

## МЕЗОСКОПИЧЕСКАЯ СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ И ЯДЕРНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС

А. Г. Аронов, Ю. Б. Лянда-Геллер

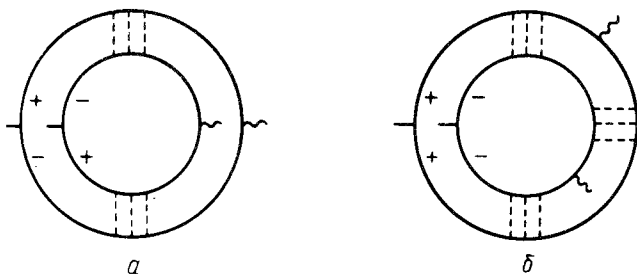
Показано, что локальная спиновая поляризация электронов в электрическом поле приводит к возникновению ядерного электрического резонанса и резонанса на локализованных электронных спинах в объемном образце.

В средах с пониженной симметрией из-за спин-орбитального взаимодействия возникает спиновая поляризация электронов при протекании тока <sup>1</sup>.

Случайное распределение примесей и дефектов в проводниках приводит к локальному разрушению пространственной симметрии (локальный мезоскопический эффект) и к поляризации спина в электрическом поле в областях, в которых электрон рассеивается на случайном потенциале когерентно. Физической причиной такой локальной спиновой поляризации является релаксация спинов носителей тока. При этом средняя спиновая поляризация макроскопического образца равна нулю, так как спины отдельных его частей компенсируют друг друга.

Основной результат, на который мы хотим обратить внимание в настоящем сообщении <sup>1)</sup> — возможность наблюдения обсуждаемой мезоскопической спиновой поляризации в массивном образце, несмотря на отсутствие его макроскопической поляризации, в условиях, когда в эксперименте наблюдается непосредственно квадрат локальной спиновой плотности. Эта возможность проявляется, например, в предсказанном нами ядерном электрическом резонансе <sup>1</sup> или резонансе на локализованных спинах, возбуждаемом электрическим полем.

Локальный спин электронов в данной точке образца, возникающий под действием высокочастотного электрического поля  $E_\omega$ , меняется со временем с частотой  $\omega$ . Вследствие сверхтонкого взаимодействия спинов электронов и ядер или обменного взаимодействия с локализованным спином происходят переходы между ядерными (электронными) магнитными подуровнями в постоянном магнитном поле  $\mathbf{H}$ , возбуждаемые электрическим полем. Максимум интенсивности этих переходов имеет место на частоте ядерного магнитного (или электронного спинового) резонанса.



Примеры диаграмм, определяющих флуктуации спиновой плотности: *а* — Диаграммы со сменой знака мнимой части функции Грина в вершинах, содержащие два диффузора; *б* — Трехдиффузные (трехкуперонные) диаграммы. Левые вершины соответствуют операторам спина, правые вершины (волнистая линия) — операторам взаимодействия с электрическим полем

Интенсивность резонанса в массивном образце пропорциональна величине пространственных флуктуаций спиновой плотности в данной точке  $\int \langle S_\perp^2(\mathbf{r}) \rangle d\mathbf{r}$  ( $S_\perp$  — компонента спина, perpendicular to the external magnetic field). Величина  $\langle S_\perp^2(\mathbf{r}) \rangle$ , в отличие от среднего спина, имеет одинаковый знак для всех локальных областей, и поэтому интенсивность резонанса пропорциональна объему образца.

<sup>1)</sup> Содержание данной работы также частично является предметом тезисов доклада на XX Международной конференции по физике полупроводников <sup>2</sup>.

Для вычисления флуктуаций спиновой плотности можно воспользоваться примесной графической техникой. Примеры существенных диаграмм, определяющих  $\int \langle S_{\perp}^2(\mathbf{r}) \rangle d\mathbf{r}$ , с большой передачей импульса в вершинах, соответствующих локальному оператору спина, приведены на рисунке. Диаграммы типа *a*, содержащие два диффузона и вершины, в которых меняется знак мнимой части функции Грина, описывают возникновение поляризации из-за спин-орбитального взаимодействия за счет реального поглощения электрической компоненты СВЧ поля. Аналогичные графики, содержащие два куперона, малы по параметру  $1/p_F l$ , где  $p_F$  — импульс Ферми,  $l$  — длина свободного пробега. Диаграммы без такой смены знаков в вершинных частях<sup>2)</sup>, в том числе типа *b*, описывают поляризацию электронов электрическим полем без поглощения и подобны по физическому смыслу графикам для коррелятора вещественных частей магнитной восприимчивости. При этом в приведенных трехлестничных графиках следует учитывать как вклад диаграмм с диффузонами, так и вклад диаграмм с куперонами. Величины этих вкладов различаются при наличии постоянного магнитного поля.

Ниже мы приведем результаты вычисления  $\langle S_{\perp}^2(\mathbf{r}) \rangle$  для однородного электрического поля. После выполнения аналитического продолжения в температурной диаграммной технике вклад графиков с двумя диффузонами имеет вид

$$\langle S_{\perp}^2(\mathbf{r}) \rangle = A \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx'}{2\pi} f'(x) f'(x') \sum_q [D_{00}^2(x+x') - D_{10}^2(x+x') + D_{00}(x+x') D_{00}(0) - D_{10}(x+x') D_{10}(0)], \quad (1)$$

где  $A = 2\pi\nu\tau(eE_{\alpha} V_F)^2 / T^2 d$ ,  $\nu$  — плотность состояний,  $\tau$  — время релаксации импульса,  $d$  — размерность пространства,  $f'(x) = \frac{1}{4} \text{ch}^{-2}(x/2)$ , величины  $D_{jm}$ , определяющие спиновую структуру диффузона (куперона) при наличии ларморовской прецессии и спин-орбитального механизма релаксации спина, определяются формулой

$$D_{jm}(x) = (Dq^2/T + ix + im\alpha_H + \frac{4}{3}j\alpha_{s_0} + \alpha_0)^{-1}. \quad (2)$$

Здесь  $\alpha_H = \omega_H/T$ ,  $\omega_H$  — ларморовская частота,  $T$  — температура,  $\alpha_{s_0} = (L_T/L_{s_0})^2$ ,  $L_T = (D/T)^{1/2}$ ,  $D$  — коэффициент диффузии,  $L_{s_0} = (D\tau_{s_0})^{1/2}$ ,  $\tau_{s_0}$  — время спиновой релаксации,  $\alpha_0 = 1/T\tau_0 \ll 1$ ,  $\tau_0$  — время неупругого рассеяния. Результат вычисления диаграмм с тремя диффузонами имеет вид

$$\begin{aligned} \langle S_{\perp}^2(\mathbf{r}) \rangle = & 4A \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx'}{2\pi} f'(x) f'(x') \sum_q Dq^2/T \times \\ & \times [D_{00}^3(x+x') - D_{10}^3(x+x') + \frac{3}{4}(D_{00}(x+x') - D_{10}(x+x'))(D_{11}(x+x') - D_{1-1}(x+x'))^2]. \end{aligned} \quad (3)$$

При  $\alpha_{s_0} \ll 1$  главный вклад в  $\langle S_{\perp}^2(\mathbf{r}) \rangle$  дают двухдиффузионные диаграммы, содержащие толь-

<sup>2)</sup> Эти диаграммы не учтены в работах <sup>3, 4</sup>, которые нам стали известны при подготовке статьи к печати.

ко  $D_{j0}$ , не зависящие от магнитного поля, вследствие чего ларморовская прецессия несущественна и

$$\langle S_{\perp}^2(\mathbf{r}) \rangle = \frac{E^2 L_T}{48\pi} \begin{cases} \frac{\sigma L_T}{D^2 L_0} \left( \sqrt{1 + \frac{4}{3} \frac{\tau_0}{\tau_{s0}}} - 1 \right) & (d=3) \\ \frac{gL_T}{D^2} \ln \left( 1 + \frac{4\tau_0}{3\tau_{s0}} \right) & (d=2), \end{cases} \tag{4}$$

где  $S_{\perp}(\mathbf{r})$  при  $d=2$  — двумерная спиновая плотность,  $\sigma$  и  $g$  — удельная проводимость и кон-  
тактные пленки соответственно,  $L_0 = (D\tau_0)^{1/2}$ .

При сильном спин-орбитальном взаимодействии  $\alpha_{s0} \gg 1$   $\langle S_{\perp}^2(\mathbf{r}) \rangle$  определяется как диаграм-  
мами рис. а, так и диаграммами рис. б. В двумерном случае

$$\langle S_{\perp}^2(\mathbf{r}) \rangle = \frac{1}{48\pi} \frac{gF^2}{D^2} L_T^2 [\ln(T\tau_p) + 6 + f_2(\alpha_{s0}, \beta)], \tag{5}$$

где логарифмическое слагаемое связано только с двухдиффузonnными графиками,  $\beta = L_T/L_H$ ,  
 $L_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$  — магнитная длина, функция  $f_2(\alpha_{s0}, \beta)$ , связанная с трехкуперонными вкла-  
дами, имеет вид

$$f_2(\alpha_{s0}, \beta) = \begin{cases} 4 - 8L_T^4/5L_H^4 & (L_H \gg L_T, L_{s0}) \\ 6\pi L_H^2/L_T^2 & (L_{s0} \ll L_H \ll L_T) \\ \frac{63\zeta(3)}{\pi} L_H^4/L_{s0}^2 L_T^2 & (L_T \gg L_{s0} \gg L_H). \end{cases} \tag{6}$$

В трехмерном случае диаграммы на рисунке а и б дают одинаковый по порядку величины  
вклад:

$$\langle S_{\perp}^2(\mathbf{r}) \rangle = \frac{\sigma F^2}{16D^2} \frac{3L_T}{\sqrt{2}\pi^{5/2}} \left( \zeta\left(\frac{3}{2}\right) + f_3(\alpha_{s0}, \beta) \right), \tag{7}$$

где

$$f_3(\alpha_{s0}, \beta) = \begin{cases} \frac{3}{4} \zeta\left(\frac{3}{2}\right) - \frac{5}{4\pi} \zeta\left(\frac{5}{2}\right) L_T^4/L_H^4 & (L_H \gg L_T, L_{s0}) \\ \frac{8\sqrt{\pi}}{3} (2\sqrt{2} - 1) \zeta\left(\frac{3}{2}\right) L_H/L_T & (L_{s0} \ll L_H < L_T) \\ \frac{3\sqrt{\pi}}{2} (4\sqrt{2} - 1) \zeta\left(\frac{5}{2}\right) L_H^3/L_{s0}^2 L_T & (L_T \gg L_{s0} \gg L_H). \end{cases} \tag{8}$$

Таким образом, из выражений (5)–(8) видно, что при  $H=0$  трехкуперонные вклады того же  
порядка, что и диффузные, а вся зависимость от магнитного поля связана с их подавлени-  
ем. Характерные магнитные поля определяются соотношением  $L_H \sim L_T$ .

Мезоскопические флуктуации локальной спиновой поляризации  $\langle S_z^2(\mathbf{r}) \rangle$  в электрическом  
поле приводят к зависимости неоднородной ширины линии спинового резонанса от электри-

ческого поля. Этот факт отмечен и в <sup>4</sup>. Не приводя подробных вычислений, отметим, что ларморовская прецессия спинов меняет эту неоднородную ширину, в отличие от интенсивности.

Авторы выражают благодарность А.Ю.Зюзину, Д.Е.Хмельницкому и В.И.Фалько за полезные обсуждения.

### Литература

1. *Аронов А.Г., Лянда-Геллер Ю.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1989, 50, 398.
2. *Аронов А.Г., Лянда-Геллер Ю.Б.* Тезисы XX Международной конференции по физике полупроводников. Тессалоники, 1990, в печати.
3. *Zyuzin A.Yu.* Europhys. Lett., 1990, in press.
4. *Назаров Ю.В.* Письма в ЖЭТФ, 1990, 51, 375.

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

Поступила в редакцию  
7 июня 1990 г.