

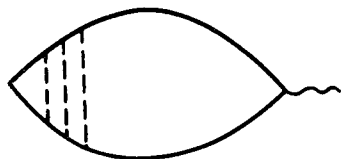
ЯДЕРНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС И ОРИЕНТАЦИЯ СПИНОВ НОСИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

А.Г.Аронов¹⁾, Ю.Б.Лянда-Геллер

Выяснено, что в кристаллах с линейным по импульсу спиновым расщеплением зон при протекании тока возникает ориентация спинов носителей. Эта ориентация может быть обнаружена по ядерному резонансу, индуцированному переменным электрическим полем, и по поляризации спектров люминесценции.

В настоящей работе показано, что ядерные магнитные переходы могут происходить под действием переменного электрического поля E в кристаллах с линейным по импульсу спиновым расщеплением зонных состояний. Под влиянием поля возникает средний спин электронов, меняющийся с частотой поля, и из-за сверхтонкого взаимодействия электронов и ядер происходят переходы между ядерными магнитными подуровнями в постоянном магнитном поле на частоте ядерного магнитного резонанса.

Линейные по волновому вектору k члены в эффективном гамильтониане носителей допускаются симметрией гиротропных кристаллов, кристаллов без центра инверсии при одноосной деформации, а также структур с квантовыми ямами и сверхрешетками. Рассмотрим эффект в деформированных кристаллах типа A_3B_5 .



Диаграмма, определяющая средний спин электронов. Сплошные линии – электронные функции Грина, штриховые соответствуют взаимодействию электронов с примесями, левой вершине сопоставляется оператор спина носителей, правой – оператор их взаимодействия с полем

В рамках примесной диаграммной техники средний спин электронов определяется графиком рис. 1. Мы будем считать, что механизм спиновой релаксации Дьяконова–Переля является доминирующим. В этом случае точная одночастичная функция Грина электронов с учетом рассеяния имеет вид

$$G_{\epsilon, P}^{R(A)} = \frac{\epsilon - \mathcal{H}_0 \pm i/2\tau + \vec{\sigma}\vec{\Omega}}{(\epsilon - \mathcal{H}_0 \pm i/2\tau)^2 - \Omega^2}, \quad (1)$$

где τ – время релаксации импульса, $\mathcal{H}_0 = p^2/2m$, $\mathcal{H}' = \vec{\sigma}\vec{\Omega}$ – гамильтониан, описывающий спиновое расщепление электронной зоны. В деформированном A_3B_5 он включает в себя линейные и кубические по k члены:

$$\Omega_i = \gamma_c k_i (k_{i+1}^2 - k_{i+2}^2) + \frac{C_3}{2} (\epsilon_{i,i+1} k_{i+1} - \epsilon_{i,i+2} k_{i+2}), \quad (2)$$

где $\epsilon_{i,j}$ – компоненты тензора деформации, i – главные оси кристалла и подразумевается циклическая перестановка индексов. Правая (полевая) вершина рис. 1 в рассматриваемом случае при точечном рассеянии не перенормируется.левой векторной вершине после учета рассеяния, соответствующего диффузии спина, при $\omega \ll \tau^{-1}$, $ql \ll 1$, $\tau \ll \tau_{s0}$, ω – частота поля, l – длина свободного пробега, q^{-1} – характерный масштаб длины, на котором меняется поле, сопоставляется выражение $\sigma_j (1/\tau_{s0})_{ij}^{-1} \tau^{-1}$, где $(1/\tau_{s0})_{ij}$ – тензор обратного времени спиновой релаксации. В итоге для среднего спина S справедлива формула

$$S_i = \frac{1}{n} \text{Sp} \left[\sigma_{i-\omega} \int_{-\omega}^0 \frac{d\epsilon}{2\pi} f d\rho \sigma_j \frac{(1/\tau_{s0})_{ij}^{-1}}{\tau} G \left(-\frac{e}{c} \nabla_P (\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}') A \right) G^+ \right], \quad (3)$$

¹⁾ Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова Академии наук СССР.

n – концентрация электронов. В случае вырожденной статистики

$$S_i = \alpha \Delta_i(k_E)/E_F \quad k_E = eE\tau/\hbar, \quad (4)$$

$$\Delta_i = C_3(\epsilon_{i,i+1}k_{i+1} - \epsilon_{i,i+2}k_{i+2}), \quad (5)$$

где E_F – энергия Ферми. При слабой деформации $C_3\epsilon_{ij}/k^2\gamma_c \ll 1$, множитель $\alpha = 9/16$, в случае сильной деформации $\alpha = 3/4$.

Выражение для среднего спина в невырожденных кристаллах отличается от (4) заменой E_F на $\frac{3}{2}k_B T$, k_B – постоянная Больцмана, T – температура.

Физический механизм ориентации спина свободных носителей электрическим полем отчетливо виден при решении задачи исходя из квазиклассического кинетического уравнения для спиновой матрицы плотности ρ

$$\frac{\rho}{\tau_{ж}} + \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}', \rho] + eE \frac{\partial \rho}{\partial p} = St\rho, \quad (6)$$

где $\tau_{ж}$ – время жизни, интеграл столкновений $St\rho$ для упругого рассеяния и прецессионного механизма спиновой релаксации имеет вид ¹

$$St\rho = \sum_p \frac{2\pi}{\hbar} N_i |V_{p'p}|^2 \{ \delta(\mathcal{H}_p^0 + \mathcal{H}_{p'} - \mathcal{H}_p^0 - \mathcal{H}_{p'}), \rho_p - \rho_{p'} \}, \quad (7)$$

N_i – концентрация примесей, $\{ \}$ означает симметризацию матричного произведения. Уравнение (6) при $\Omega\tau \ll 1$ в диффузионном приближении $\omega\tau \ll 1$, $ql \ll 1$ легко решается итерациями.

Матрица плотности первого приближения определяется выражением

$$\rho^{(1)} = eE\nabla_p \rho_0 \tau \quad (8)$$

где для простоты не учитывается различие времен релаксации по импульсу компонент ρ , описываемых различными сферическими гармониками, ρ_0 – равновесная матрица плотности, являющаяся функцией полной энергии $E = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}'$. Хотя матрица (8) зависит от спина, она, тем не менее, описывает только возникновение электрического тока, а средний спин после суммирования по всем направлениям импульса и интегрирования по энергии обращается в нуль. Ориентация спина возникает при учете спиновой релаксации носителей с различными импульсами при протекании электрического тока. Средний спин при этом определяется матрицей плотности, кубичной по величине Ω . Замечательно, однако, что поскольку для рассматриваемого механизма спиновой релаксации $1/\tau_{s0} \sim \Omega^2\tau$, то порядок величины спиновой поляризации носителей определяется первой степенью спинового расщепления, и представляет собой отношение расщепления $\Delta(p_E)$, соответствующего характерному импульсу $p_E = eE\tau$ в электрическом поле, к характерной энергии электронов.

Под действием высокочастотного поля средний спин меняется со временем с частотой ω . В результате из-за сверхтонкого взаимодействия электронов и ядер

$$\mathcal{H}_{int} = aIS, \quad (9)$$

где I – спин ядра, происходят ядерные магнитные переходы на частоте $\omega_N = \gamma_I H_0$, где H_0 – постоянное магнитное поле, создающее ядерные подуровни, γ_I – гиромагнитное отношение.

Отношение интенсивностей переходов ядерного электрического резонанса (ЭЯР) и ЯМР определяется величиной

$$\left[\frac{aS}{\gamma_I H_{\sim}} \right]^2 = \left[K \frac{E_{\sim}}{H_{\sim}} \frac{m_0 c}{p_F} \Delta(p_F)(\tau/\hbar) \right]^2, \quad (10)$$

где $K = a\chi_S/gN\mu_B\gamma_I$ – сдвиг Найта, μ_B – магнетон Бора, g – g -фактор электронов, $\chi_S = \mu_B^2\nu$ –

их парамагнитная восприимчивость, ν – плотность состояний, $\Delta(p_F) \sim (C_3/\hbar)\rho_F \epsilon_{ij}$, H_{\sim} – величина переменного поля, вызывающего переходы между ядерными подуровнями в случае ЯМР. Подставляя в (10) значения параметров, характерных для AlGaAs: $C_3 = 5,2 \text{ эВ} \cdot \text{А}$, $N_i = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\tau = 10^{-12} \text{ с}$, $\epsilon_{ij} = 10^{-3}$, $K_{Al} = 0,75\%$ получаем, что интенсивности ЯЭР и ЯМР сравниваются, когда $E_{\sim} \sim 0,1 H_{\sim}$.

Отметим, что при сильной деформации, когда становится существенным тензорный характер времени спиновой релаксации, в выражение для среднего спина входит время τ_{s0}^{\perp} , т.е. время спиновой релаксации электронов в плоскости, перпендикулярной вектору $\mathbf{N} = (\epsilon_{yz}, \epsilon_{xz}, \epsilon_{xy})$.

Спиновая ориентация носителей в электрическом поле может быть обнаружена и в поляризации спектров люминесценции.

Авторы выражают благодарность В.Ф.Мастерову и Д.Н.Мирлину за плодотворные обсуждения.

Литература

1. *Ивченко Е.Л. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1989, 50, 156.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 октября 1989 г.