

УДК 538.22

© 1990

МАГНОННОЕ УВЛЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

В. П. Гнедков, В. П. Семиноженко, В. Л. Соболев, Д. Ф. Филь

Когерентная спиновая волна, распространяющаяся в магнитном полупроводнике, благодаря $s-d$ обменному взаимодействию, увлекает электроны проводимости и создает постоянный электрический ток. Эффект рассмотрен в присутствии высокочастотного электрического поля. Воздействие поля приводит к существенному изменению величины тока увлечения и расширяет интервал возможных значений волновых векторов спиновой волны, при которых реализуется эффект. В ферромагнитных полупроводниках с незаполненной верхней спиновой подзоной ток увлечения может наблюдаться только в присутствии электрического поля.

Одним из проявлений взаимодействия между электронами проводимости и локализованными магнитными моментами в магнитных полупроводниках является эффект увлечения электронов спиновой волной [1, 2]. В настоящее время известно несколько механизмов, приводящих к возникновению постоянного электрического тока в магнитном полупроводнике при возбуждении в нем спиновой волны. В [3, 4] было показано, что появление тока увлечения может быть обусловлено нелинейным индукционным взаимодействием электромагнитных полей, связанных с колебаниями намагниченности, с электронами проводимости. Однако этот эффект является релятивистским по своей природе и величина его оказывается на один-два порядка меньше экспериментального значения [5]. В основе другого механизма [6] лежит представление о том, что спиновая волна, затухая в магнитном полупроводнике, создает пространственную неоднородность намагниченности образца и благодаря $s-d$ обменному взаимодействию модулирует энергию электронов. Величина тока увлечения пропорциональна константе $s-d$ обменного взаимодействия между электронами проводимости и спиновой волной \mathcal{J}_{sd} и существенно превосходит оценки, приведенные в [5]. Между тем наибольшая величина эффекта, пропорциональная \mathcal{J}_{sd}^2 , должна достигаться при рассмотрении прямого процесса взаимодействия электронов проводимости со спиновой волной, заключающегося в передаче электронам направленного импульса волны. Основная трудность в реализации указанного механизма в ферромагнитных полупроводниках состоит в том, что наиболее интенсивные трехчастичные процессы электрон-магнонного взаимодействия оказываются фактически запрещенными законами сохранения энергии из-за большой величины Δ спинового расщепления зоны проводимости электронов. (Для типичных полупроводников $\Delta \sim 0.1 \div 0.5$ эВ, и для осуществления одномагнонных переходов требуется возбуждать спиновые волны с $q \geq 10^6 \div 10^7$ см⁻¹, где q — волновой вектор волны). Совершенно иная ситуация будет наблюдаться при наличии сильной электромагнитной волны. Воздействие высокочастотного электрического поля на электрон-магнонную систему ферромагнитного полупроводника приводит к тому, что в актах электрон-магнонных взаимодействий участвуют кванты внешнего поля Ω [7]. В результате во внешнем электрическом поле изменяются как законы сохранения энергии в актах взаимодействия квазичастиц, так и интервал возмож-

ных значений волновых векторов спиновой волны, что позволяет рассматривать в ферромагнитных полупроводниках одномагнитные процессы. В антиферромагнитных полупроводниках в слабых магнитных полях, удовлетворяющих условию

$$T \gg \mathcal{J}_{sd} S [(H + H_D)/H_E], \quad (1)$$

где \mathcal{J}_{sd} — константа s - d обмена, S — спин магнитного иона, H_E — обменное поле антиферромагнетика, H_D — поле Дзялошинского, спиновым расщеплением зоны проводимости носителей можно пренебречь [8] и указанный механизм магнитного увлечения может реализоваться в отсутствие электрического поля.

1. Магнитное увлечение в ферромагнитных полупроводниках

Рассмотрим широкозонный ферромагнитный полупроводник, помещенный в высокочастотное электрическое поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin \Omega t$ ($\Omega \tau_e \gg 1$, τ_e — время релаксации электронов). Чтобы описать взаимодействие электронов проводимости со спиновой волной, предположим, что функция распределения магновов имеет вид

$$N_{\mathbf{k}} = N_{\mathbf{k}} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{q}). \quad (2)$$

Последнее предположение означает, что в ферромагнитном полупроводнике распространяется когерентная спиновая волна с волновым вектором \mathbf{q} (явный вид $N_{\mathbf{q}}$ определяется заданием конкретного способа возбуждения спиновой волны). Кроме того, будем предполагать справедливость следующих неравенств:

$$(T, \varepsilon_F, \varepsilon_q) < \Delta/2, \quad (3)$$

где ε_F — фермиевская энергия электронов, $\varepsilon_q = q^2/2m$, m — масса электрона. Это позволяет ввиду слабой заселенности высокоэнергетичной спиновой подзоны со спином «вниз» пренебречь вкладом в ток увлечения электронов из этой подзоны. Учитывая электрон-магнитное взаимодействие, перенормированное электрическим полем [7], и ограничиваясь τ -приближением при рассмотрении взаимодействия электронов с другими квазичастицами и дефектами, легко найти отклонение функции распределения электронов от состояния равновесия и получить выражение для тока увлечения в виде

$$\mathbf{j} = \frac{2e\tau_e \mathcal{J}_{sd}^2 V_0 S N_{\mathbf{q}}}{(2\pi)^3 m} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \mathbf{q} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\mathbf{a}_0 \mathbf{q}) f_p^{\uparrow \delta} (\varepsilon_p^{\uparrow} - \varepsilon_{p+\mathbf{q}}^{\downarrow} + \omega_q + n\Omega). \quad (4)$$

Здесь f_p^{\uparrow} — функция распределения электронов в подзоне со спином «вверх», $\varepsilon_p^{\uparrow \downarrow} = p^2/2m \mp \Delta/2$, ω_q — закон дисперсии магновов, $\mathbf{a}_0 = e\mathbf{E}_0/m\Omega^2$, e — заряд электрона, τ_e — время релаксации электронов, S — спин, V_0 — объем элементарной ячейки, $\mathcal{J}_n(x)$ — функция Бесселя.

Выполняя в (4) интегрирование, получим следующее.

а) Для вырожденных ферромагнитных полупроводников

$$\mathbf{j} = \frac{e\tau_e \mathcal{J}_{sd}^2 V_0 S m N_{\mathbf{q}}}{2(2\pi)^4 q} \mathbf{q} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\mathbf{a}_0 \mathbf{q}) [\varepsilon_F + \Delta/2 - E_n] \theta(\varepsilon_F + \Delta/2 - E_n), \quad (5)$$

$$E_n = [\Delta + \varepsilon_q - \omega_q + n\Omega]^2/4\varepsilon_q.$$

Как видно из (5), в случае полупроводников с $\varepsilon_F < \Delta/2$ эффект магнитного увлечения реализуется только в присутствии внешнего электрического поля. Вклад в ток дают члены суммы начиная с номеров $n \geq l$, где l определяется из условия

$$\varepsilon_F + l\Omega \geq \Delta/2. \quad (6)$$

Если $a_0q \ll 1$, определяющий вклад в ток увлечения будут давать лишь несколько первых членов суммы, номера которых попадают в интервал (6). При $a_0q \gg 1$ реализуется случай многоквантового поглощения поля в актах электрон-магнонных взаимодействий и величина тока увлечения оказывается равной

$$j = \frac{e\tau_e \mathcal{J}_{sd}^2 m S V_0 N q}{4 (2\pi)^4 q} q \left[\varepsilon_F + \frac{\Delta}{2} - \tilde{E} \right] \theta \left(\varepsilon_F + \frac{\Delta}{2} - \tilde{E} \right), \quad (7)$$

$$\tilde{E} = [\Delta + \varepsilon_q - \omega_q - eE_0q/m\Omega]^2/4\varepsilon_q.$$

б) Для невырожденных ферромагнитных полупроводников

$$j = \frac{e\tau_e \mathcal{J}_{sd}^2 m S V_0 n_e T N q}{16\pi (2\pi m T)^{3/2} q} q \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(a_0q) e^{-E_n/T}. \quad (8)$$

n_e — концентрация электронов. В случае сильного электрического поля ($a_0q \gg 1$)

$$j = \frac{e\tau_e \mathcal{J}_{sd}^2 m S V_0 n_e T N q}{32\pi (2\pi m T)^{3/2} q} q e^{-E/T}. \quad (9)$$

В заключение приведем оценку отношения разности потенциалов U , создаваемой спиновой волной, к входной мощности волны P_0 , которую обычно определяют в эксперименте.

Для ферромагнитного полупроводника с $\mathcal{J}_{sd} \sim 0.1$ эВ, $V_0 \sim 10^{-22}$ см³; $T_N \sim 150$ К, с линейными размерами $a \times b \times c = 0.2 \times 1.6 \times 3.5$ мм, которые соответствуют параметрам образцов, использовавшихся в [5], при $E_0 = 10^2$ В/см; $\Omega \sim \Delta \sim 0.1$ эВ, $T \sim 10$ К, $q \sim 10^5$ см⁻¹ получим оценку $U/P_0 \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ В/Вт.

2. Магнонное увлечение

в антиферромагнитных полупроводниках

В широкозонных антиферромагнитных полупроводниках в пренебрежении спиновым расщеплением зоны проводимости электронов выражение для тока увлечения в присутствии сильной электромагнитной волны имеет вид

$$j = \frac{2e\tau_e |W_g|^2 V_0 N q}{(2\pi)^3 m} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(a_0q) \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} p \{ [f_{p-q} - f_p] \delta(\varepsilon_{p-q} - \varepsilon_p + \omega_q + n\Omega) + [f_{p+q} - f_p] \delta(\varepsilon_{p+q} - \varepsilon_p - \omega_q + n\Omega) \}, \quad (10)$$

где W_g — амплитуда $s-d$ обменного взаимодействия; $\varepsilon_p = p^2/2m$.

Выполняя интегрирование, получим следующее.

а) Для вырожденных антиферромагнитных полупроводников

$$j = \frac{2e\tau_e |W_g|^2 V_0 m N q}{(2\pi)^4 q} q \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(a_0q) \{ (\varepsilon_F - E_n) \theta(\varepsilon_F - E_n) - (\varepsilon_F - E_n - \omega_q + n\Omega) \theta(\varepsilon_F - E_n - \omega_q + n\Omega) \}, \quad (11)$$

$$E_n = [\varepsilon_q - \omega_q + n\Omega]^2/4\varepsilon_q.$$

При $a_0q \gg 1$ это выражение сводится к виду

$$j = \frac{e\tau_e |W_g|^2 V_0 m N q}{(2\pi)^4 q} q \{ (\varepsilon_F - \tilde{E}_1) \theta(\varepsilon_F - \tilde{E}_1) - (\varepsilon_F - \omega_q - \tilde{E}_1 + eE_0q/m\Omega) \times \theta(\varepsilon_F - \omega_q - \tilde{E}_1 + eE_0q/m\Omega) + (\varepsilon_F - \tilde{E}_2) \theta(\varepsilon_F - \tilde{E}_2) - (\varepsilon_F - \omega_q - \tilde{E}_2 - eE_0q/m\Omega) \theta(\varepsilon_F - \omega_q - \tilde{E}_2 - eE_0q/m\Omega) \}, \quad (12)$$

$$\tilde{E}_{1,2} = [\varepsilon_q - \omega_q \pm eE_0q/m\Omega]^2/4\varepsilon_q.$$

б) для вырожденных антиферромагнитных полупроводников

$$\mathbf{j} = \frac{e\tau_e |W_q|^2 V_0 m n_e T N \mathbf{q}}{4\pi (2\pi m T)^{1/2} q} \mathbf{q} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\mathbf{a}_0 \mathbf{q}) \left[1 - \exp\left(-\frac{\omega_q + n\Omega}{T}\right) \right] e^{-E_n/T}. \quad (13)$$

В случае сильного электрического поля найдем ($\omega_q \ll T$)

$$\mathbf{j} = \frac{e\tau_e |W_q|^2 V_0 m n_e T N \mathbf{q}}{8\pi (2\pi m T)^{1/2} q} \mathbf{q} \left\{ \left[1 - \exp\left(\frac{eE_0 \mathbf{q}}{mT\Omega}\right) \right] e^{-E_1/T} + \left[1 - \exp\left(-\frac{eE_0 \mathbf{q}}{mT\Omega}\right) \right] e^{-E_2/T} \right\}. \quad (14)$$

Таким образом, как видно из (11), (13), эффект магновного увлечения в антиферромагнитных полупроводниках может реализоваться и в отсутствие электромагнитной волны. Однако воздействие высокочастотного электрического поля приводит к существенному изменению величины тока увлечения, а также расширяет интервал возможных значений волновых векторов спиновой волны Δq , при которых может наблюдаться эффект.

Приведем оценку эффекта в отсутствие электромагнитной волны. Для легкослоистного антиферромагнитного полупроводника с параметрами $\mathcal{J}_{sd} \sim 0.1$ эВ, $V_0 \sim 10^{-22}$ см³; $T_N \sim 150$ К, $a \times b \times c = 0.2 \times 1.6 \times 3.5$ мм при $T = 10$ К получим $U/P_0 \sim 10^{-1} \div 1$ В/Вт.

Список литературы

- [1] Карпович В. И., Гуревич А. Г. // ФТТ. 1975. Т. 9. № 1. С. 3—11.
- [2] Салыганов В. И., Яковлев Ю. М., Шильников Ю. Р. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. № 5. С. 366—368.
- [3] Коваленко В. Ф., Куц П. С. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 7. С. 2161—2163.
- [4] Колганов В. А. // ФММ. 1975. Т. 40. № 3. С. 482—486.
- [5] Самохвалов А. А., Бабушкин В. С., Морозова Н. А., Золотовицкий А. Б. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 8. С. 2519—2521.
- [6] Гуляев Ю. В., Ползикова Н. И., Раевский О. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 11. С. 3405—3409.
- [7] Seminozhenko V. P. // Phys. Rep. 1982. V. 91. N 3. P. 103—182.
- [8] Гуляев Ю. В., Олейник И. Н., Шавров В. Г. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 4. С. 1357—1365.

НПО «Монокристаллреактив»
Харьков

Поступило в Редакцию
24 января 1990 г.