,35. Этому, согласно формуле (7) и таблице работы [8], соответствует $f_1^{(n)} = 0,68$ (у Ву 0,65).

Экспериментальные кривые для данных по β -асимметрии, экстраполированные авторами эксперимента, также приведены на рис. 1. Для момента t = 0 из этих кривых следует значение $\alpha = -0.25$. Если наряду с этими величинами в формулу (13) подставить b = 0.36, что близко к значению поправки на рассея-



Рис. 1. Результаты измерения β-асимметрии и γ-анизотропии в эксперименте с поляризовавным Со⁶⁰ [1, 6]. а, 6 — γ-анизотропия, в — β-асимметрия.

ние назад, приведенному Ву (30-35%), то, учитывая (14), будем иметь

$$A = -1, C_A = C'_A.$$
 (15)

* См. гл. 19Б книги [6].

Последнее равенство в (15), полученное Ву, означает, что в лептонном токе строго осуществляется V - A вариант. Это утверждение с $20^{\circ}/_{0}$ -ой точностью [6, 16] согласуется с результатами измерений продольной поляризации электронов и позитронов и отношения K-захвата к испускаяию позитронов.

Однако нетрудно убедиться, что трактовка Ву в количественном отношении не совсем корректна. Величины A и C'_A/C_A принимают значения (15) лишь для одной левой точки кривой асимметрии. Между тем их значения должны быть одними и теми же для всех точек.

Как следует из рис. 1, на эксперименте фактически была наблюдена зависимость асимметрии от температуры. Эта зависимость входит неявным образом, через время. Зависимость температуры от времени можно найти, используя формулы для γ -анизотропии и измерения последней, приведенные на рис. 1.

Подставляя найденное в аргумент вычисленного f_1 , получим ход поляризации как функцию от времени.

Учитывая (1) и (13), теперь можно провести сравнение с экспериментальными точками рис. 1.

Рассмотрим сначала случай больших внешних полей $H\gtrsim$ 1000 эрстед.

Из результатов работы [8] следует, что в этом случае можно воспользоваться функциями [8, 13] нулевого приближения $f_k^{(0)}$, k = 1, 2, 4.

На рис. 2 жирная кривая представляет β-асимметрию для рассматриваемого случая. Характерной особенностью этой кривой, отли-





чающей ее от экспериментальной кривой рис. 1, является то, что при низких температурах, соответствующих малым временам, асимметрия, аналогично поведению f_k , проявляет тенденцию к насыщению. Для начальной точки $T = 0.014^{\circ}$ K, $f_1 = 0.68$, $\alpha = -0.19$ (вместо -0.25).

171

Если в формулы (13) и (14) подставить еще согласно Ву b=1/3, то для отношения C_A/C_A получатся два значения 2,47 и 0,41 вместо (15). Если в формулы (13) и (14) подставить $C_A/C_A = 1$, то полу чится $b = 53^0/_0$.

r

Теперь рассмотрим β-асимметрию, когда внешние поля порядка нескольких сот эрстед, в соответствии с условиями эксперимента. Для таких полей необходимо пользоваться формулами параграфов III настоящей статьи и работы [8].

При H = 288 эрстед теоретическая кривая β -асимметрии изображена на рис. 2 тонкой линией. С целью найти зависимость температуры от времени использована кривая C_2 , приведенная на рисунке работы [8]. Из этих рисунков следует, что там, где γ -анизотропия не согласуется с экспериментом (при температурах $T > 0,018^{\circ}$ K, соответствующих временам t > 4 мин), в силу неправомерности подхода при не низких температурах, β -асимметрия не согласуется также. Эта часть кривой на рис. 2 изображена пунктиром.

Для начальной точки T = 0,007°К, $f_1 = 0,78$, $\alpha = -0,18$. Некоторое увеличение значения f_1 связано с тем обстоятельством, что с уменьшением H поляризация убывает медленнее, чем выстроение. Вместе с уменьшением $|\alpha|$ это приводит согласно (13) к еще большемууменьшению |A|, т. е. к еще большему ухудшению согласия с утверждением By (15). Для $b = 1/3 C_A/C_A$ равно 3,16 или 0,32. Для $C_A = C_A$ должно быть $b = 62^0/_0$.

Если в соответствии с [1, 6] принять, что начальная точка ри сунков 1 и 2 соответствует $T = 0,01^{\circ}$ К, то наблюдаемая в этой точке γ -анизотропия получится (см. [8]) при $H \sim 430$ эрстед. Согласно формулам (10), (11) и (12) это приведет к значению $f_1 = 0,72$. Для b = 1/3 C'_A/C_A получится равным 2,66 или 0,38. Для $C'_A = C_A b = 56^{\circ}/_{\circ}$.

Таким образом, вместо кажущегося согласия (15) получается значительное расхождение с V - A теорией. Оно устраняется, когда вместо приведенного Ву значения 0,6 [1, 6] для средней скорости электронов v_e/c используется значение 0,48, полученное при учете возмущения кулоновским полем ядер. Наряду с этим, подставляя в согласии с Ву $b = 35^0/_0$, для C'_A/C_A и A будем иметь

при Н~ 430 эрстед 0,56 или 1,80 и −0,85

при Н≥1000 эрстед 0,63 или 1,59 и -0,90.

Резюмируя, можно сказать, что в нашем подходе, в отличие от подхода Ву [6]:

1) формулы (1) и (2) претендуют на удовлетворение со всеми экспериментальными точками, а не только с начальной точкой рисунков 1 и 2,

2) согласие с экспериментальными точками получается лучшее.

Для величины A (14) получается значение, близкое к предсказываемому V — A вариантом лептонного тока слабого взаимодействия.

Ереванский физический институт

Поступила 6.1.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. C. S. Wu, E. Ambler et al., Phys. Rev., 105, 1413 (1957).

2. R. L. Garwin, L. M. Ledermen, M. Weinrich, Phys. Rev., 105, 1415 (1957).

3. А. О. Вайсенберг, Мю-мезон. М., 1964.

4. В. А. Джрбашян, ЖЭТФ, 36, 277 (1959).

5. А. И. Алиханов, Слабые взаимодействия, М., 1960.

6. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, М., 1969.

7. V. A. Djrbashian, Nucl. Phys., A103, 177 (1967).

8. В. А. Джрбашян, Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 439 (1971).

9. K. Alder, B. Stech, A. Winther, Phys. Rev., 107, 728 (1957).

10. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev., 104, 254 (1956).

11. R. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev., 109, 193 (1958).

12. Е. П. Шабалин, ЯФ, 13, 411 (1971).

13. В. А. Джрбашян, Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 433 (1971).

14. A. Simon, M. F. Rose J, M. Jauch, Phys. Rev., 84, 1155 (1951).

 V. A. Djrbashian, Abstracts of contributions submitted to the XVth International Conference on High Energy Physics, Kiev, 419 (1970).

16. M. T. Burgy et al., Phys. Rev., 120, 1829 (1960).

ՔԵՏԱ–ԱՍԻՄԵՏՐԻԱՆ ԳՈՐՏԵՐ–ՌՈՈՒԶԻ ՄԵԹՈԴՈՎ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԸ ԲԵՎԵՌԱՑՆԵԼԻՍ

4. 2. RPPUTSUL

Ստացված են դոյություն ունեցողներից ամենից ավելի ընդհանուր բանաձևեր քլ բևեռացման աստիճանի համար, որի միջոցով արտահայտվում է բետա—ասիմետրիան։

Co60 միջուկի մասնավոր դեպքի համար տեսությունը համեմատվում է Վուի և ուրիշների [1] էջսպերիմենաի հետ, որտեղ փաստորեն դիտվել է ասիմետրիայի կախումը ջերմաստիճանից։ f₁-ի համար բանաձևերը, որոնք հաստատուն դործակցի ճշտությամը պատասխանատու են

այդ կախումը նկարագրելու համար, համապատասխանում են էջսպերիմենտի արդյունջներին։

BETA-ASYMMETRY IN THE CASE OF POLARIZATION OF NUCLEI BY GORTER-ROSE METHOD

V. A. DJRBASHIAN

The most general formulae of existing ones are obtained for the degree of polarization f_1 by which the beta-asymmetry is expressed.

The theory is compared with the Wu et al. [1] experiment, where the dependence of asymmetry on the temperature has been observed, in fact, for the particular case of Co^{60} .

The formulae for f_1 which are responsible to within the constant factor for the description of this dependence agree with the results of experiment.

172