*Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 3, стр. 127 – 129* *10 февраля 1987 г.*

# МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

*Э.Л.Нагаев*

В проводящих ферромагнетиках неоднородное переменное магнитное поле, направленное вдоль магнитного момента кристалла, вызывает появление электрического поля, направленного вдоль волнового вектора.

В проводящих магнетиках независимо от их кристаллографической симметрии возможен неоднородный магнитоэлектрический эффект. Он состоит в том, что неоднородное электрическое поле вызывает появление неоднородности у намагниченности кристалла [1]. Ниже будет обсужден обратный эффект, когда неоднородное внешнее магнитное поле создает неоднородность в распределении электронов проводимости. Он обусловлен тем, что это поле вызывает при $T \neq 0$ неоднородность намагниченности кристалла. Поскольку энергия электронов зависит от намагниченности, они стремятся собраться в тех областях, где их энергия минимальна, уходя туда из областей с максимальной энергией.

В отличие от [1], где прямой магнитоэлектрический эффект исследовался только в постоянном поле, обратный эффект здесь будет исследован в переменных полях. Будет показано, что

внешнее периодическое магнитное поле вызывает в кристалле специфические магнитоэлектрические волны. В противоположность обычным электромагнитным волнам, электрический вектор в них направлен вдоль волнового вектора волны. Последний, вообще говоря, ориентирован произвольно относительно магнитного вектора, параллельного магнитному моменту кристалла.

Расчет проводится для ферромагнитного полупроводника. Поскольку ток пропорционален градиенту электрохимического потенциала электронов $\mu$, прежде всего необходимо найти, как зависит $\mu$ от $\mathcal{H}$. В спинволновой области молекулярное поле намагниченного кристалла вызывает зеемановское расщепление зоны проводимости на две спиновые подзоны, раздвинутые на величину $\approx AS$, где $A$ – интеграл $s-f$-обмена, $S$ – величина $f$-спина. В типичных для полупроводника условиях все электроны находятся в нижней подзоне. Их энергия в главном порядке по $1/S$ дается выражением (1)

$$\mathcal{E}_{\mathbf{k}} = \frac{k^2}{2m} - \frac{AS}{2} + \frac{A}{2N}\sum_{\mathbf{q}} \frac{n_{\mathbf{q}}[(\mathbf{k}+\mathbf{q})^2 - k^2]}{2mAS + (\mathbf{k}+\mathbf{q})^2 - k^2} - \mu_B \mathcal{H}$$

$$n_{\mathbf{q}} = \left\{ \exp\left(\frac{\mu_B \mathcal{H} + \omega_{\mathbf{q}}^0}{T}\right) - 1 \right\}^{-1}, \tag{1}$$

где $k$ и $m$ – импульс и эффективная масса электрона, $\omega_{\mathbf{q}}^0$ – магнонная частота в отсутствие поля, $\mathbf{q}$ – квазиимпульс магнона, $\mu_B$ – магнетон Бора, $\hbar = 1$, $A > 0, S \gg 1$.

Разлагая (1) по полю, получаем следующее выражение для силы $\mathcal{F}$, действующей на электрон в неоднородном магнитном поле

$$\mathcal{F} = \kappa e \nabla \mathcal{H}, \tag{2}$$

$$\kappa = \left\{ \frac{3\sqrt{2}\,\zeta\left(\frac{3}{2}\right) a^3 M^{5/2} T^{3/2}}{16\pi^{3/2} Sm} + 1 \right\} \frac{\mu_B}{e} \quad \text{при } T \ll \frac{mAS}{M}, \tag{3}$$

$$\kappa = \left\{ \frac{\sqrt{A}\, T M^2 a^3}{2\pi\sqrt{2mS}} + 1 \right\} \frac{\mu_B}{e} \quad \text{при } T_c \gg T \gg T_c/S \tag{4}$$

здесь $M$ – эффективная масса магнона ($Ma^2 \sim S/T_c$, где $T_c$ – температура Кюри), $a$ – постоянная решетки, $\zeta(n)$-дзета-функция Римана. При выполнении (3), (4) считалось, что ширина зоны проводимости $W \sim 10/ma^2$ велика по сравнению с $AS$ [1].

Вблизи $T_c$ электронная энергия непосредственно выражается через намагниченность $\eta$ [2]:

$$\mathcal{E}_{\mathbf{k}} = \frac{k^2}{2m} - g\eta^2 - \mu_B \mathcal{H}, \qquad g \sim (AS)^{2/3} W^{1/3}. \tag{5}$$

Согласно (5) величина $\kappa$ в этом случае дается выражением

$$\kappa = (2g\chi\eta_0 + 1)\frac{\mu_B}{e}, \qquad 0 < \eta < S, \tag{6}$$

где $\eta_0$ – намагниченность при $\mathcal{H} = 0$.

Согласно (6) при $T \to T_c$ коэффициент $\kappa$ расходится как $(T_c - T)^{\beta-\gamma}$, т. е. как $(T_c - T)^{-1}$ при значениях критических показателей для восприимчивости и намагниченности $\gamma = 4/3$ и $\beta = 1/3$. Но даже и вдали от $T_c$ эффект оказывается большим из-за того, что косвенное воздействие магнитного поля на электрон через намагниченность кристалла гораздо сильнее пря-

---

[1] Условие применимости (4) – это обычное квазиклассическое требование малости изменения поля на длине электронной волны. Для применимости (3) дополнительно требуется, чтобы поле мало менялось и на тепловой длине волны магнона.

мого. Это есть следствие того, что электрон проводимости связан с магнитной подсистемой кристалла очень сильным $s-f$-обменом, $AS \gg T_c$. (Тот факт, что в (3) не входит $AS$, есть результат подстройки спина электрона к локальному магнитному моменту кристалла. То же самое имеет место и для других электронных характеристик в этой области температур [1]). Например, при $AS \sim 1$ эВ, $W \sim 10$ эВ, $T_c \sim 10^{-3}$ эВ величина $\kappa$ (4) при $T \sim T_c/S$ на 4 порядка превышает $\mu_B/e$. При $\nabla H \sim 10^4$ Э/см действие магнитоэлектрической силы (2) на электрон такое же, как электрического поля 1 В/см.

Исследуем теперь периодические процессы в магнетике, вызываемые периодическим неоднородным магнитным полем. Будем считать частоту поля $\omega$ достаточно низкой, чтобы, во-первых, можно было пренебречь вихревыми токами и полями. Соответственно, скиновая глубина проникновения поля в проводник считается большой по сравнению с его размером. Во-вторых, считается, что при таких $\omega$ локальная намагниченность адиабатически следует за величиной $\mathcal{H}$ в этой точке. Тем самым, можно пользоваться (2), и уравнения для определения тока $\mathbf{j}$ и электрического поля $\vec{\mathcal{E}}$ записываются в виде

$$\mathbf{j} = \sigma\left(\mathcal{E} + \frac{\kappa}{e}\nabla\mathcal{H} - \lambda\nabla\rho\right), \qquad \lambda = \frac{1}{e^2}\frac{d\mu}{dn}$$
$$\partial\rho/\partial t = -\operatorname{div}\mathbf{j}, \quad \operatorname{div}\vec{\mathcal{E}} = 4\pi\rho/\epsilon, \tag{7}$$

где $\sigma$ – проводимость, $\epsilon$ – диэлектрическая проницаемость, $\rho$ – плотность заряда, $n$ – средняя концентрация электронов.

Если магнитное поле периодично в пространстве, то, как следует из (7), в пренебрежении вихревыми токами и ток, и электрическое поле направлены вдоль волнового вектора $\mathbf{k}$ независимо от направления магнитного поля. Из (7) получаются следующие значения для амплитуд электрического поля и тока:

$$e\mathcal{E} = ik\kappa\mathcal{H}\left(1 + \frac{\epsilon k^2\lambda}{4\pi} + \frac{i\omega}{\omega_M}\right)^{-1}, \tag{8}$$

$$j = -\frac{i\epsilon\omega\mathcal{E}}{4\pi}, \qquad \omega_M = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon}. \tag{9}$$

Магнитоэлектрический эффект проявляется и в условиях, когда магнитное поле в среде становится неоднородным за счет скин-эффекта. Например, если намагниченность образца и внешнее переменное магнитное поле $\mathcal{H}_y$, параллельное ей, лежат в плоскости $(x, y)$, ограничивающей образец, то из-за затухания поля $\mathcal{H}_y$ вглубь образца появляется электрическое поле $\mathcal{E}_z$, перпендикулярное поверхности образца. Определяя поле $\mathcal{H}_y(z)$ из обычных уравнений теории скин-эффекта и используя (7), а также граничное условие

$$j_z|_0 = \frac{\epsilon}{4\pi}\frac{\partial\mathcal{E}_z}{\partial t}\Big|_0$$

вытекающее из уравнений непрерывности и Пуассона, получаем для магнитоэлектрической напряженности

$$e\mathcal{E}_z = \frac{\omega_M\alpha\kappa\mathcal{H}_y(0)\,e^{-\alpha z}}{\alpha^2\sigma\lambda + i\omega + \omega_M}, \qquad \alpha = \left[\frac{4\pi\mu\sigma\omega i}{c^2}\right]^{1/2} \tag{10}$$

Ток $j_z$ по-прежнему дается (9). Согласно (10) поле $\mathcal{E}_z$ – порядка $4\pi\sigma\kappa/c$ от обычного вихревого поля $\mathcal{E}_x$, т. е. при $T \to T_c$ согласно (6) первое заведомо велико по сравнению со вторым. В этом пределе скиновая глубина $\alpha^{-1}$ мала даже при небольших $\omega$.

**Литература**


1. *Nagaev E.L.* Physics of magnetic semiconductors: M: Mir, 1983, p. 386.
2. *Нагаев Э.Л.* ЖЭТФ, 1986, **90**, 652.



Всесоюзный
научно-исследовательский институт
источников тока



Поступила в редакцию
2 октября 1986 г.