

УДК 539.143.43

© 1991

## ОПТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯМР В МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

*Г. Ш. Абсадзе, Л. Л. Бушвили, Г. Л. Какабадзе*

Описан новый оптический механизм насыщения ядерного магнитного резонанса для ядер, расположенных в доменной границе ферромагнитного полупроводника при его освещении модулированным по интенсивности или поляризации светом. Показано, что насыщение ядерных спиновых переходов будет происходить при частоте зеемановского расщепления, равной  $\omega_1$  или кратной ее долям  $\omega_1/2$ ,  $\omega_1/3$  и т. д.

Перестройка доменной структуры магнитного полупроводника циркулярно-поляризованным светом исследована в ряде работ [1-5]. Было показано, что под действием света происходит перемещение доменной стенки, разделяющей области ферромагнитного образца с различным направлением упорядочения магнитных моментов. Это явление, представляющее собой фотонамагничивание образца, связано с тем, что из-за сильного циркулярного дихроизма поглощение света приводит к увеличению косвенного обменного взаимодействия магнитных ионов через электроны проводимости в домене с большим коэффициентом поглощения, что в свою очередь обуславливает увеличение объема этого домена за счет домена с малым коэффициентом поглощения света. Другими словами, доменная граница передвигается в сторону области с меньшим коэффициентом поглощения. В [1] было показано, что учет зависимости константы обменного взаимодействия  $\alpha$  от координаты  $x$ , которая связана с пространственно-неоднородным распределением носителей заряда в зоне проводимости полупроводника в условиях действия поляризованного света, приводит к тому, что действие света оказывается эквивалентным действию на образец эффективного магнитного поля  $H_{\text{эф}}$ . Величина этого поля, определяемая степенью неоднородности распределения фотовозбужденных электронов по толщине доменной стенки, прямо пропорциональна значению константы магнитной анизотропии  $\beta$  и малому параметру, характеризующему изменение обменного взаимодействия при освещении образца.

В настоящей работе описан новый механизм насыщения ядерного магнитного резонанса (ЯМР) для ядер, расположенных в доменной стенке ферромагнитного полупроводника при его освещении модулированным по интенсивности или поляризации светом.

Допустим, что у нас имеется магнитный полупроводник, состоящий из двух противоположно ориентированных доменов. Будем считать, что вектор плотности спинов магнитных ионов  $I$  параллелен или антипараллелен оси  $Z$  при  $x < -D/2$  или  $x > D/2$  соответственно, где  $D$  — ширина доменной стенки. В таких условиях проекция  $I$  на координатных осях в некоторой точке  $x$  в блоховской стенке будет иметь вид

$$I_x = 0, I_y = I \sin \theta(x), I_z = I (\cos \theta(x)). \quad (1)$$

Здесь  $\cos \theta(x) = -\text{th } x/D$ ;  $\theta(x)$  характеризует угол поворота спина электрона в доменной границе. Представим, что на этот образец действует

циркулярно-поляризованный свет, распространяющийся вдоль оси  $Z$ , поляризация или интенсивность которого изменяется с определенной частотой. Отметим, что при освещении образца немодулированным циркулярно-поляризованным светом без учета релаксационных процессов концентрация фотоэлектронов в зоне проводимости равна [1]

$$n(x) = n_0[1 + \gamma(\sigma \times \mathbf{i}(x))], \quad (2)$$

$n_0$  — средняя концентрация фотоэлектронов;  $\sigma$  — спин поглощаемых фотонов;  $\mathbf{i}$  — единичный вектор, параллельный  $\mathbf{I}$  ( $\mathbf{i} = \mathbf{I}/I$ ); коэффициент  $\gamma$  характеризует величину и знак дихроизма.

Если на образец падает свет, который модулирован по интенсивности, а поляризация света остается постоянной, то тогда вероятность перехода из зоны валентности в зону проводимости в точке  $x$  будет иметь вид

$$P(x, t) = P_0(t)[1 + \gamma(\sigma \times \mathbf{i}(x))]. \quad (3)$$

$P_0(t)$  — вероятность перехода под действием модулированного по интенсивности света. При

$$P_0(t) = P_0(1 + \varepsilon \cos \omega t), \quad (4)$$

где  $\omega$  — частота,  $\varepsilon$  — глубина модуляции,  $P(x, t)$  примет вид

$$P(x, t) = W(x)(1 + \varepsilon \cos \omega t), \quad (5)$$

$$W(x) = P_0[1 + \gamma(\sigma \times \mathbf{i}(x))].$$

Если падающий на образец свет модулирован по поляризации, например вектор поляризации изменяется во времени по закону  $\sigma = \sigma_0 \cos \omega t$ , то вероятность перехода примет вид

$$P(x, t) = P_0[1 + \gamma(\sigma_0 \times \mathbf{i}(x)) \cos \omega t] \quad (6)$$

или, вводя обозначение  $\gamma(x) = \gamma(\sigma_0 \times \mathbf{i}(x))$ ,

$$P(x, t) = P_0[1 + \gamma(x) \cos \omega t]. \quad (7)$$

Учитывая вышеизложенное, напишем уравнение, которое описывает изменение концентрации фотовозбужденных электронов в зоне проводимости

$$dn/dt = -P(x, t)(n - N/2) - (n - n_0)/\tau, \quad (8)$$

где  $n = n(x, t)$ ,  $N$  — общее число частиц в зоне валентности и проводимости,  $n_0$  — равновесное число электронов в единице объема в зоне проводимости,  $\tau$  — время релаксации.

Анализ уравнения (8) можно провести различными методами. Воспользуемся весьма простым и физически ясным принципом подчинения [6]. Понятно, что временная зависимость установившегося числа фотоэлектронов в зоне проводимости  $n(t)$  будет определяться только временной зависимостью вероятности перехода  $P(t)$ , если скорость рекомбинации  $1/\tau > \omega$ , т. е. при выполнении условия применимости принципа подчинения. Полагаем, что падающий на образец свет имеет малую интенсивность, т. е. средняя концентрация фотоэлектронов в зоне проводимости  $n_0$  всегда остается ничтожно малой по сравнению с общим числом частиц в зоне валентности и проводимости. В этих условиях  $n$  можно разложить по степеням малости параметра  $n_0/N$ , который обозначим через  $\xi$ , и это разложение примет вид

$$n = n_0 + \xi n_1 + \xi^2 n_2 + \dots \quad (9)$$

Полагая в уравнении (8)  $dn/dt = 0$  и учитывая разложение (9), а также считая, что  $P\tau \ll 1$ , можно легко найти  $n_1, n_2, \dots$  в виде разложения по степеням  $\xi$  методом последовательных приближений.

Часть  $n_1$ , дающая вклад в колебание стенки Блоха, пропорциональна  $\cos \omega t$  и для падающего света, который модулирован по поляризации или интенсивности, будет иметь вид

$$n_1 \sim \frac{1}{2} P_0 \tau N \cos \omega t \gamma(x), \quad n_1 \sim \frac{1}{2} \epsilon \tau N \cos \omega t W(x). \quad (10), (11)$$

Для света, который модулирован по интенсивности, член, квадратичный по степеням  $\xi$ , т. е. член  $n_2$ , пропорционален  $\cos 2\omega t$ . Члены более высокого порядка по степеням  $\xi$  дают гармоники на частотах  $3\omega, 4\omega$  и т. д. в обоих случаях модуляции.

Концентрация электронов зависит от времени, а следовательно, зависящим от времени будет  $H_{\text{эф}}$ . Интеграл, определяющий  $H_{\text{эф}}(t)$ , имеет вид [1]

$$H_{\text{эф}}(t) = - \frac{\beta \hbar^2}{16 \tilde{\alpha} M m I^2} \int_0^{\infty} [n(x, t) - n(-x, t)] \frac{dI_n^2}{dx} dx, \quad (12)$$

где  $\tilde{\alpha}$  — среднее значение параметра обменного взаимодействия в стенке;  $M = \mu I / j$  — плотность магнитного момента;  $\mu, j$  — магнитный момент и спин одного иона;  $m$  — эффективная масса электрона в зоне проводимости.

Подставляя в (12) члены  $n_1, n_2 \dots$  для обоих случаев модуляции падающего света и обозначая их амплитудные значения через  $H^{(1)}, H^{(2)} \dots, H_{\text{эф}}(t)$  в общем виде можно записать

$$H_{\text{эф}}(t) \sim H^{(1)} \cos \omega t + H^{(2)} \cos 2\omega t + \dots \quad (13)$$

Хорошо известно [7], что внешнее переменное магнитное поле, действующее на ферромагнетик, вызывает колебания доменной стенки и возбуждает ЯМР на ядрах, находившихся в толщине этой стенки. Как было показано, действие модулированного света эквивалентно действию на блоховскую границу переменного магнитного поля  $H_{\text{эф}}$ . Для амплитудного значения этого поля справедливы оценки [2-6], которые для характерных значений входящих в него параметров дают  $H_{\text{эф}} \sim 0.1$  Э. Колебание доменной стенки под воздействием этого поля будет приводить к насыщению ядерных спиновых переходов при частоте модуляции света, равной частоте зеемановского расщепления  $\omega_I$  или кратной ее долям  $\omega_I/2, \omega_I/3$  и т. д. При этом амплитуда переменного магнитного поля, действующего на ядра, будет порядка  $\eta H_{\text{эф}}$ , где  $\eta$  — фактор усиления.

Авторы выражают благодарность И. А. Меркулову за обсуждения.

#### Список литературы

- [1] Меркулов И. А., Самсонова Г. Г. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 8. С. 2437—2440.
- [2] Афанасьев М. М., Компан М. Е., Меркулов И. А. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 6 (12). С. 2068—2077.
- [3] Афанасьев М. М., Компан М. Е., Меркулов И. А. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. № 5. С. 228—231.
- [4] Афанасьев М. М., Компан М. Е., Меркулов И. А. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. № 21. С. 982—985.
- [5] Афанасьев М. М., Компан М. Е., Меркулов И. А. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23. № 11. С. 621—623.
- [6] Хакен Г. С. Синергетика. М., 1980. 404 с.
- [7] Portis A. M., Gossard A. C. // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. N 5. P. 205S—213S.

Тбилисский государственный университет  
им. И. А. Джавахишвили

Поступило в Редакцию  
23 июля 1990 г.