

НАРУШЕНИЕ " σ H -ИНВАРИАНТНОСТИ" ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ СПИНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

И.А.Меркулов, В.Г.Фрейшер

Экспериментально обнаружено и объяснено, имитирующее нарушение T -инвариантности, изменение величины поляризации люминесценции при одновременной смене знаков циркулярной поляризации возбуждающего света и магнитного поля.

В экспериментах по оптической ориентации спинов в полупроводниках обычно задаются два аксиальных вектора, соответствующих моменту количества движения (поляризации) квантов возбуждающего света и внешнему магнитному полю. Во всех работах, выполненных до настоящего времени, инвариантность эффекта оптической ориентации относительно одновременной смены направлений этих векторов на противоположные не вызывала сомнений. Действительно, такая операция представляется эквивалентной операции обращения времени. Приведенные ниже результаты демонстрируют нетривиальность постановки вопроса об инверсии времени в экспериментах по оптической ориентации. Эти результаты связаны с проявлением неравновесного характера оптической ориентации в условиях кристаллической анизотропии.

В полупроводниках типа GaAs степень циркулярной поляризации ρ рекомбинационного излучения равна проекции среднего спина электронов S на направление наблюдения \mathbf{n} ($\rho = \langle S_n \rangle$). В поперечном магнитном поле \mathbf{H} , в простейшем случае, эквивалентном эффекту Ханле в газах, уменьшение ρ с ростом \mathbf{H} описывается множителем $[1 + (\gamma_e TH)^2]^{-1}$, где γ_e — гиромангнитное отношение для электрона и T — время существования спиновой ориентации. Очевидно, что этот эффект четен относительно изменения знака магнитного поля.

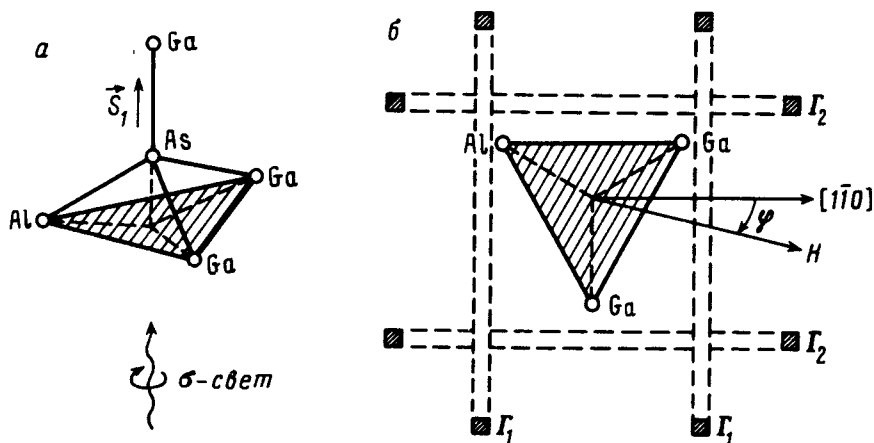


Рис. 1. Схема эксперимента

Реальная ситуация в полупроводниках оказывается более сложной, что связано с охлаждением ядерной спин-системы в поле ориентированных светом электронов и поляризацией ядер в поле \mathbf{H} [1 – 3]. В результате возникает сверхтонкое поле ядер \mathbf{H}_N и прецессия ориентированных электронов происходит в суммарном поле $\mathbf{H} + \mathbf{H}_N = \mathbf{h}$.

Локальное нарушение кубической симметрии при замещении части атомов Ga исходного кристалла GaAs на Al приводит к анизотропии сверхтонкого поля в кристаллах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и к проявлению ядерных квадрупольных эффектов в оптическом канале [4 – 6].

Ниже приведены результаты исследования эффектов анизотропии и инверсии при оптической накачке кристалла $\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As}$ n -типа. На рис. 1 показана схема эксперимента. Циркулярно поляризованный луч He – Ne-лазера направлен по нормали к поверхности кристалла вдоль оси $\langle 111 \rangle$ (рис. 1, а). Измеряется величина ρ для рекомбинационного излучения в направлении близком к этой оси. Измерения выполнены методом двухканального счета "левых" и "правых" фотонов. С помощью двух пар катушек Гельмгольца (Γ_1 и Γ_2) осуществляется поворот поля \mathbf{H} в плоскости, перпендикулярной лазерному лучу (рис. 1, б). Направление вектора \mathbf{H} определяется углом ϕ , который отсчитывается от оси $\langle 110 \rangle$. Земное поле скомпенсировано. На рисунке показаны ближайшие соседи ядра As в случае замещения одного из атомов Ga на Al.

На рис. 2, а и б представлены экспериментальные зависимости $\rho(\phi)$ для поля $H = 2 \text{ э}$. Измерения выполнены при 4,2К. Величина параметра асимметрии $\eta(\mathbf{H}) = [\rho(\mathbf{H}) - \rho(-\mathbf{H})] / [\rho(\mathbf{H}) + \rho(-\mathbf{H})]$ достигает максимума $\eta(\mathbf{H}_M) \approx 15\%$ при трех зависящих от знака σ , значениях угла ϕ .

Если операция инверсии времени отождествляется с операцией одновременного изменения знаков σ и \mathbf{H} , то можно было бы ожидать, что фигуры рис. 2, а (σ^+ -поляризация) и рис. 2, б (σ^- -поляризация) должны отличаться поворотом на 180° . Однако, эксперимент показывает, что эффект оптической ориентации инвариантен относительно одновременной смены знаков σ и \mathbf{H} и поворота кристалла на угол $\cdot 2\Delta\phi + \pi = 35 + 40^\circ + 180^\circ$.

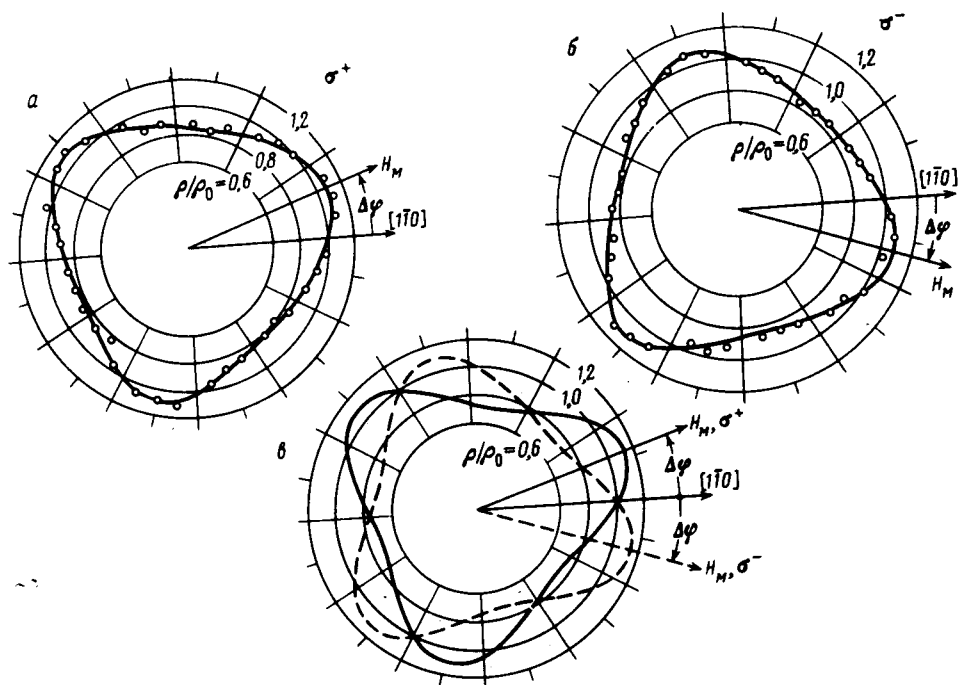


Рис. 2. Зависимость $\rho(\phi)$ в полярных координатах ($\rho_0 = \rho(\phi)$ при $\phi = 0$): а — экспериментальная зависимость при возбуждении σ^+ — светом, б — экспериментальная зависимость при возбуждении σ^- — светом, в — результаты численного расчета на ЭВМ; сплошная кривая соответствует поляризации σ^+ , пунктир — σ^-

Это нарушение T -инвариантности связано с существенно неравновесным характером эффекта оптической ориентации. (Рекомбинация и спиновая релаксация делают процесс ориентации необратимым во времени).

Действительно, из уравнений Блоха для среднего спина ориентированных в присутствии магнитного поля электронов имеем:

$$S = \frac{T}{\tau} S_1 + (\gamma_e T)[S\mathbf{h}], \quad (1)$$

где S_1 — средний спин электрона в момент рождения, τ — время жизни электрона в зоне проводимости, а $\mathbf{h} = \mathbf{H}_N + \mathbf{H}$ эффективное магнитное поле, действующее на электронный спин и являющееся суммой внеш-

него и сверхтонкого полей. Решение уравнения (1) имеет вид

$$S = \frac{T}{\tau} \frac{S_1 + (\gamma_e T)^2 (S_1 \mathbf{h}) \mathbf{h} + (\gamma_e T) [S_1 \mathbf{h}]}{1 + (\gamma_e T h)^2} . \quad (2)$$

Если первые два слагаемые в числителе (2) изменяют знак при одновременной смене знаков S_1 и \mathbf{h} , то третье слагаемое четно относительно этой операции, что и отражает существенную роль необратимых диссипативных процессов в оптической ориентации.

Подчеркнем, однако, что в изложенном эксперименте, как и в большинстве экспериментов по оптической ориентации в полупроводниках, регистрировалась проекция спина S на направление накачки S_1/S_1

$$\rho = \frac{(SS_1)}{S_1} = \frac{T [S_1^2 + (\gamma_e T)^2 (S_1 h)^2]}{\tau S_1 [1 + (\gamma_e T h)^2]} \quad (3)$$

непосредственно независимая от значения члена $(\gamma_e T) [S_1 \mathbf{h}]$.

Экспериментальное проявление рассматриваемого эффекта связано с кубической (а не сферической) симметрией материала образца. Так если дополнить известное выражение для компонент ядерного поля $H_{Ni} = h_N (\mathbf{S} \mathbf{h}') h_i' / (h'^2 + h_L^2)$ [1] соответствующим кубическим инвариантом

$$H_{Ni} = h_N \frac{(\mathbf{S} \mathbf{h}') h_i' + b S_i h_i'^2}{h'^2 + h_L^2} , \quad (4)$$

то совместное решение уравнений (2), (4) приводит к появлению в зависимости ρ от S_1 и \mathbf{H} членов с разной временной четностью. При этом также как и на опыте, величина ρ остается неизменной, если одновременно с инверсией S_1 и \mathbf{H} изменить угол ϕ на фиксированную величину. В (4) h_N — значение ядерного поля насыщения, h_L^2 — квадрат модуля локального поля, $\mathbf{h}' = \mathbf{H} + h_e \mathbf{S}$ — эффективное поле, действующее на ядра и включающее поле ориентированных электронов $h_e \mathbf{S}$.

Обоснование возможности учета анизотропии \mathbf{H}_N в виде (4) выходит за рамки краткого сообщения. Величина коэффициента b может, в частности, определяться квадрупольным взаимодействием, которое проявляется в преимущественном выстраивании моментов ядер A_s вдоль четырех эквивалентных осей третьего порядка [4 — 6]. В этом частном случае выражение, практически аналогичное (4), удается получить, если ввести для этих ядер анизотропный g -фактор ($g_{\parallel} \neq g_{\perp}$, где g_{\parallel} и g_{\perp} значения g -фактора в направлениях, параллельном и перпендикулярном к соответствующей данному ядру A_s оси третьего порядка). На рис. 2, σ представлены результаты расчета, выполненного для этого случая с помощью ЭВМ при следующих значениях параметров: $H = 2\varepsilon$, $h_N = -5 \kappa\varepsilon$, $\gamma_e T = 0,4 \varepsilon^{-1}$, $h_L = 0$, $g_{\perp} / g_{\parallel} = 0,8$, $h_e = 2,5 \varepsilon$.

Отметим, что хорошее согласие данных рис. 2, а, б, в соответствует лишь ходу угловых зависимостей. Абсолютные величины расчетных и экспериментальных значений ρ при этом заметно отличаются. Поэтому возможность точного определения всего набора параметров на основе сравнения результатов эксперимента и проведенного расчета требует дополнительного анализа. Однако, хорошее согласие угловых зависимостей показывает, что учет диссипации момента и анизотропии сверхтонкого поля позволяет полностью объяснить все наблюдаемые инверсионные эффекты.

Авторы благодарны Б.П.Захарчене, М.И.Дьяконову и В.И.Перелю за плодотворные обсуждения, а также М.Н.Ткачуку, за помощь в проведении эксперимента.

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

Поступила в редакцию
24 декабря 1977 г.

Литература

- [1] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, 68, 1514, 1975.
- [2] В.А.Новиков, В.Г.Флейшер. ЖЭТФ, 71, 778, 1976.
- [3] D. Paget, G. Lampel, B. Sapoval, V.I. Safarov. Phys. Rev., B15, 5780, 1977.
- [4] Б.П.Захарченя, В.А.Новиков, В.Г.Флейшер. Письма в ЖЭТФ, 26, 316, 1977.
- [5] В.Л.Берковиц, В.И.Сафаров. Письма в ЖЭТФ, 26, 377, 1977.
- [6] В.А.Новиков, В.Г.Флейшер. Письма в ЖЭТФ, 26, 158, 1977; ЖЭТФ, 74, вып. 3, 1978.