1988 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 30, в. 5
1988 SOLID STATE PHYSICS Vol. 30, № 5

УДК 548.537.611.44

РАЗОГРЕВ МАГНОНОВ СИЛЬНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г. М. Генкин, Н. Г. Голубева, И. Д. Токман

Теоретически исследован разогрев магнонов в ферромагнитных полупроводниках в сильных электрических полях, когда функция распределения носителей существенно определяется сильным неупругим рассеянием горячих носителей на оптических фононах. Рассмотрена область полей, промежуточная между слабым полем (приближение эффективной температуры) и очень сильным, когда функция распределения резко анизотропна. Показано, что имеет место сильный разогрев магнонов, при этом температура магнонов определяется в основном энергией оптического фонона.

В ряде экспериментальных работ [1-3] исследовались магнитные полупроводники EuO, $CdCr_2Se_4$, $HgCr_2Se_4$ в сильных электрических полях. Теоретически разогрев магнонов в широкозонных ферромагнитных полупроводниках рассмотрен в [4], при этом электроны описывались в приближении электронной температуры. Однако в полупроводниках в сильных электрических полях при низких температурах $T \ll \hbar\omega_0$, где ω_0 — частота оптического фонона, функция распределения существенно определяется сильным неупругим рассеянием горячих носителей на оптических фононах [5]. При этом в определенном диапазоне электрических полей электроны описываются функцией распределения $f(\mathbf{p})$, найденной в [6, 7]. Эта функция распределения описывает так называемый квазиомический участок, когда релаксация импульса горячих носителей обусловлена квазиупругими процессами рассеяния, а релаксация энергии — спонтанным излучением оптических фононов. Это распределение реализуется [6, 7] в диапазоне полей

$$(\nu_\varepsilon/\nu_p)\,\hbar\omega_0 < e^2E^2\,(m\nu_p^2) < \hbar\omega_0, \tag{1}$$

где ν_ε и ν_p — частоты релаксации энергии и импульса носителей соответственно в области энергий $\varepsilon < \hbar\omega_0$ («пассивная» область).

По диапазону полей эта область является промежуточной между областью слабого поля (приближение эффективной температуры) и областью очень сильных полей, когда функция распределения резко анизотропна (стриминг) [5]. Заметим, что по грубым оценкам диапазон полей, удовлетворяющих условию (1), для магнитного полупроводника $HgCr_2Se_4$ соответствует интервалу 3 кВ/см $< E <$ 30 кВ/см, при этом полагаем, что $\nu_\varepsilon \sim 10^{-2}\,\nu_p$, $\nu_p = e/m\mu \sim 10^{13}$ с$^{-1}$ при $\mu \sim 300$ см^2/В с, $m \sim 0.3\,m_0$. Заметим также, что рассматриваемый квазиомический участок получен в [6, 7] в условиях, когда частота межэлектронных соударений ν_{ee} меньше частоты спонтанного излучения оптического фонона ν_{opt} и частоты релаксации импульса ν_p; тем самым имеется ограничение на концентрацию носителей n сверху. По оценкам, для $HgCr_2Se_4$ $\nu_{opt} \sim 5\cdot10^{13}$ с$^{-1}$, $\nu_p \sim$ $\sim 10^{13}$ с$^{-1}$, тогда как для $n \sim 10^{17}$ см$^{-3}$ $\nu_{ee} \sim 10^{12}$ с$^{-1}$.

Рассмотрим разогрев магнонов сильным электрическим полем в диапазоне полей, удовлетворяющих условию (1). Для магнонной функции распределения $N_\mathbf{q}$ считаем, что наиболее существенными, определяющими бозевский вид функции $N_{\mathbf{q}}$ (с температурой $T_{\text{м}}$ и равным нулю химпотенциалом) являются обменные магнон-магнонные, обменные магнон-фононные и релятивистские трехмагнонные процессы. Основной вклад в интеграл электрон-магнонных столкновений дают двухмагнонные процессы, сохраняющие число магнонов [4, 8]. Температура $T_{\text{м}}$ магнонов находится из энергетического баланса: мощность, передаваемая электронами магнонам $P_{\text{эм}}$, равна мощности, передаваемой магнонами фононам $P_{\text{мф}}$. По [4]

$$P_{\text{эм}} = \frac{\Omega^3}{2(2\pi)^3 \hbar^{10}} \int\int\int I^2(\mathbf{q}_1)(\hbar\omega_{\mathbf{q}+\mathbf{q}_1} - \hbar\omega_{\mathbf{q}_1})\,\delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}-\mathbf{q}} + \hbar\omega_{\mathbf{q}} - \hbar\omega_{\mathbf{q}+\mathbf{q}_1}) \times$$
$$\times [f(\mathbf{p}-\mathbf{q}) N_{\mathbf{q}+\mathbf{q}_1}(N_{\mathbf{q}_1}+1) - f(\mathbf{p}) N_{\mathbf{q}_1}(N_{\mathbf{q}+\mathbf{q}_1}+1)]\, d\mathbf{q}_1 d\mathbf{q} d\mathbf{p}, \tag{2}$$

где Ω — объем элементарной ячейки кристалла; полагаем, что спектр электронов квадратичный и изотропный $\varepsilon_{\mathbf{p}} = p^2/2m$, $\hbar\omega_{\mathbf{q}} = q^2/2M$ — энергия магнонов с импульсом q, M — эффективная масса магнона, $M^{-1} = \Theta_c \hbar^{-2} a$, a — постоянная решетки, Θ_c — температура Кюри,

$$I(q_1) = I_{s-d}\, q_1^2 (q_1^2 + 4mSI_{s-d})^{-1}, \tag{3}$$

S — спин узла решетки, I_{s-d} — константа s—d-обмена. Так как энергия электрона мала по сравнению с SI_{s-d}, то будем учитывать лишь электроны нижней подзоны проводимости. Столкновения электронов с магнонами являются квазиупругими [4], и подынтегральное выражение в (2) раскладываем в ряд по малому параметру (отношению переданной магнонам энергии при столкновении с электроном $\Delta\varepsilon$ к температуре $T_{\text{м}}$), ограничиваясь линейным приближением. После проведения необходимых вычислений получаем при $T_{\text{м}} \ll 2(m/M)\, SI_{s-d}$

$$P_{\text{эм}} = \frac{9\Gamma(9/2)\,\zeta(9/2)}{2^{1/2}\pi^2 S^2} \left(\frac{\Theta_c}{E_0}\right)^{1/2} \left(\frac{T_{\text{м}}}{\Theta_c}\right)^3 \left(\frac{T_{\text{м}}}{\hbar}\right) (T_{\text{м}}^{1/2} \langle\varepsilon^{-1/2}\rangle) \left[\frac{\langle\varepsilon^{1/2}\rangle}{\langle\varepsilon^{-1/2}\rangle} - T_{\text{м}}\right] n\Omega, \tag{4}$$

где ε — энергия электрона, и средние значения $\langle\varepsilon^{1/2}\rangle$, $\langle\varepsilon^{-1/2}\rangle$ определяются функцией распределения, $E_0 = \pi^2\hbar^2/2ma^2$ — эффективная «ширина» электронной зоны, n — концентрация электронов. При выводе (4) полагалось, что $\langle\varepsilon\rangle$ и $T_{\text{м}}$ — величины одного порядка. В том случае, если функция распределения электронов описывается приближением эффективной температуры [4], формула (4) с точностью до численного множителя переходит в соответствующее выражение для мощности, передаваемой от электронов к магнонам, приведенное в [4].

Воспользуемся выражением для $P_{\text{мф}}$, приведенным в [4],

$$P_{\text{мф}} = \left(\frac{T}{\tau^{\varepsilon}_{\text{мф}}}\right)\left(\frac{T}{\Theta_c}\right)^{3/2} \varphi\left(\frac{T_{\text{м}}}{T}\right), \tag{5}$$

$$\varphi(x) = \begin{cases} x-1, & x-1 \ll 1, \\ x^{21/2}, & x \gg 1, \end{cases}$$

$$\tau^{\varepsilon}_{\text{мф}} \sim \frac{M_{\text{я}} v^2}{T} \left(\frac{\Theta_D}{T}\right)^3 \left(\frac{\Theta_c}{T}\right)^3 \left(\frac{\hbar}{T}\right),$$

$M_{\text{я}}$ — масса ячейки кристалла, v — скорость звука, Θ_D — температура Дебая, T — температура решетки.

Приравнивая (4) и (5), получаем уравнение для определения $T_{\text{м}}$. Для сильного разогрева магнонов $T_{\text{м}}/T \gg 1$ имеем следующее уравнение для определения $T_{\text{м}}$

$$\frac{9\Gamma(9/2)\,\zeta(9/2)}{2^{1/2}\pi^2 S^2}\, n\Omega \left[\frac{\langle\varepsilon^{1/2}\rangle\langle\varepsilon^{-1/2}\rangle^{-1}}{\hbar\omega_0} - \frac{T_{\text{м}}}{\hbar\omega_0}\right] \left(\frac{\hbar\omega_0}{E_0}\right)(\hbar\omega_0)^{1/2} \times$$
$$\times \langle\varepsilon^{-1/2}\rangle = \left(\frac{T_{\text{м}}}{\hbar\omega_0}\right)^6 \left(\frac{\hbar\omega_0}{\Theta_D}\right)^3 \left(\frac{\hbar\omega_0}{\Theta_c}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega_0}{M_{\text{я}} v^2}\right). \tag{6}$$

Заметим, что функция распределения горячих носителей в диапазоне сильных полей, удовлетворяющих условию (1), найдена в работах [6, 7] для энергий носителей ε, ограниченных снизу условием

$$\varepsilon > \varepsilon_1 = \left(\frac{2\hbar\omega_0 eE}{\rho_0 A p_0}\right)^{2/3},$$

где $p_0 = (2m\hbar\omega_0)^{1/2}$, A — квадрат матричного элемента взаимодействия электрона с оптическим фононом, $\rho_0\varepsilon^{1/2}$ — плотность числа состояний. Функция распределения электронов, находящихся в основном в «пассивной» области, определяется выражением [6, 7]

$$f(z) \simeq C \int\limits_z^1 \frac{dz'}{(z')^3 t(z')}. \tag{7}$$

Здесь $z = \varepsilon/\hbar\omega_0$, $t(z) = \tau(z)/\tau(\hbar\omega_0)$, $\tau \equiv \nu^{-1}$, C — константа нормировки. Следуя [7], получим выражение для функциии распредения электронов и для $\varepsilon < \varepsilon_1$, и в результате функция распределения имеет вид

$$f(z) = C\left\{\int\limits_z^{z_1} \frac{dz'}{(z_1)^{3/2} t(z')} + \int\limits_{z_1}^1 \frac{dz'}{(z')^{3/2} t(z')}\right\}, \tag{8}$$

где $z_1 = \varepsilon_1/\hbar\omega_0$.

Полагая, что релаксация электронов по импульсу в «пассивной» области энергии происходит за счет поляризационного рассеяния на акустических фононах

$$\tau(\varepsilon) \sim \varepsilon^{1/2}, \quad t(z) = z^{1/2}, \tag{9}$$

используя (7)—(9) и проведя нормировку, получим при $z < z_1$

$$f(z) = \frac{n}{\rho_0 (\hbar\omega_0)^{3/2} (4/3 - z_1^{1/2})} \left[2z_1^{-3/2}(z_1^{1/2} - z^{1/2}) + z_1^{-1} - 1\right] \tag{10}$$

при $z > z_1$

$$f(z) = \frac{n}{\rho_0 (\hbar\omega_0)^{3/2} (4/3 - z_1^{1/2})} \left[z^{-1} - 1\right]. \tag{11}$$

Зная функцию распределения (10), (11), находим $\langle\varepsilon^{1/2}\rangle$ и $\langle\varepsilon^{-1/2}\rangle$, фигурирующие в (6),

$$\left.\begin{aligned} \langle\varepsilon^{1/2}\rangle &= (\hbar\omega_0)^{1/2} \frac{(1/2 - 3/10 z_1)}{(4/3 - z_1^{1/2})}, \\ \langle\varepsilon^{-1/2}\rangle &= (\hbar\omega_0)^{-1/2} \frac{(2/3 + \ln z_1^{-1})}{(4/3 - z_1^{1/2})}, \\ z_1 &= \left(\frac{\hbar\tilde{\varepsilon}E}{me\omega_0}\right)^{2/3}, \quad \tilde{\varepsilon} = (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_0^{-1})^{-1}. \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

В общем случае решение уравнения (6) в аналитическом виде не представляется возможным. Приведем ниже уравнение (6), записанное для параметров материала $HgGr_2Se_4$,

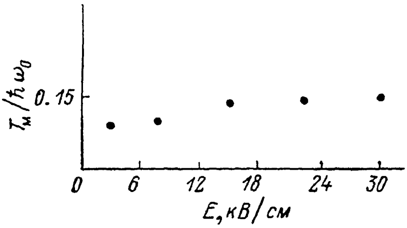
$$(\hbar\omega_0)^{1/2}\langle\varepsilon^{-1/2}\rangle\left[\frac{\langle\varepsilon^{1/2}\rangle\langle\varepsilon^{-1/2}\rangle^{-1}}{\hbar\omega_0} - \frac{T_м}{\hbar\omega_0}\right] = 2\cdot 10^4 \left(\frac{T_м}{\hbar\omega_0}\right)^6, \tag{13}$$

здесь мы положим $M_a v^2 \sim 5\cdot 10^{-11}$ CGS, $\Theta_c \sim 1.4\cdot 10^{-14}$ CGS, $\Theta_D \sim 4 \times 10^{-14}$ CGS, $\omega_0 \sim 3\cdot 10^{13}$ с$^{-1}$, $S = 3/2$, $\Omega \sim 6\cdot 10^{-23}$ см$^{-3}$, $n \sim 10^{16}$ см$^{-3}$.

Следует заметить, что для электрических полей, находящихся в рассматриваемом интервале изменения (1), значение $z < 1$. Тем самым зависимость средних $\langle\varepsilon^{1/2}\rangle$ и $\langle\varepsilon^{-1/2}\rangle$ от поля сравнительно слабая: так, для кристалла $HgCr_2Se_4$ при изменении поля в рассматриваемом интервале от 3 до 30 кВ/см z_1 в (12) меняется от 0.05 до 0.3, при этом положено

$m \sim 0.3m_0$, [9] $\varepsilon_0 \sim 25$, [10] $\varepsilon_0 \sim 10$. Решение уравнения (13) на ЭВМ дает следующие результаты (см. рисунок).

Заметим, что при разогреве магнонов электронами в сильных электрических полях (в интервале полей (1)) температура магнонов достаточно слабо зависит от электрического поля (для материала $HgCr_2Se_4$ величина $T_м$ составляет примерно $0.15\hbar\omega_0$); по существу это обусловлено спецификой функции распределения электронов в этом диапазоне полей. Дело в том, что, как следует из уравнения (6), зависимость температуры магнонов от поля определяется зависимостью средних от энергии электронов, а эти средние (см. (12) и [6, 7]) для распределений на квазиомическом участке определяются в основном лишь [6, 7] энергией оптического фонона, а полевые добавки малы по сравнению с $\hbar\omega_0$.



Зависимость $T_м/\hbar\omega_0$ от поля E.

В заключение отметим, что в рассматриваемом диапазоне полей при низких температурах разогрев магнонов электронами в ферромагнитных полупроводниках является сильным $T_м/T \gg 1$.

Литература

[1] *Самохвалов А. А., Осипов В. В., Калинников В. Т., Аминов Т. Г.* Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, № 6, с. 413—416.
[2] *Самохвалов А. А., Осипов В. В., Иваев А. Т., Калинников В. Т., Аминов Т. Г.* Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, № 10, с. 658—681.
[3] *Гальдикас А. П., Матулене И. Б., Самохвалов А. А., Осипов В. В.* ФТТ, 1982, т. 24, № 6, с. 1645—1648.
[4] *Горенблит И. Я., Тонхилевич Б. Г.* ФТТ, 1976, т. 18, № 1, с. 62—71.
[5] Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Сб. научных трудов / Под ред. А. А. Андронова, Ю. К. Пожелы. ИПФ АН СССР, 1983. 192 с.
[6] *Грибников З. С., Кочелап В. А.* ЖЭТФ, 1970, т. 58, № 3, с. 1046—1056.
[7] *Рабинович Р. И.* ФТП, 1969, т. 3, № 7, с. 996—1004.
[8] *Коренблит И. Я., Лазаренко Ю. П.* ФТТ, 1970, т. 12, № 9, с. 2627—2633.
[9] *Toda T., Tosima S.* J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 4, p. 1750—1754.
[10] *Lee T. H., Coburn T., Gluck R.* Sol. St. Commun., 1971, vol. 29, N 21, p. 1821—1824.

Горьковский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
ГИФТИ
Горький

Поступило в Редакцию
6 октября 1987 г.
В окончательной редакции
11 января 1988 г.