УДК 537.611.2+537.622.5

К ТЕОРИИ ОБМЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И УСИЛЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОНАМИ ПРОВОДИМОСТИ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Н. И. Ползикова, А. О. Раевский

Получена связанная система уравнений прецессии и кинетического уравнения для электронов, позволяющая описывать s—d-обменное взаимодействие в антиферромагнитных полупроводниках. Из решения этой системы получено выражение для коэффициента электронного поглощения спиновых волн, справедливое при любом значении параметра ql, где q — волновое число спиновой волны, а l — длина свободного пробега электрона. Коэффициент поглощения вычислен для двух возможных типов колебаний переменной составляющей суммарного магнитного момента подрешеток антиферромагнитного полупроводника: продольного и поперечного (по отношению к направлению внешнего магнитного поля). Рассмотрены два типа магнитной анизотропии: «легкая ось» и «легкая плоскость». Наложение постоянного электрического поля позволяет обратить знак коэффициента электронного поглощения и за счет черенковской генерации магнонов компенсировать магнитные потери. Показано, что наибольшее усиление спиновых волн достигается в антиферромагнитном полупроводнике с анизотропией «легкая плоскость» в случае $ql \geqslant 1$ при взаимодействии электронов с поперечным типом колебаний.

В магнитных полупроводниках (МП) существует сильное (нерелятивистское) взаимодействие спиновых волн (СВ) со свободными электронами (дырками) — s—d-обменное взаимодействие [1]. Это могло бы позволить использовать МП для усиления СВ дрейфом электронов. Однако в МП с ферромагнитным упорядочением (ФМП) сильное электрон-магнонное взаимодействие приводит к большому расщеплению спиновых подзон Φ_0, что ухудшает условия поглощения и существенно затрудняет усиление СВ. Дело в том, что одномагнонное бесстолкновительное поглощение имеет порог по волновому числу СВ $q \geqslant \Phi_0/\hbar\bar{v}$ ($\bar{v}$ — средняя скорость электронов, $\hbar$ — постоянная Планка). Для ФМП $HgCr_2Se_4$, $CdCr_2Se_4$, в которых хорошо возбуждаются СВ [2, 3] $\Phi_0 \sim 0.5 \div 1$ эВ. При этом порог не достигается даже при очень больших $q \geqslant 10^6$ см$^{-1}$. В допороговой области поглощение определяется столкновениями электронов с термостатом [4-6]. При этом величина поглощения оказывается сравнительно небольшой. Соответственно при наложении постоянного дрейфового поля E_0 усиление также получается малым, что не дает возможности компенсировать магнитные потери. Для активации пороговых процессов можно использовать увеличение $\bar{v}$ разогревом электронов в сильном электрическом поле [7, 8]. Но необходимые для этого поля оказываются слишком большими $\sim 10^4$ В/см.

В антиферромагнитных полупроводниках (АФП) порог одномагнонных процессов снижается за счет уменьшения расщепления спиновых подзон [9, 10]. При полной идентичности подрешеток и слабых внешних магнитных полях это расщепление может оказаться либо тождественно равным нулю, либо быть малым и зависеть от внешнего магнитного поля H_0. Это поле считается слабым в том смысле, что $H_0 < H_C$, где H_C — поле опрокидывания подрешеток [11]. В результате этого процессы испускания и поглощения одного магнона электроном, сопровождающиеся изменением проекции электронного спина, становятся разрешенными. В этих процессах участвуют магноны с проекцией спина ± 1, что соответствует колебаниям магнитного момента подрешеток $\mathbf{m}_{1,2}$, при которых $m^{\pm}=m_1^{\pm}+m_2^{\pm}\neq 0$, а $m_z=m_{1z}+m_{2z}=0$ (ось z всегда направлена вдоль внешнего магнитного поля, $m^{\pm}=m_x\pm im_y$). Такие колебания мы будем называть «ферромагнитными» (Ф). Кроме того, в АФП имеется дополнительная «антиферромагнитная» (АФ) ветвь колебаний с $m^{\pm}=0$, $m_z\neq 0$. Этим колебаниям соответствуют магноны с проекцией спина, равной 0 [12, 13]. Процессы испускания и поглощения такого магнона электроном являются внутриподзонными и практически беспороговыми при любом расщеплении спиновых подзон.

В [9] были получены коэффициенты электронного поглощения колебаний типа Ф и АФ в бесстолкновительном приближении $ql \gg 1$ (l — длина свободного пробега электрона). Однако в АФП типа MnTe [14] с подвижностью $b \leqslant 10^3$ см^2/В·с и концентрацией носителей тока $n \sim 10^{18}$ см$^{-3}$ величина l оказывается $\sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ см и бесстолкновительный режим будет осуществляться только при $q \geqslant 10^6 \div 10^7$ см$^{-1}$, что нереально. Противоположный предел сильных столкновений более реалистичен. Он рассматривался в [10] в гидродинамическом приближении. Поскольку, однако, в [10] не учитывалось s—d-обменное взаимодействие поперечных составляющих момента решетки $m^{\pm}$ с электронами, то выводы [10] справедливы только для колебаний типа АФ. В настоящей работе развивается теория, позволяющая описывать s—d-обменное взаимодействие электронов (дырок) в АФП с СВ при учете столкновений электронов с термостатом и справедливая при любых значениях параметра ql. Показано, что наибольшее усиление СВ может быть достигнуто в АФП с анизотропией «легкая плоскость» (ЛП) для колебаний типа Ф в промежуточном режиме $ql \geqslant 1$.

2. Рассмотрим когерентную СВ, распространяющуюся вдоль оси Oz в безграничном АФП, находящемся в постоянных внешних электрическом $\mathbf{E}_0=(0,\ 0,\ E_0)$ и магнитном $\mathbf{H}_0=(0,\ 0,\ -H_0)$ полях. В линейном по амплитуде СВ приближении все переменные величины зависят от координат $\mathbf{r}$ и времени t, как $\exp\,[i\,(qz-\omega t)]$, где ω — частота СВ. Взаимодействие СВ с электронами описывается в рамках s—d-модели Вонсовского [1]. Методом составления уравнений движения для последовательных функций распределения получена связанная система уравнений: уравнения прецессии магнитного момента подрешеток в эффективном магнитном поле и «квазиклассического» ($\hbar q \ll \bar{p}$) кинетического уравнения для электронов в слабых ($eE_0/\bar{p}\omega \ll 1$, $eH_0/m^*c\omega \ll 1$) постоянных электрическом $\mathbf{E}_0$ и магнитном $\mathbf{H}_0$ полях [6, 15]. Здесь $\bar{p}$, m^*, e — средний импульс, эффективная масса и заряд электрона; c — скорость света.

Эффективное поле содержит вклад s—d-обменного взаимодействия. Этот вклад одинаков для всех подрешеток (j — номер подрешетки)

$$\mathbf{H}_{s-dj}=\frac{\mathcal{J}}{g\mu_0}\frac{1}{V}\left\{\sum_{\mathbf{p}}[f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{p})+f_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{p})],\ -i\sum_{\mathbf{p}}[f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{p})-f_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{p})],\ \sum_{\mathbf{p}}[f_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{p})-f_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{p})]\right\},$$

где $\mathcal{J}$ — интеграл s—d-обмена, $g\simeq 2$, $\mu_0=e\hbar/2m_0c$ — магнетон Бора, V — объем, m_0 — масса свободного электрона, $f_{\sigma\sigma'}(\mathbf{p})=f_{\sigma\sigma'}(\mathbf{p},\ \mathbf{r},\ t)$ — функция распределения электронов, $\mathbf{p}$ — квазиимпульс электрона, $\sigma=1/2\ (\uparrow)$, $-1/2\ (\downarrow)$ — спиновый индекс. Кинетические уравнения для функций $f_{\sigma\sigma'}(\mathbf{p})$ получаются такого же вида, как в [6, 15], в которых только следует заменить намагниченность ФМП на суммарную намагниченность подрешеток АФП

$$\mathbf{M}(\mathbf{r},\ t)=\sum_j \mathbf{M}_j(\mathbf{r},\ t)=\sum_j[\mathbf{M}_{0j}+\mathbf{m}_j(\mathbf{r},\ t)],$$

где $\mathbf{M}_{0j}$, $\mathbf{m}_j(\mathbf{r}, t)$ — статические и колебательные намагниченности j-й подрешетки. Аналогично изменяется и величина спинового расщепления подзон

$$\Phi = \frac{\mathcal{J}}{g\mu_0} \sum_j M_{0jz}. \tag{1}$$

Далее находится дисперсионное уравнение для СВ, которое имеет два независимых решения: для Ф и АФ типов колебаний.

Рассмотрим колебание типа Ф. В слабых внешних магнитных полях $\Phi \ll \varepsilon_F$ (ε_F — энергия Ферми электронов) коэффициент s—d-обменного поглощения СВ для i-й ветви может быть представлен в виде

$$\alpha_i^\Phi = -\omega_{0i} \frac{1}{2M_0H_E} \operatorname{Im} \frac{\Lambda^+ + \Lambda^-}{2} \left(\frac{\mathcal{J}M_0}{g\mu_0}\right)^2 \tag{2}$$

где $\Lambda^\pm = \mu^\pm/m^\pm$; $\mu^+ = (g\mu_0/V) \sum_{\mathbf{p}} f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{p})$, $\mu^- = (g\mu_0/V) \sum_{\mathbf{p}} f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{p})$ — циркулярные составляющие намагниченности электронного газа; $M_0 = |\mathbf{M}_{01}| = |\mathbf{M}_{02}|$; $H_E \gg H_A$; H_E, H_A — обменное поле и поле анизотропии; $\Lambda^+ - \Lambda^- \ll \Lambda^+$, Λ^-; ω_{0i} — частота i-й ветви колебаний Ф типа в отсутствие электронов [10]. Кинетические уравнения для $f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{p})$ и $f_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{p})$ решаются с учетом квазиупругого рассеяния электронов на тепловых акустических фононах и (или) экранированных примесях. В этих случаях, как показано в [15], кинетические уравнения допускают точные решения. Вычисляя $\Lambda^\pm$ для вырожденной статистики и подставляя их в (2), получаем (p_F — фермиевский импульс электронов)

$$\alpha_i^\Phi = -A_i \frac{\hbar}{2} \left[\frac{\psi(x^+, K^+)}{\Phi + \hbar\tilde{\omega}_{0i}} + \frac{\psi(x^-, K^-)}{\Phi - \hbar\tilde{\omega}_{0i}} \right], \tag{3}$$

$$A_i = \pi \left(\frac{\mathcal{J}M_0}{g\mu_0}\right)^2 \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\omega_{0i}\tilde{\omega}_{0i} m^* p_F}{M_0 H_E}, \tag{4}$$

$$\psi(x, K) = \frac{K}{x^2} \left[\frac{x}{K} \left(\operatorname{arc\,tg} \frac{x+1}{K} + \operatorname{arc\,tg} \frac{x-1}{K} \right) + \frac{1}{8} \frac{\ln \frac{(x-1)^2 + K^2}{(x+1)^2 + K^2}}{1 - \frac{K}{x}\left(\operatorname{arc\,tg} \frac{x+1}{K} + \operatorname{arc\,tg} \frac{x-1}{K} \right)} \right], \tag{5}$$

$$K^\pm = \frac{\hbar}{\tau(p_F)(\Phi \pm \hbar\tilde{\omega}_{0i})}, \quad x^\pm = \frac{\hbar q p_F}{m^*(\Phi \pm \hbar\tilde{\omega}_{0i})}, \quad \tilde{\omega}_{0i} = \omega_{0i}\left(1 - \frac{v_d}{v_\Phi}\right),$$

$\tau(p_F)$ — время между двумя столкновениями, приводящими к изменению проекции спина электрона [15], которое в принятых приближениях совпадает с временем релаксации импульса, $v_d = bE_0$ — дрейфовая скорость электронов, $v_\Phi = \omega/q$ — фазовая скорость СВ. На рис. 1 приведен график функции $\psi(x, K)$ для различных значений параметра столкновений K. Случай $K = 0$, соответствующий отсутствию столкновений, совпадает с результатами работы [9]. Также как и в ФМП, поглощение носит пороговый характер, однако здесь порог поглощения $x = 1$ достигается уже при малых q. Это связано с тем, что в АФП расщепление подзон (1) зависит от τ внешнего магнитного поля

$$\Phi(H_0) \simeq \frac{\mathcal{J}M_0}{g\mu_0} \frac{H_0}{2H_E} \tag{6}$$

и может быть сделано сколь угодно малым. Более того, в АФП с анизотропией «легкая ось» (ЛО) при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}$ и $\mathrm{H}_0 < H_C$ ($\mathbf{n}$ — единичный вектор, направленный вдоль оси анизотропии) расщепление спиновых подзон вообще равно 0, и, следовательно, порог практически отсутствует. По той же причине и параметр столкновений K в АФП оказывается гораздо больше, чем в ФМП. Из рис. 1 видно, что наибольшее поглощение будет наблюдаться в области $x \geqslant 1$ при $K \leqslant 1$, т. е. при $ql \geqslant 1$. В этой же области при $v_d > v_ф$ будет наблюдаться и наибольшее усиление СВ. Поскольку дрейфовая скорость в МП носителей тока в МП ограничена значениями $v_d \leqslant 10^5$ см/с (из-за невысокой подвижности), то это накладывает ограничения на фазовую скорость усиливаемых СВ и в конечном счете на их частоту.

Рассмотрим теперь колебания типа АФ. В этом случае для коэффициента электронного поглощения СВ можно записать

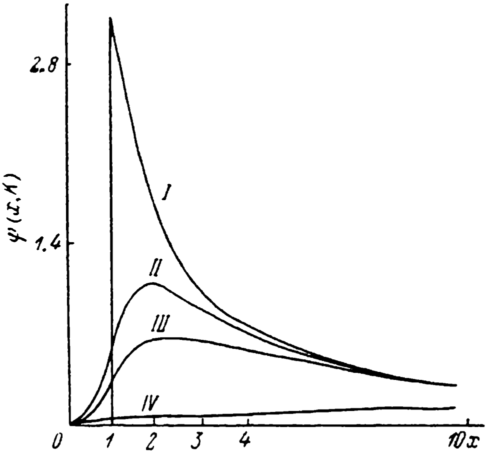

Рис. 1. Поглощение колебаний «ферромагнитного» типа.

График функции ψ (x, K) при различных значениях параметра столкновений K: I — 0, II — $5 \cdot 10^{-1}$, III — 1, IV — 5. Максимальное значение, соответствующее бесстолкновительному поглощению, $\psi(1, 0) = \pi$.

$$\alpha_i^{АФ} = -\omega_{0i} \frac{1}{2M_0 H_E} \operatorname{Im} \Lambda_z \left(\frac{\mathcal{J} M_0}{g\mu_0}\right)^2,$$

где $\Lambda_z = \mu_z/m_z$, $\mu_z = (g\mu_0/V) \sum\limits_{\mathbf{p}} [\delta f_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{p}) - \delta f_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{p})]$, $\delta f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})$ — переменная добавка к функции распределения электронов $f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p}) = f^0_{\sigma\sigma}(\mathbf{p}) + \delta f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})$, $f^0_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})$ — статическая часть функции распределения. В линейном приближении по амплитуде СВ $\delta f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})$ удовлетворяет кинетическому уравнению

$$-i\left(\omega - qv_z + \frac{i}{\tau}\right)\delta f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p}) = -\left\{e\delta\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\mathbf{v} \times \delta\mathbf{B}] + \sigma\frac{\mathcal{J}}{g\mu_0}\nabla m_z\right\}\frac{\partial f^0_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})}{\partial\mathbf{p}}, \qquad (7)$$

где $f^0_{\sigma\sigma}(\mathbf{p}) = f^T_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})$ — равновесная функция распределения в слабом постоянном электрическом поле $\mathbf{E}_0$; τ — время релаксации импульса; $\delta\mathbf{E}$, $\delta\mathbf{B}$ — переменное электромагнитное поле, сопровождающее колебания намагниченности и удовлетворяющее уравнениям Максвелла

$$\operatorname{div}\delta\mathbf{E} = \frac{4\pi e}{\varkappa}\sum_{\mathbf{p},\sigma}\delta f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p}); \quad \operatorname{div}\delta\mathbf{B} = 0, \qquad (8)$$

$$\operatorname{rot}\delta\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\delta\mathbf{B}}{\partial t}, \qquad (9)$$

где $\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость АФП. Из (7)—(9) получаем

$$\Lambda_z = i\left(\frac{\mathcal{J} M_0}{g\mu_0}\right)^2 \frac{q}{2M_0^2} \frac{iq(L_\uparrow + L_\downarrow) + \dfrac{16\pi e^2}{\varkappa}L_\uparrow L_\downarrow}{iq + \dfrac{4\pi e^2}{\varkappa}(L_\uparrow + L_\downarrow)}, \qquad (10)$$

$$L_\sigma = \frac{i}{V}\sum_{\mathbf{p}}\frac{\left(\dfrac{p_z}{m^*} - v_d\right)\dfrac{\partial f^T_{\sigma\sigma}}{\partial\varepsilon}}{\omega - \dfrac{p_z q}{m^*} + \dfrac{i}{\tau}} \qquad \varepsilon = \frac{(\mathbf{p} - m^*\mathbf{v}_d)^2}{2m^*}. \qquad (11)$$

Для вырожденной статистики электронов и при условии $\Phi \ll \varepsilon_F$ коэффициент поглощения, получающийся из (7)—(11), представляется в виде

$$\alpha_i^{АФ} = -A_i\frac{1}{\tilde{\omega}_{0i}}f(x, K), \qquad (12)$$

$$f(x, K) = \frac{K}{x}\left\{\frac{1}{2}\ln\frac{(x-1)^2+K^2}{(x+1)^2+K^2} + \frac{1}{K}\left[\operatorname{arc\,tg}\frac{x+1}{K} + \operatorname{arc\,tg}\frac{x-1}{K}\right]\right\}, \quad (13)$$

$$x = \frac{p_F q}{m^* \tilde{\omega}_{0i}}, \quad K = (\tilde{\omega}_{0i}\tau)^{-1}.$$

График функции $f(x, K)$ приведен на рис. 2 для больших значений аргумента, поскольку при $v_d \leqslant 10^5$ см/с, $x = v_F/v_\text{ф} \gg 1$ ($v_F = p_F/m^*$ — фермиевская скорость электронов). В области $x \sim 1$ функции $\psi(x, K)$ и $f(x, K)$ практически совпадают. Но колебание типа АФ может испытывать в этой области только поглощение, так как фазовая скорость СВ оказывается очень большой $v_\text{ф} \sim v_F$.

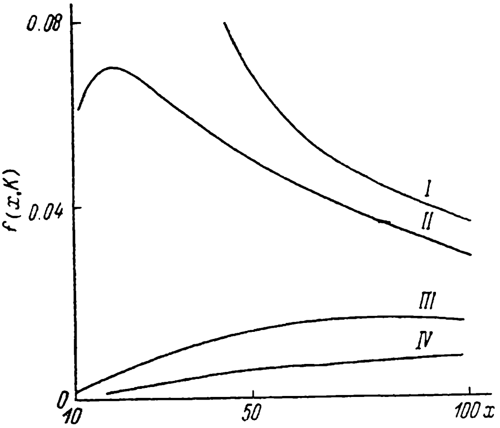

Рис. 2. Поглощение колебаний «антиферромагнитного» типа.

График функции $f(x, K)$ при различных значениях параметра столкновений K: I — 0, II — 10, III — 50, IV — 100.

3. Оценим величину электронного поглощения СВ с частотой $\omega \sim 10^{10}$ с$^{-1}$ и волновым числом $q \sim 10^5$ см$^{-1}$ в уже упоминавшемся АФП MnTe при $H_E \leqslant 10^5$ Э, $M_0 \sim 10^2$ Гс, $\mathcal{J} M_0 / g\mu_0 \sim 1$ эВ. Подбирая изменением внешнего магнитного поля величину $\Phi(H_0)$, для колебаний Ф типа можно получить $x \geqslant 1$, $K \leqslant 1$. Тогда $\alpha_i^\text{Ф} \sim 10^8$ с$^{-1}$. Для колебаний АФ типа x и K не зависят от величины спинового расщепления и при тех же значениях параметров составляют $x \sim 10^2$ и $K \sim 10^2$. То же справедливо и для колебаний Ф типа при $\Phi(H_0) \equiv 0$. Коэффициент электронного поглощения СВ при этом составляет $\alpha_i^\text{АФ} \sim 10^7$ с$^{-1}$. Сравним эти величины с величиной неэлектронных (магнитных) потерь в этом материале. Неэлектронное затухание СВ в АФП с анизотропией ЛП оценим по формуле [16]

$$\tilde{\alpha}_i^\text{ЛП} \simeq \omega_{0i} \frac{\hbar \omega_{0i}}{K\Theta_N}\left(\frac{T}{\Theta_N}\right)^3 \quad (14)$$

а для АФП с анизотропией ЛО по формуле [10]

$$\tilde{\alpha}_i^\text{ЛО} = \frac{k\Theta_N}{\hbar}\left(\frac{T}{\Theta_N}\right)^2 \quad (15)$$

где Θ_N — температура Нееля, k — константа Больцмана, T — температура. При $T/\Theta_N \sim 10^{-1}$, $\hbar\omega_{0i}/k\Theta_N \sim 10^{-3}$ из (14) и (15) получаем ($\Theta_N = 323$ K) $\tilde{\alpha}_i^\text{ЛП} \sim 10^7$ с$^{-1}$, $\tilde{\alpha}_i^\text{ЛО} \sim 10^9$ с$^{-1}$. Из приведенных оценок видно, что компенсация неэлектронных потерь дрейфовым усилением, т. е. $\alpha_i + \tilde{\alpha}_i \leqslant 0$, возможна для СВ выбранных частот только в АФП с анизотропией ЛП. При этом эффект сильнее проявляется для колебаний Ф типа.

Авторы благодарят Ю. В. Гуляева и П. Е. Зильбермана за внимание к работе и критические замечания, а также О. В. Бышевского за помощь при проведении численных расчетов на ЭВМ.

Литература

[1] *Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А.* УФН, 1962, т. 78, № 1, с. 3—52.

[2] *Бабушкин В. С., Самохвалов А. А., Морозова Н. А., Симонова М. И.* ФТТ, 1983, т. 25, № 5, с. 1295—1298.

[3] *Зильберман П. Е., Куцевич И. В., Меркулов А. И. Огрин Ю. Ф.* ФТТ, 1983, т. 25, № 10, с. 3185—3187.

[4] *Лутовинов В. С., Рейзер М. Ю.* ЖЭТФ, 1979, т. 77, № 2, с. 701—716.
[5] *Калашников В. П., Золотовицкий А. Б., Кожевников Н. В.* ФММ, 1980, т. 50, № 5, с. 914—927, ФММ, 1981, т. 51, № 2, с. 231—242.
[6] *Гуляев О. В., Зильберман П. Е., Ползикова Н. И., Равес А. О.* ФТТ, 1984, т. 26, № 9, с. 2686—2694.
[7] *Коренблит И. Я., Танхилевич Б. Г.* ФТТ, 1973, т. 15, № 11, с. 3362—3370.
[8] *Басс Ф. Г., Олейник И. Н.* ФТТ, 1977, № 7, т. 17, № 7, с. 2047—2057.
[9] *Гуляев Ю. В., Олейник И. Н., Шавров В. Г* ЖЭТФ, 1987, т. 92, № 4, с. 1357—1365.
[10] *Лахно В. Д.* Препринт НЦ БИ АН СССР, Пущино, 1986. 34 с.
[11] *Гуревич А. Г* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
[12] *Цукерник В. М.* ФТТ, 1968, т. 10, № 4, с. 1006—1011.
[13] *Туров Е. А.* В сб.: Ферромагнитный резонанс / Под ред. С. В. Вонсовского. М.: ГИФМЛ, 1961, с. 188—202.
[14] *Нагаев Э. Л.* Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979. 431 с.
[15] *Ползикова Н. И., Раевский А. О.* Препринт ИРЭ АН СССР № 21 (439), М., 1985, 16 с.; ФТТ, 1986, т. 28, № 2, с. 608—611.
[16] *Барьяхтар В. Г Соболев В. Л. Квирикадзе А. Г* ЖЭТФ, 1973, т. 65, № 2, с. 790—805.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
11 августа 1987 г.
