

ИНДУЦИРОВАННАЯ β - γ КОРРЕЛЯЦИЯ НАПРАВЛЕНИЙ ДЛЯ РАЗРЕШЕННЫХ β -ПЕРЕХОДОВ

Г. А. Денисенко, Е. П. Хаймович

Рассмотрен новый тип β - γ корреляции направлений, возникающей лишь при наличии определенных возмущений. Данный эффект может быть использован для определения характеристик возбужденных состояний ядер и детектирования акустического ядерного резонанса.

Известно, что β - γ корреляция направлений для разрешенных β -переходов в случае неориентированных начальных состояний ядер отсутствует [1]. Это объясняется тем, что анизотропия углового распределения γ -квантов, усредненного по поляризациям, обусловлена четными поляризационными моментами, характеризующими промежуточное состояние ядра, тогда как разрешенный β -переход создает лишь нечетные поляризационные моменты.

В данной работе рассматривается индуцированная внешним полем β - γ корреляция направлений. В отличие от обычных возмущенных угловых корреляций, когда внеядерное возмущение искажает уже существующую угловую зависимость, индуцированная β - γ корреляция сама возникает лишь при наличии определенных видов взаимодействий.

Вероятность излучения фотона в направлении n определяется выражением [2]

$$W(n) = \sum_{\ell, \mu} B_{\ell}(L, I, I_f) \mathcal{P}_{\ell \mu}^{(\ell)*} D_{0\mu}^{(\ell)}(n), \quad (1)$$

где B_{ℓ} — коэффициенты, зависящие от мультипольности излучения L , спинов промежуточного и конечного состояния ядра, I и I_f соответственно; $\mathcal{P}_{\ell \mu}^{(\ell)}$ — четные ($\ell = 2k$) поляризационные моменты, $D_{0\mu}^{(\ell)}$ — матрица конечных вращений. Предшествующий разрешенный β -переход дает $\mathcal{P}_{1\mu}^{(1)} \neq 0$, $\mathcal{P}_{\ell \mu}^{(\ell)} = 0$ при $\ell \geq 2$. Внешнее поле, взаимодействующее с ядром со спином I , приводит к зависимости поляризационного момента от времени вида

$$\mathcal{P}_{\ell \mu}^{(\ell)}(t) = \sum_{\ell_1, \mu_1} G_{\ell \ell_1}^{\mu \mu_1}(t) \mathcal{P}_{\ell_1 \mu_1}^{(\ell_1)}(0), \quad (2)$$

где $\mathcal{P}_{\ell_1 \mu_1}^{(\ell_1)}(0)$ — поляризационный момент, возникающий в результате β -перехода $G_{\ell \ell_1}^{\mu \mu_1}$ — фактор возмущения, учитывающий действие внешнего поля. Из (2) и (1) следует, что индуцированная β - γ корреляция направлений появляется только при возмущениях, связывающих четные и

нечетные поляризационные моменты. Такую связь могут обеспечить сверхтонкое и ядерное квадрупольное взаимодействия. Однако значительно интереснее случай, когда внеядерное поле можно менять, управляя тем самым возникшей β - γ корреляцией.

Рассмотрим для простоты ядро с $I = 1$, находящееся в кристаллическом поле кубической симметрии и постоянном магнитном поле $H_0(0, 0, H_0)$. Так как квадрупольное взаимодействие отсутствует, а ядерное зеемановское взаимодействие приводит лишь к $G_{\beta\gamma}^{(1)}(t)$, то β - γ корреляция не имеет места. Пусть в кристалле возбуждена акустическая волна частоты ω с волновым вектором k . Из уравнений движения [3] для средних значений операторов квадрупольного момента Q_{ij} и спина ядра I и их выражения через поляризационные моменты получим, в частности,

$$\mathcal{P}_{2, \pm 1}^{(1)}(t, r, \phi_0) = \mathcal{P}_{10}^{(1)}(0) \frac{1}{a} \sqrt{\frac{5}{6}} \left\{ \sin \omega_1 \sigma t + 2i \left(\frac{\Delta}{\omega_1} \right) \frac{1}{a} \sin^2 \frac{\omega_1 \sigma}{2} t \right\} \times \exp [\pm i (\omega t - kr + \phi_0)], \quad (3)$$

где $\omega_1 = \frac{3e}{16\hbar} Q S \epsilon_0$, Q — квадрупольный момент ядра, S — соответствующая константа спин-фононного взаимодействия, ϵ_0 — амплитуда деформации, $\hbar \omega_0$ — ядерное зеемановское расщепление, $\sigma = [1 + (\Delta/\omega_1)^2]^{1/2}$, $\Delta = \omega_0 - \omega$. Таким образом акустические колебания вызывают β - γ корреляцию направлений, причем эффект наиболее значителен при $\Delta=0$, т. е. носит резонансный характер.

Поляризационные моменты в формуле (1) представляют собой выражения вида (3), усредненные по координатам и начальной фазе ϕ_0 . Такое усреднение не уничтожает рассматриваемый эффект, если момент ввода акустических колебаний в образец синхронизован с моментом регистрации β -частицы, т. е. $\phi_0 = \text{const}$ и $L_0 |k| \ll 1$, где L_0 — линейный размер области кристалла, занимаемой радиоактивными ядрами. Тогда при $\Delta = 0$, используя (3) и (2), получим следующее выражение для функции индуцированной β - γ корреляции в нормализованном виде

$$W(\hat{n}, p = z, t) = 1 + \frac{5}{2\sqrt{3}} A_1(\beta) F_2(L|k|t) \sin \omega_1 t \sin(\phi_2 - \omega_0 t) \sin 2\theta_2, \quad (4)$$

где θ_2, ϕ_2 — углы, определяющие направление излучения γ -кванта, $p = p_\beta / p_\beta$, p_β — импульс β -частицы, p_β — его величина; $A(\beta)$ и $F(\gamma)$ — обычные β - и γ -параметры [4]. Наибольшая анизотропия γ -излучения достигается, если $\omega_0 \tau_N \sim 1$, $\omega_1 \tau_N \sim 1$, где τ_N — время жизни ядра в промежуточном состоянии. Например для каскада $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ при $L = 1$ максимальное значение δ_{max} параметра анизотропии

$\delta = |W(\theta_2 = \frac{\pi}{4}) - W(\theta_2 = \frac{\pi}{2})| / W(\theta_2 = \frac{\pi}{2})$ равно $0,8 \rho \beta E^{-1}$, где

E — энергия β -частицы. Такая асимметрия может быть получена для ядер с $\tau_N \gtrsim 10^{-5}$ сек при интенсивности звука 10^2 вт/см² [5], $eQS/\hbar \sim 10^3$ МГц [3], $H_0 \sim 10^2$ Гц, $L_0 \sim 1$ см.

Индукцированную β - γ корреляцию можно также вызвать, используя статические давления, приводящие к искажению кубической симметрии кристаллического поля. Это будет иметь место, если величина расщепления ω_Q , обусловленного статической деформацией, удовлетворяет условию $\omega_Q \tau_N \sim 0,01$. Оценки показывают, что при давлениях, обычно применяемых в экспериментах, диапазон времен жизни τ_N можно расширить до 10^{-8} сек.

Рассмотренный динамический эффект может быть использован как чувствительный метод детектирования акустического ядерного резонанса, а статический применен для определения квадрупольных моментов возбужденных состояний ядер.

Казанский
физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 марта 1973 г.

Литература

- [1] А.З.Долгинов. Сб. Гамма-лучи. М., изд. АН СССР, 1961, стр. 523.
- [2] В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Релятивистская квантовая теория, т. 1, М., изд. Наука, 1968.
- [3] А.Р.Кессель. Акустический ядерный резонанс, М., изд. Наука, 1969.
- [4] Р.Стеффен, Г.Фрауэнфельдер. Сб. Альфа-, бета- и гамма-спекроскопия. М., Атомиздат, вып. 4, 137, 1969.
- [5] В.А.Шутилов, Г.Л.Антокольский. ФТТ, 9, 1231, 1967.