Изв. АН Армянской ССР, Физика, 6, 439—448 (1971)

ГАММА-АНИЗОТРОПИЯ ПРИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЯДЕР МЕТОДОМ ГОРТЕРА-РОУЗА

В. А. ДЖРБАШЯН

Получены формулы, наиболее общие из имеющихся, для степеней ориентации, через которые выражается гамма-анизотропия. Выяснена физическая причина зависимости от H, порядка нескольких сот эрстед, при $T \sim 0{,}01^\circ$K, заключающаяся в противодействии со стороны ядра.

Для частного случая Co^{60} теория согласуется с экспериментом в интервале температур $0{,}0056^\circ\text{K} < T < 0{,}01^\circ$K.

I. Введение

Гортер [1] и Роуз [2] впервые отметили возможность использования больших внутренних полей в некоторых парамагнитных ионах для поляризации ядер через сверхтонкое взаимодействие. В дальнейшем этот вопрос детально обсуждался в работах [3, 4].

Теория, предлагаемая в настоящей статье, является наиболее общей из имеющихся, что дает возможность провести сравнение с экспериментом [5].

Угловое распределение излучения ядер, поляризованных методом Гортера-Роуза, в общем случае имеет вид [4]

$$W = \Sigma (-1)^{I_i + I_f + L + k} < I_f \| L\pi \| I_i > < I_f \| L'\pi \| I_i > \times$$
$$\times C_{k\tau} (L'L\pi x)(2I+1) \begin{Bmatrix} I_i & I_i & k \\ L & L' & I_f \end{Bmatrix} G_{k\eta} (I_i) D^k_{\eta\tau} (\vec{z} \to \vec{k}), \qquad (1)$$

где $C_{k\tau} (L'L\pi x)$ есть [6, 7] радиационный параметр для излучения типа x,

$$G_{k\eta}(I) = \sum_{mm'} (-1)^{I-m} (2k+1)^{1/2} \begin{pmatrix} I & I & k \\ m & -m' & \eta \end{pmatrix} < m|\rho|m' >, \qquad (2)$$

обобщение [4] статистического тензора [6] $G_k(I)$ на случай наличия недиагональных элементов матрицы плотности. В частном случае, когда магнитное поле приложено параллельно оси кристалла, гамильтониан парамагнетика

$$H_\| = g_\| \beta H S_0 + A I_0 S_0 + B (I_+ S_- + I_- S_+) \qquad (3)$$

сохраняет сумму проекций спинов ядра m и электронной оболочки μ. Тогда [4] матрица плотности диагональна, $G_{k\eta}(I)$ сводится к $G_k(\mathrm{I}) = W^{-1}_k f_k(\mathrm{I})$, т. е. пропорционально величине $f_k(I)$ [6] степени ориентации порядка k. Если с помощью U_k [6] учесть изменение ориентации из-за предшествующих переходов $I_0 \to I'_0 \to \cdots I_i$, то для чистого мультипольного ($L=L'$) гамма-излучения выражение (1) примет вид

$$W(\vartheta) = \sum_k (2I_0+1)^{1/2} [W_k (I_0)]^{-1} f_k(I_0) U_k F_k P_k(\cos \vartheta), \qquad (4)$$

где $F_k = F_k(LL I_f I_i)$—известные в теории угловых распределений [6, 7]

F—коэффициенты, $P_k(\cos\vartheta)$—полиномы Лежандра. Анизотропия γ-излучения по определению [5] есть

$$\varepsilon = \frac{W\left(\frac{\pi}{2}\right) - W(0)}{W\left(\frac{\pi}{2}\right)}, \tag{5}$$

Применяя (см. [6]) формулу (4) к γ-переходам 4(2)2 и 2(2)0, следующим за β-переходом 5(1)4 в ядре Co^{60}, нетрудно убедиться, что угловые распределения этих излучений совпадают и могут быть выражены через степени ориентации f_2 и f_4 уровня с $I=5$:

$$W(\vartheta) = 1 + \frac{25}{42}f_2 - \frac{625}{672}f_4 - \frac{75}{42}\left(f_2 - \frac{125}{24}f_4\right)\cos^2\vartheta - \frac{3125}{288}f_4\cos^4\vartheta. \tag{6}$$

Анизотропия γ-излучения Co^{60} согласно (5) и (6) равна

$$\varepsilon = \frac{3f_2 + 2{,}60f_4}{1{,}68 + f_2 - 1{,}56f_4}, \tag{7}$$

т. е. сводится к вычислению f_2 и f_4.

Степени ориентации ядер, возникающие при поляризации методом Гортера-Роуза, были рассмотрены Роузом и др. [3] при предположениях [4] $A/kT \ll 1$, $B/g\beta H \ll 1$.

Нами [4] был рассмотрен обратный случай, когда $g\beta H/kT \lesssim 1$, $g\beta H/B \ll 1$. Наконец, Де Гроотом и др. [6] были приведены графики f_1 и f_2 для случая $B=0$, которые были использованы [6] для интерпретации опыта By [8].

Аналитический вид $f_2(I)$ и $f_4(I)$ в этом случае приведен в формулах (7) и (8) работы [9]. При выводе выражений (6), (7) и (8) в этой работе предположено, что $\exp(-g\beta H/kT) \ll 1$ для $S \neq 1/2$. Это условие, удовлетворяющееся при температурах $T \sim 0{,}01°K$ и полях H порядка нескольких сот эрстед, не обязательно для (7) и (8) при $S = 1/2$. Такой эффективный спин имеет электронная оболочка, в частности, в рассматриваемом примере азотнокислой соли Co^{60}, представляющей из себя кристалл $2Ce(NO_3)_3 \cdot 3Mg(NO_3)_2 \cdot 24H_2O$, в который были введены ядра Co^{60}.

Однако картина, описываемая формулами (7) и (8), не совпадает с действительностью. Степени ориентации f_2 и f_4 существенно зависят от внешнего поля в несколько сот эрстед, согласно эксперименту Амблера и др. [5].

Последнее обстоятельство связано с тем, что магнитное поле, будучи достаточным для преодоления теплового движения, оказывается недостаточным для преодоления противодействия со стороны ядра, которое как бы отбирает поляризацию у электронной оболочки.

Для количественного описания наблюденного [5] эффекта будем пользоваться методикой расчета f_k, развитой нами в работе [4]. Такое рассмотрение позволяет, в соответствии с условиями эксперимента, не накладывать на $\varphi = AS/kT$ никаких ограничений*, а в качестве параметра малости принять лишь $B/g\beta H$. Иными словами, становится возможным освободиться от одного из двух ограничений упомянутого выше подхода Роуза и др. [3].

В параграфе II f_2 и f_4 вычисляются во втором приближении теории возмущений. Поскольку этого оказывается недостаточным для объяснения эксперимента с Co^{60} [5], то в параграфе III задача рассматривается в третьем приближении теории возмущений и учитывается специфика большого спина.

В параграфе IV проводится сравнение с экспериментом. Выбором двух компонент константы сверхтонкого взаимодействия удается объяснить ход зависимости ε от T в интервале $0{,}0056°\mathrm{K} < T < 0{,}01°\mathrm{K}$ для значений H равных 430, 288 и 200 эрстед.

II. Первое приближение

Степени ориентации $f_k(I_0)$ в (4), (5), (6) и (7) должны быть вычислены по формуле (3) работы [9]. Для оператора ρ в эту формулу необходимо подставить выражения (3.1) и (3.13) работы [4]. Переходя в представление, сохраняющее энергию, формулу (3) работы [9] можно свести к формуле (1) той же работы, если для заселенностей a_ξ с точностью до нормировочного множителя воспользоваться выражением (3.14) работы [4].

В результате расчета для f_2 и f_4 получаются выражения, имеющие весьма симметричный вид. В частности, в добавке к выражениям (7) и (8) работы [9] выделяется множитель $\delta\left(\operatorname{cth}\frac{\varphi}{2}+1\right)$, где $\delta = B^2S/2g\beta HkT$.

В соответствии с этим в этом параграфе рассмотрим f_2 и f_4 до членов первого порядка по δ и $\delta\frac{kT}{g\beta H}$ включительно, возникающих при рассмотрении задачи во втором приближении теории возмущений**.

Согласно формуле (3.14) работы [9], заселенности равны

$$a_m = \sum_{m^\circ\mu^\circ\mu} |< m\mu| \parallel m^\circ\mu^\circ >|^2 \exp(E_{\parallel m^\circ\mu^\circ}\tau), \tag{8}$$

где $|\parallel m^\circ\mu^\circ>$ означает состояние, которое получается из $|m^\circ\mu^\circ>$ включением сверхтонкого взаимодействия, $\tau = -1/kT$.

Энергия и квадрат коэффициента преобразования в необходимом нам приближении равны соответственно

$$E_{\parallel m^\circ\mu^\circ} = \alpha\mu^\circ + Am^\circ\mu^\circ + (B^2/2\alpha)\{[I(I+1) - m^{\circ 2}]\mu^\circ - m^\circ[S(S+1) - \mu^{\circ 2}]\}, \tag{9}$$

---

* Что имеет место также в формулах (6), (7) и (8) работы [9].

** В нашем подходе нулевым приближением считаются результаты расчетов [9] в первом приближении теории возмущений.

$$|\langle m\mu|\|m^\circ\mu^\circ\rangle|^2 = \{1 - 2(B/2\alpha)^2\{[I(I+1)-m^{\circ 2}][S(S+1) - \mu^{\circ 2}] - \\ - m^\circ\mu^\circ\}\}\delta_{mm^\circ}\delta_{\mu\mu^\circ} + (B/2\alpha)^2\{[(I+m^\circ+1)(I-m^\circ)(S-\mu^\circ+1)\times \\ \times(S+\mu^\circ)]\delta_{mm^\circ+1}\delta_{\mu\mu^\circ-1} + [(I-m^\circ+1)(I+m^\circ)(S+\mu^\circ+1)\times \\ \times(S-\mu^\circ)]\delta_{mm^\circ-1}\delta_{\mu\mu_\circ+1}\}, \tag{10}$$

где введено обозначение $g\beta H = \alpha$.

Разлагая множитель, зависящий от энергии в выражении (8), согласно (9) получим

$$\exp(E_{Im^\circ\mu^\circ}\tau) = \{1 - (B^2/2\alpha)\{m^{\circ 2}\mu^\circ + m^\circ[S(S+1) - \\ - \mu^{\circ 2}]\}\exp\{[\alpha + (B^2/2\alpha)I(I+1) + Am^\circ]\mu^\circ\tau\}. \tag{11}$$

Подставляя (10) и (11) в (8), суммируя по m°, μ°, μ и принимая $\exp(-g\beta H/kT) \ll 1$, будем иметь

$$a_m = \left\{1 + \delta\left\{m - m^2 - \frac{2}{\alpha\tau\left(\operatorname{cth}\frac{\varphi}{2} - 1\right)}\left[I(I+1) - m\operatorname{cth}\frac{\varphi}{2} - \right.\right.\right. \\ \left.\left.\left. - m^2\right]\right\}\right\}\exp m\varphi\ \exp[-\alpha S\tau + \delta I(I+1)]. \tag{12}$$

По формуле (1) работы [9]

$$f_2 = \frac{\sum\limits_m [m^2 - I(I+1)/3]a_m}{I^2\sum\limits_m a_m}. \tag{13}$$

Согласно (12)

$$\sum_m a_m = \left\{1 - \delta\left[I(I+1) - \left(\operatorname{cth}\frac{\varphi}{2} + 1\right)If_1^{(0)}\right]\right\}\times \\ \times\left[\operatorname{sh}\left(I + \frac{1}{2}\right)\varphi/\operatorname{sh}\frac{\varphi}{2}\right]\exp[-\alpha S\tau + \delta I(I+1)], \tag{14}$$

$$\sum_m m^2 a_m = \left\{\frac{I(I+1)}{3} + I^2 f_2^{(0)} + \delta\left\{\left(\operatorname{cth}\frac{\varphi}{2} + 1\right)\left\{\left[I(I+1) - \frac{1}{2}\right]\times\right.\right.\right. \\ \left.\left.\left.\times If_1^{(0)} - \left[3\operatorname{cth}\frac{\varphi}{2} - \frac{3}{2} - \frac{3}{\alpha\tau}\right]I^2 f_2^{(0)}\right\} - \frac{1}{3}I^2(I+1)^2 - I^3(I+1)f_2^{(0)}\right\}\right\}\times \\ \times\left[\operatorname{sh}\left(I + \frac{1}{2}\right)\varphi/\operatorname{sh}\frac{\pi}{2}\right]\exp[-\alpha S\tau + \delta I(I+1)]. \tag{15}$$

Функции $f_1^{(0)} = f_1^{(0)}(I, \varphi)$, $f_2^{(0)} = f_2^{(0)}(I, \varphi)$ приведены в формулах (6) и (7) работы [9].

Подставляя (14) и (15) в (13) получим [10]

$$f_2 = f_2^{(0)} + \delta\left(\operatorname{cth}\frac{\varphi}{2} + 1\right)\left\{\frac{(2I+3)(2I-1)}{6I}f_1^{(0)} - \right. \\ \left. - \left[3\operatorname{cth}\frac{\varphi}{2} - \frac{3}{2} + If_1^{(0)} - \frac{3}{\alpha\tau}\right]f_2^{(0)}\right\}. \tag{16}$$

Аналогично можно получить

$$f_4 = f_4^{(0)} + \delta\left(\operatorname{cth}\frac{\varphi}{2} + 1\right)\left\{\frac{(2I+5)(2I-3)}{70 I^3} \times \right.$$

$$\times\left[(2I+3)(2I-1) f_1^{(0)} - 15\operatorname{cth}\frac{\varphi}{2} I f_2^{(0)}\right] +$$

$$\left. + \left[5 - \frac{15}{2}\operatorname{cth}\frac{\varphi}{2} - I f_1^{(0)} + \frac{10}{\alpha\tau}\right] f_4^{(0)}\right\}, \tag{17}$$

где $f_4^{(0)} = f_4^{(0)}(I, \varphi)$ дается формулой (8) работы [9].

Формулы (16) и (17) представляют из себя результаты обобщения упомянутых выше двух подходов и следовательно имеют большую область применимости. Из них, в часности, видно, что $f_k = f_k^{(0)}$ не только при $B = 0$, но и при больших полях H. Однако из-за большого спина $I = 5$ Co^{60} и относительно большой величины B объяснить с их помощью эксперименты Амблера и др. [5] оказывается невозможным.

III. Второе приближение

В этом параграфе мы учтем все члены, квадратичные относительно отношения энергии сверхтонкого взаимодействия и зеемановской энергии электронов, которые возникают в результате расчетов в третьем приближении теории возмущений. Кроме того, мы примем во внимание специфику большого спина.

В то время как к коэффициентам преобразования в (10) ничего добавлять не надо, поскольку добавка содержит лишь члены более высокого порядка, чем рассматриваемые, наряду с энергией второго приближения теории возмущений (9) теперь необходимо учесть вклад членов следующего порядка:

$$E^{(3)}_{\parallel m^\circ \mu^\circ} = (AB^2/2\alpha^2)\{-I(I+1)S(S+1) + 2I(I+1)\mu^{\circ 2} -$$

$$- m^\circ \mu^\circ [I(I+1) + S(S+1) - 1 - \mu^{\circ 2}] + m^{\circ 2}[2S(S+1) - 3\mu^{\circ 2}] +$$

$$+ m^{\circ 3}\mu^\circ\}. \tag{18}$$

В разложении множителя, зависящего от энергии в выражении (8), также оставляем лишь члены рассматриваемых порядков:

$$\exp(E_{\parallel m^\circ \mu^\circ}\tau) = \{1 - (B^2\tau/2\alpha)\{m^{\circ 2}\mu^\circ + m^\circ[S(S+1) - \mu^{\circ 2}]\} -$$

$$-(AB^2\tau/2\alpha^2)\{[I(I+1) + S(S+1) - 1 - \mu^{\circ 2}] m^\circ \mu^\circ - [2S(S+1) -$$

$$- 3\mu^{\circ 2}] m^{\circ 2} - m^{\circ 3}\mu^\circ\} + \frac{(B^2\tau/2\alpha)^2}{2}\{m^{\circ 2}\mu^\circ + m^\circ[S(S+1) -$$

$$- \mu^{\circ 2}]\}^2\} \exp\{\{[\alpha + (B^2/2\alpha) I(I+1)]\mu^\circ + (AB^2/2\alpha^2) \times$$

$$\times I(I+1)[-S(S+1) + 2\mu^{\circ 2}] + A m^\circ \mu^\circ\}\tau\}. \tag{19}$$

Из выражения (14) видно, что при больших спинах добавка к единице в знаменателе f_k может быть не малой.

Поэтому в этом параграфе добавку к $f_k^{(0)}$ мы представим в виде дроби

$$f_k = f_k^{(0)}(\varphi) + \delta(y+1)\frac{N_k(\varphi)}{D(\varphi)}, \tag{20}$$

где $k = 2{,}4$, $y = cth\frac{\varphi}{2}$.

Выражение (19) получено разложением экспоненты вокруг значения $m^0 = 0$. Лучшей сходимости суммы можно добиться, по аналогии с методом перевала для вычисления интегралов, разлагая экспоненту вокруг точки $m^0 = 5$, где показатель принимает максимальное значение. Правильный ответ мы получим, умножая (19) на разложение

$$\exp\left\{\delta\left\{I(I-1) + \frac{A}{\alpha}I\left[3I - 1 - S(I-1)\right]\right\}\right\}.$$

Подставляя полученное выражение вместе с (10) в (8), суммируя по m^0, μ^0, μ, аналогично формуле (12) будем иметь

$$\begin{aligned} a_m = \Bigg\{1 + \delta\Bigg\{I(I-1) + m - m^2 - \frac{2}{\alpha\tau\left(cth\frac{\varphi}{2} - 1\right)} \times \\ \times\left[I(I+1) - m cth\frac{\varphi}{2} - m^2\right]\Bigg\} - \frac{A}{\alpha}\delta\Big\{-I[3I - 1 - \\ - S(I-1)] + [I(I+1) + S - 1]\,m + (2 - S)\,m^2 - \\ - m^3\Big\} + \delta^2\left[\frac{I^2(I-1)^2}{2} - I(I-1)(m^2 - m) + \right. \\ \left. + \frac{m^2}{2} - m^3 + \frac{m^4}{2}\right]\exp m\tau \exp\Big\{-\alpha S\tau + \\ + \delta 2I\left[1 - \frac{A}{\alpha}(I - 1 + S)\right]\Big\}. \end{aligned} \tag{21}$$

Исходя из формул (13), (21) настоящей статьи и (4) работы [9], для степеней ориентации можно притти к выражению (20),

где

$$\begin{aligned} D(\varphi) = 1 - \delta I\left[2 - (y+1)f_1^{(0)}\right] - \frac{A}{\alpha}\delta I\Big\{-2(I - 1 + S) + \\ + (y+1)\left[\left(S - \frac{1}{2}\right)f_1^{(0)} + \frac{3}{2}If_2^{(0)}\right]\Big\} + \delta^2 I\Big\{2I + (y+1)\times \\ \times\left[-\left(2I - \frac{1}{2}\right)f_1^{(0)} + \frac{3}{2}yIf_2^{(0)}\right]\Big\}, \end{aligned} \tag{22}$$

$$N_2(\varphi) = \frac{4x-3}{6I} f_1^{(0)} - \left(3y - \frac{3}{2} + If_1^{(0)} - \frac{3}{\alpha\tau}\right) f_2^{(0)} -$$

$$- \frac{A}{\alpha} \left\{ \frac{4x-3}{6I} (S+1) f_1^{(0)} + \frac{1}{2} \left| -3(1+2S) y + \right.\right.$$

$$\left. + \frac{2}{7}(x-y) + 3S - (2S-1) If_1^{(0)} - 3I^2 f_2^{(0)} \right| \times$$

$$\left. \times f_2^{(0)} + \frac{5}{2} I^2 f_4^{(0)} \right\} + \delta \frac{1}{2} \left\{ 2I(I-1) \left| \frac{4x-3}{6I} f_1^{(0)} - \right.\right.$$

$$\left. - \left(3y - \frac{3}{2} + If_1^{(0)}\right) f_2^{(0)} \right| - \frac{(4x-3)(x-2)}{3I} f_1^{(0)} +$$

$$+ \left| \frac{1}{7}(38x-69) y - \frac{3}{7}(5x-3) + (2x-1) If_1^{(0)} - \right.$$

$$\left.\left. - 3yI^2 f_2^{(0)} \right| f_2^{(0)} + \frac{5}{2}(3y-1) I^2 f_4^{(0)} \right\}, \tag{23}$$

$$N_4(\varphi) = \frac{4x-15}{70I^3} \left[(4x-3) f_1^{(0)} - 15yIf_2^{(0)} \right] + \left(5 - \right.$$

$$\left. - \frac{15}{2} y - If_1^{(0)} + \frac{10}{\alpha\tau} \right) f_4^{(0)} - \frac{A}{\alpha} \left\{ \frac{4x-15}{980I^3} \times \right.$$

$$\times \left\{ 7(4x-3)(9+2S) f_1^{(0)} - 3\left[35(9+2S) y + \right.\right.$$

$$\left. + 4(13x-26) \right] If_2^{(0)} + \frac{1}{4} \left| 105y^3 - 15(3+2S) y + \right.$$

$$+ \frac{5}{7}(16x-95+28S) - 2(2S-1) If_1^{(0)} -$$

$$\left.\left. - 6I^2 f_2^{(0)} \right] f_4^{(0)} \right\} + \delta \left\{ I(I-1) \left\{ \frac{4x-15}{70I^3} \times \right.\right.$$

$$\times \left[(4x-3) f_1^{(0)} - 15yIf_2^{(0)} \right] + \left(5 - \frac{15}{2} y - \right.$$

$$\left.\left. - If_1^{(0)}\right) f_4^{(0)} \right\} + \frac{4x-15}{980I^3} \left\{ -7(4x-3)(2x-11) \times \right.$$

$$\left. \times f_1^{(0)} - 3\left[(22x+201) y - 40(x-2)\right] If_2^{(0)} \right\} +$$

$$+ \left[\frac{105}{2} y^3 - \frac{105}{4} y^2 + \frac{15}{28}(22x-93) y - \frac{5}{28} \times \right.$$

$$\left.\left. + (36x-107) + \frac{1}{2}(2x-1) If_1^{(0)} - \frac{3}{2} yI^2 f_2^{(0)} \right] f_4^{(0)} \right\}. \tag{24}$$

Здесь $x = I(I+1)$.

Нетрудно видеть, что формулы (16) и (17) представляют собой начальные члены разложений (20) согласно (22), (23), (24).

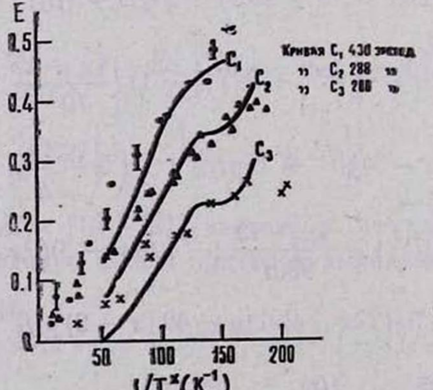
IV. Сравнение с экспериментом для случая Co^{60}

Как следует из формул, приведенных в нашей предыдущей работе [9], степени ориентации для измеренного Амблером и др. [5] случая азотнокислой соли Co^{60}, представляющей из себя смесь двух разных в магнитном отношении сортов, определяются фактически сортом с максимальным гиромагнитным отношением g.

В соответствии с этим выражения (20), (22), (23) и (24) при $g=8$, $S=1/2$, $I=5$ должны быть подставлены в формулу (7). Значения $f_l^{(0)}(5, \varphi)$ с необходимой точностью представлены в следующей таблице.

φ	$f_1^{(0)}$	$f_2^{(0)}$	$f_4^{(0)}$	φ	$f_1^{(0)}$	$f_2^{(0)}$	$f_4^{(0)}$
0	0	0	0	0,8	0,8311	0,3594	0,0242
0,1	0,1960	0,0152	0,000024	0,9	0,8631	0,3908	0,0305
0,2	0,3708	0,0559	0,00034	1,0	0,8836	0,4176	0,0370
0,3	0,5126	0,1114	0,0015	1,1	0,9002	0,4402	0,0432
0,4	0,6207	0,1711	0,0038	1,2	0,9138	0,4597	0,0492
0,45	0,6638	0,2001	0,0056	1,3	0,9251	0,4764	0,0549
0,5	0,7007	0,2278	0,0076	1,4	0,9345	0,4907	0,0603
0,6	0,7597	0,2784	0,0124	1,5	0,9425	0,5032	0,0650
0,7	0,8037	0,3221	0,0180	∞	1	0,6	0,1152

На рисунке, приведены экспериментальные точки для гамма-анизотропии ε, измеренной как функция от магнитной температуры T^*. Последняя величина, определяемая по измерению магнитной восприимчивости $\chi = C/T^*$, совпадает [11] с абсолютной температурой T, когда $T > 0{,}006°$К.



Зависимость от $1/T^*$ анизотропии ε гамма-излучения поляризованных ядер Co^{60} для различных значений внешнего поля.

Кривые C_1, C_2 и C_3 представляют результаты наших вычислений при значениях внешнего поля H равных 430, 288 и 200 эрстед соответственно. Для продольной A и поперечной B компонент константы сверхтонкого взаимодействия подставлены значения $0{,}0589\ см^{-1}$ и $0{,}0903\ см^{-1}$. Эти значения того же порядка, что и полученный Тренамом [12] методом парамагнитного резонанса $A = 0{,}0283\ см^{-1}$ для кобальт висмут нитрата.

Некоторое повышение значений A и B в рассматриваемом случае может быть связано [11] с внутренними полями ионов церия, введенных для охлаждения кристалла методом адиабатического размагничивания.

Из рисунка видно, что теория согласуется с экспериментом в интервале температур $0{,}0056^\circ K < T < 0{,}01^\circ K$. Расхождение вне этого интервала, охватывающего интересную с точки зрения эксперимента область, может быть связано со следующими обстоятельствами.

При крайне низких $T < 0{,}0056^\circ K$ температурах нельзя положить $T = T^*$, как это было сделано при расчете кривых. Кроме того, становится большой величина δ, ухудшающая использованное приближение параграфа III.

По этой же причине отсутствует согласие с экспериментальными данными при $H = 100$ эрстед.

При сравнительно высоких температурах нарушается сохраняющее силу при $B \neq 0$ условие $\exp(-g\beta H/kT) \ll 1$.

Не менее существенен тот факт, что становится важным вклад членов пропорциональных $1/T$ в неучтенных высших приближениях, поскольку основные члены $f_2^{(0)}$ и $f_4^{(0)}$ согласно теореме, доказанной в работе [9], убывают как $1/T^2$ и $1/T^4$.

Ереванский физический институт

Поступила 30.VI.1971

ЛИТЕРАТУРА

1. *C. J. Gorter*, Physica, 14, 504 (1948).
2. *M. E. Rose*, Phys. Rev., 75, 213 (1949).
3. *A. Simon, M. E. Rose, J. M. Jauch*, Phys. Rev., 84, 1155 (1951).
4. *V. A. Djrbashian*, Nucl. Phys., A103, 177 (1967).
5. *E. Ambler* et al., Phil. Mag., 44, 216 (1953).
6. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, М., 1969.
7. *L. C. Biedenharn, M. E. Rose*, Revs. Mod. Phys., 25, 729 (1953).
8. *C. S. Wu, E. Ambler* et al., Phys., Rev., 105, 1413 (1957).
9. *В. А. Джрбашян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 433 (1971).
10. *V. A. Djrbashian*, Abstracts of contributions submitted to the XVth Internationa Conference On High Energy Physics, 1, 419 (1970).
11. *M. A. Grace* et al., Phil. Mag., 45, 1192 (1954).
12. *M. S. Trenam*, Proc. Phys. Soc,. A66, 118 (1953).

ԳԱՄՄԱ-ԱՆԻԶՈՏՐՈՊԻԱՆ ԳՈՐՏԵՐ-ՌՈՈՒԶԻ ՄԵԹՈԴՈՎ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԸ ԲԵՎԵՌԱՑՆԵԼԻՍ

Վ. Հ. ՋՐԲԱՇՅԱՆ

Ստացված են գոյություն ունեցողներից ամենից ավելի ընդհանուր բանաձևեր կողմնորոշման աստիճանների համար, որոնց միջոցով արտահայտվում է գամմա-անիզոտրոպիան։

Պարզված է վերջիններիս մի քանի հարյուր էրստեդ կարգի արտաքին H դաշտից կախվածության ֆիզիկական պատճառը, որը կայանում է միջուկի կողմից հակազդեցության մեջ։ Co^{60} միջուկի մասնավոր դեպքում տեսությունը համընկնում է էքսպերիմենտի հետ $0{,}0056°\mathrm{K} < T < 0{,}01°\mathrm{K}$ ջերմաստիճանների ինտերվալում։

GAMMA-ANISOTROPY 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 degrees of orientation by which the gamma-anisotropy is expressed. The physical reason of the dependence on the external field H of the order of some hundred oersteds, for $T \sim 0{,}01°\mathrm{K}$, turns to be the counteraction of nucleus.

In the case of Co^{60} the theory agrees with the experiment in the temperature interval of $0.:)056°\mathrm{K} < T < 0.01°\mathrm{K}$.