Письма в ЖЭТФ, том 50, вып. 6, стр. 284 – 286 25 сентября 1989 г.

"s–d" ОБМЕННЫЙ РЕЗИСТИВНЫЙ МЕХАНИЗМ УСИЛЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

П.Е.Зильберман, Н.И.Ползикова, А.О.Раевский

Показано, что если ферромагнитный полупроводник помещен в достаточно сильное однородное высокочастотное электрическое поле, воздействующее на электроны в резистивном режиме, то распространяющаяся в полупроводнике спиновая волна может нерезонансно (в широком диапазоне частот) усиливаться за счет энергии поля, передаваемой волне через механизм s–d-обмена.

Рассматривался безграничный однородный изотропный ферромагнитный полупроводник типа $HgCr_2Se_4$ при температуре $T < T_c$, помещенный в насыщающее статическое магнитное поле $\mathbf{H}_0$ и в высокочастотное электрическое поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos\Omega t$, направленное под произвольным углом θ к $\mathbf{H}_0$. В таком полупроводнике рассматривалась спиновая волна (СВ) с частотой $\omega(\mathbf{q})$ и волновым вектором $\mathbf{q}$, бегущая в направлении поля $\mathbf{H}_0 (\mathbf{q} \parallel \mathbf{H}_0)$ вдоль оси z. СВ взаимодействует с электронами через механизм s–d обмена [1]. Для описания этого взаимодействия мы исходим из системы связанных уравнений прецессии для циркулярной намагниченности $M^{\pm}(\mathbf{r}, t)$ и кинетического уравнения для функции распределения электронов $f_{\sigma\sigma'}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{r}$ и t – радиус-вектор и время, $\mathbf{p}$ – импульс электрона, σ и σ' – спиновые индексы (принимают значения $\uparrow$ и $\downarrow$). Эти уравнения выведены в [2] и применительно к данной задаче в приближении линейном по амплитуде волны имеют вид:

$$\frac{\partial M^+}{\partial t} = - i\gamma \{M^+ [H_0 + AV^{-1} \sum_{\mathbf{p}} (f_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{p}) - f_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{p}))] - M_0 [\alpha \Delta M^+ + 2AV^{-1} \sum_{\mathbf{p}} f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{p})]\} \quad (1)$$

$$[\hbar(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\vec{\nabla} + e\mathbf{E}_0 \cos\Omega t \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}) + i\phi_0] f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{p}) = iAM^+ [f_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{p} - \frac{\hbar\mathbf{q}}{2}) - f_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{p} + \frac{\hbar\mathbf{q}}{2})] \quad (2)$$

$$(\frac{\partial}{\partial t} + e\mathbf{E}_0 \cos\Omega t \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}) f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p}) = I[f^i_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})] - \frac{f^a_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})}{\tau}, \quad (3)$$

где $\gamma = g\mu_{\text{Б}}/\hbar$ – гиромагнитное отношение, фактор $g \approx 2$, $\mu_{\text{Б}}$ – магнетон Бора, M_0 – намагниченность насыщения, A и α – постоянные s–d-обмена и внутрирешеточного неоднородного обмена, $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m$, m и e – масса и заряд электрона, $\phi_0 = 2AM_0$ – обменное расщепление по энергии спиновых подзон, V – нормировочный объем, I – изотропная часть интеграла столкновений, τ – время релаксации импульса электронов, $f_{\sigma\sigma} = f^i_{\sigma\sigma} + f^a_{\sigma\sigma}$, $f^i_{\sigma\sigma}$ и $f^a_{\sigma\sigma}$ – изотропная и анизотропная части $f_{\sigma\sigma}$. Считается, что $\phi_0\tau \gg \hbar$ и поле $\mathbf{E}_0$ однородно. Фактически оно меняется на толщине скин-слоя $l_{\text{ск}}$ или на длине волны λ. Однако, если смещение l электрона в поле $\mathbf{E}$, равное $eE_0/m\Omega^2$ при $\Omega\tau \gg 1$ или $\sim eE_0\tau/m\Omega$ при $\Omega\tau \ll 1$, меньше $l_{\text{ск}}$ и λ, то предположение об однородности оправдано. В однородном поле $\mathbf{E}_0$ функция $f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})$ находимая из (3), также однородна. Решение (1) – (3) ищется в виде

$$\begin{pmatrix} f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) \\ M^+(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix} = e^{i(\mathbf{qr} - \omega t)} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{in\Omega t} \begin{pmatrix} f^n_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{p}) \\ M^+_n \end{pmatrix}$$

$$f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p}, t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{in\Omega t} f^n_{\sigma\sigma}(\mathbf{p}). \quad (4)$$

Подставляя (4) в (1) – (3) и приравнивая коэффициенты при одинаковых гармониках, получаем систему линейных однородных уравнений для амплитуд. Равенство нулю определителя этой системы, находимого в порядке не выше E_0^2 дает искомое дисперсионное уравнение СВ. Это уравнение, в частности, позволяет получить все раннее известные результаты относительно электронного поглощения СВ при $\mathbf{E}_0 = 0$ [2] и при $\mathbf{E}_0 \neq 0$, но в бесстолкновительном режиме, когда $\Omega\tau \gg 1$ [3]. Вместе с тем, оно позволяет найти электронное поглощение СВ при $\mathbf{E}_0 \neq 0$ в ранее не исследовавшемся резистивном режиме, когда $\Omega\tau \ll 1$. Чтобы в этом режиме можно было рассматривать влияние поля $\mathbf{E}_0$, как поправку, и найти ее из дисперсионного уравнения по теории возмущений, должны выполняться дополнительные условия:

$$\left(\frac{eE_0\tau}{mv}\right)^2 \ll 1, \quad \frac{|e\mathbf{E}_0\mathbf{q}|}{2m\phi_0^2}\phi_0\tau \ll \hbar, \quad \frac{|e\,\mathbf{E}_0\mathbf{q}|}{2m\Omega^2}\Omega\tau\delta \ll 1, \quad \delta \equiv \frac{g\mu_Б\,(N_\uparrow - N_\downarrow)}{2M_0} \ll 1, \tag{5}$$

где $N_\uparrow$ и $N_\downarrow$ – концентрации электронов в подзонах $\uparrow$ и $\downarrow$. Тогда получается следующая дисперсионная зависимость для СВ

$$\omega(\mathbf{q}) = \tilde{\omega}_H(\mathbf{q}) - \frac{\phi_0}{\hbar}\frac{\mu_0^+}{M_0^+}, \tag{6}$$

где

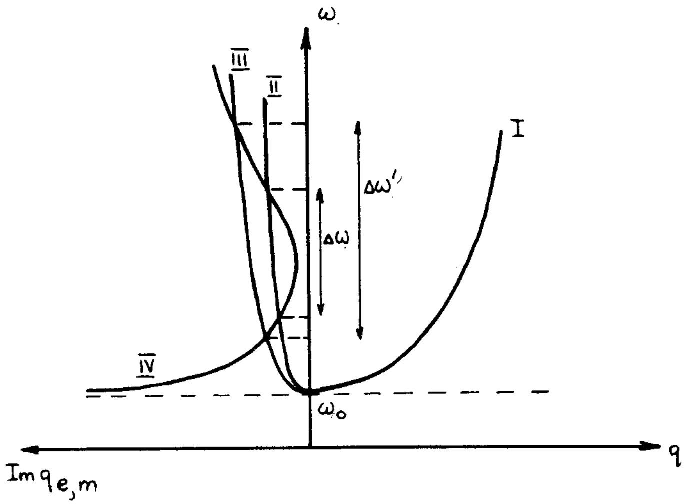
$$\tilde{\omega}_H(\mathbf{q}) = \omega_H + \omega_m\frac{\alpha q^2}{4\pi} + \frac{\phi_0}{\hbar}\frac{g\mu_Б\,(N_\uparrow - N_\downarrow)}{M_0}, \tag{7}$$

$\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$, а $\mu_0^\pm$ – нулевые (при $n = 0$) гармоники циркулярных компонент намагниченности электронов проводимости. Вычисление мнимой части отношения μ_0^+/M_0^+ приводит к окончательному результату

$$\operatorname{Im}\omega(\mathbf{q}) = 3\tau\left(\frac{\hbar e\mathbf{E}_0\mathbf{q}}{2m\phi_0}\right)^2\frac{g\mu_Б\,(N_\uparrow - N_\downarrow)}{M_0}. \tag{8}$$

Подставляя в (8) характерные значения параметров: $\phi_0 \sim 0{,}1$ эВ, $\Omega \sim 3\cdot10^{11}$ с$^{-1}$, $\tau \sim 10^{-12}$ с, $N_\uparrow - N_\downarrow \sim 10^{20}$ см$^{-3}$, $M_0 \sim 200$ Гс, $E_0 \sim 8$ кВ/см при $q \sim 10^6$ см$^{-1}$ и $\theta = 0$ получаем оценку $\operatorname{Im}\omega(\mathbf{q}) \sim 4{,}8\cdot10^7$ с$^{-1}$, что превышает диссипативные магнитные потери равные $2\gamma\Delta H \sim 3{,}6\cdot10^7$ с$^{-1}$ при ширине резонансной линии $2\Delta H \sim 2$ Э. Таким образом, возникает неустойчивость, которая, согласно известным критериям Берса–Бриггса [4], носит конвективный характер, то есть приводит к усилению СВ. Взяв $\alpha = 1{,}2\cdot10^{-12}$см^2, из (7) можно оценить групповую скорость СВ, $\partial\tilde{\omega}_H/\partial q$. Тогда пространственный инкремент $\operatorname{Im} q$ оценивается, как $(\operatorname{Im}\omega - 2\gamma\Delta H)(\partial\tilde{\omega}_H/\partial q)^{-1} \sim 40$ см$^{-1}$, а коэффициент усиления на длине пробега СВ ~ 500 мкм получается ~ 17 дБ. Рисунок иллюстрирует проведенные оценки. Из него видно, что при фиксированной частоте $\omega > \omega_0$ поле должно превысить порог, который минимален при угле $\theta = 0$ и вначале убывает с ростом ω. Верхняя по частоте граница области усиления появляется, видимо, вследствие увеличения ширины линии $\Delta H(\omega)$ с ростом ω [5]. При этом диапазон усиливаемых частот может быть широк, $\Delta\omega \gtrsim \omega_0$.

Механизм усиления тесно связан со структурой выражения для мощности W передаваемой от электронов к решетке за счет s–d-обмена. Как известно [1], $W \propto (M^+\mu^- + M^-\mu^+)$ и поскольку $\mu^+ \propto f_{\uparrow\downarrow} \propto M^+$ (см., например, (2)), а $\mu^- \propto f_{\downarrow\uparrow} \propto M^-$, то $W \propto M^+M^- = |M|^2$. Иными словами, W пропорциональна плотности энергии СВ. В резистивном режиме ($\Omega\tau \ll 1$) плотность тока электронов $\mathbf{j}$ и поле $\mathbf{E}$ синфазны, так что в среднем электроны получают от поля джоулеву мощность $P = {}^1/_2\operatorname{Re}(\mathbf{j}\cdot\mathbf{E}^*) > 0$. Часть этой мощности, равная W, передается к СВ тем эффективнее, чем больше уже накопленная энергия СВ. Таким образом, создаются условия для развития лавинного процесса – неустойчивости.



I – зависимость $\tilde{\omega}_H$ от q, даваемая выражением (7); II и III – зависимость $\mathrm{Im}q_e \equiv$ $\equiv \mathrm{Im}\,\omega/(\partial\tilde{\omega}_H/\partial q)$ от ω при двух значениях поля ($E'_0 > E_0$); IV – зависимость $(-\mathrm{Im}q_m) =$ $= 2\Delta H(\omega)/(\partial\tilde{\omega}_H/\partial q)$ от ω; $\mathrm{Im}q = \mathrm{Im}q_e + \mathrm{Im}q_m$

Авторы благодарят Ю.В.Гуляева, Ю.И.Балкарея и Э.М.Эпштейна за полезное обсуждение работы.

Литература

1. *Нагаев Э.Л.* Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979, 431 с.
2. *Гуляев Ю.В. и др.* ФТТ, 1984, **26**, 2689.
3. *Балкарей Ю.И., Эпштейн Э.М.* ФТТ, 1972, **14**, 81.
4. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979, 528 с.
5. *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973, 592 с.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 июля 1989 г.