ВЛИЯНИЕ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА МЕЖДУЗОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Е. Ю. Сафронов, Э. П. Синявский

Изучено влияние интенсивной звуковой волны и внешнего электрического поля напряженности E на междузонные магнетооптические переходы в полупроводниках. Показано, что наличие внешнего электрического поля приводит к заметному изменению формы линии коэффициента поглощения света (к уменьшению ее полуширины и росту в области максимума поглощения с увеличением E). Одновременное действие электрического поля и звуковой волны приводит к возникновению дополнительных пиков в поглощении, связанных с наличием квазиуровней в звуковом поле. Рассчитан коэффициент фотостимулированного поглощения звука в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Исследования акустоэлектрических эффектов в полупроводниках в поле инфракрасного лазерного излучения, частота которого значительно меньше ширины запрещенной зоны ε_g и сравнима с кинетической энергией зонных носителей, интенсивно проводились в последние годы. Богатую библиографию по этому вопросу и описание фотостимулированных процессов в полупроводниках можно найти в [1]. Отметим также известную возможность поглощения звука частоты ω в скрещенных электрическом и магнитном полях [2], которая реализуется в случае, когда

$$\hbar\omega - (\mathbf{qu})\, eER^2 = \hbar\omega_c, \tag{1}$$

$\mathbf{q}$ — волновой вектор звука; $\mathbf{u}$ — единичный вектор в направлении $[\mathbf{E}\times\mathbf{H}]$; $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ — напряженности внешних электрического и магнитного полей; $R^2=c\hbar/eH$ — квадрат магнитной длины; $\omega_c=eH/m_c c$ — циклотронная частота; c — скорость света в вакууме.

Поглощение звука в скрещенных электрическом и магнитных полях в присутствии высокочастотного лазерного излучения частоты Ω может происходить и при невыполнении неравенства (1) подобно процессам фотостимулированного поглощения звука, описанным в [1]. В работе [3] исследовалось влияние интенсивной звуковой волны на процессы междузонного поглощения света в квантующем магнитном поле и показано, что при определенных условиях форма линии коэффициента поглощения может определяться полем внешней звуковой волны. В настоящей работе рассматривается влияние электрического и магнитного полей ($\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$) на оптические свойства полупроводников: внешнее электрическое поле приводит к качественному изменению формы линии коэффициента поглощения света при междузонных переходах.

Для описания указанных выше процессов необходимо знание волновых функций электрона $\Psi_{(c,v)}(\mathbf{r}, t)$ в зоне проводимости c и в валентной зоне v в скрещенных полях и в поле ультразвуковой волны. Далее будет предполагаться выполнение неравенства $\beta_{cv} \ll \varepsilon_g$ ($\beta_{cv}=\beta_c+\beta_v$; $\beta_{(c,v)}=m_{(c,v)}c^2E^2/2H^2$; m_c, m_v — эффективные массы электрона и дырки соответственно), которое означает, что движение электрона носит финитный характер — имеет место квантование Ландау [4]. В этом случае плавно изменяющиеся части $\varphi_{(c,\,v)}(\mathbf{r},\ t)$ волновых функций $\Psi_{(c,\,v)}(\mathbf{r},\ t)$ ($\Psi_{(c,\,v)}(\mathbf{r},\ t)=u_{(c,\,v)}(\mathbf{r})\,\varphi_{(c,\,v)}(\mathbf{r},\ t)$, $u_{(c,\,v)}(\mathbf{r})$ — блоховские амплитуды в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно) удовлетворяют нестационарному уравнению Шредингера

$$i\hbar\frac{d}{dt}\varphi_{(c,\,v)}(\mathbf{r},\ t)=H_{(c,\,v)}\varphi_{(c,\,v)}(\mathbf{r},\ t),\quad H_{(c,\,v)}=H^0_{(c,\,v)}+V_{(c,\,v)},\tag{2}$$

$H^0_{(c,\,v)}$ — гамильтониан, описывающий движение электрона в скрещенных ($\mathbf{E}\parallel Oy$, $\mathbf{H}\parallel Oz$) полях [4].

Взаимодействие электронов со звуковой волной, длина волны которой мала по сравнению с длиной свободного пробега электрона, можно рассматривать как поглощение и испускание электронами акустических фононов [2]. Тогда оператор взаимодействия электронов зоны проводимости (валентной зоны) со звуковой волной можно представить в виде ($\mathbf{q}\parallel Ox$)

$$V_{(c,\,v)}=\frac{1}{2}V^0_{(c,\,v)}\left[e^{iqx}e^{-i\omega t}+e^{-iqx}e^{i\omega t}\right],\quad [V^0_{(c,\,v)}]^2=\frac{2IE^2_{(c,\,v)}}{\rho_0 v^3},$$

I — интенсивность звуковой волны, $E_{(c,\,v)}$ — константы деформационного потенциала для электронов и дырок соответственно, ρ_0 — плотность кристалла, v — скорость звука.

Отметим, что в рассматриваемой конфигурации $\mathbf{q}\perp\mathbf{E}$, $\mathbf{q}\perp\mathbf{H}$ поглощение звуковой волны внутри одной зоны Ландау (из-за закона сохранения энергии) отсутствует. Поглощение звука, связанное с переходами между уровнями Ландау, маловероятно, если

$$\rho^1_{(c,\,v)}=\frac{qR}{2}\left[\frac{2IE^2_{(c,\,v)}}{\rho_0 v^3\hbar^2\bar{\omega}^2}\right]^{1/2}\ll 1,\quad \hbar\bar{\omega}=\hbar\omega+qeER^2.\tag{3}$$

Последнее неравенство с хорошей степенью точности выполняется и для интенсивных звуковых полей, если $qR/2\ll 1$. В дальнейших расчетах будем считать, что неравенство (3) выполняется, и поэтому будем пренебрегать «смешиванием» уровней Ландау под действием звуковой волны. Решение уравнения (2) будем искать в виде разложения по собственным функциям $\Theta^{(c,\,v)}_\alpha(\mathbf{r})$ оператора $H^0_{(c,\,v)}$

$$\varphi^{(c)}_\alpha(\mathbf{r},\ t)=\sum_{\alpha'}B^{(c)}_{\alpha\alpha'}(t)\,\Theta^{(c)}_{\alpha'}(\mathbf{r})\,e^{-\frac{it}{\hbar}\varepsilon^{(c)}_{\alpha'}},\tag{4}$$

$$\varepsilon^{(c)}_{\alpha'}=\frac{\hbar^2k_z^2}{2m_c}+\left(n+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c-eEk_xR^2+\beta_c,$$

$\alpha\,(k_x,\ k_z,\ n)$ — квантовые числа носителя в скрещенных электрическом и квантующем магнитном полях. Коэффициенты $B^{(c)}_{\alpha\alpha'}(t)$ удовлетворяют дифференциальному уравнению

$$i\hbar\frac{d}{dt}B^{(c)}_{\alpha''\alpha}(t)=V^0_c\sum_{n'}e^{i(n-n')\omega_c t}\left[B^{(c)}_{\alpha'';\,k_x-q,\,k_z,\,n'}(t)\,u^-_{nn'}e^{-i\bar{\omega}t}+\right.$$

$$\left.+B_{\alpha'';\,k_x+q,\,k_z,\,n'}(t)\,u^+_{nn'}e^{i\bar{\omega}t}\right],$$

$$u^\pm_{nn'}=\left[\frac{2^n n'}{2^{n'}n!}\right]^{1/2}\left(\pm\frac{qR}{2}\right)^{n-n'}L^{(n-n')}_{n'}\left(\frac{q^2R^2}{2}\right),\quad n'\leqslant n,$$

$$\hbar\bar{\omega}=\hbar\omega+qaR,\quad a=eER,\tag{5}$$

($L^{(n-n')}_n(x)$ — полиномы Лагерра) с начальным условием $B^{(c)}_{\alpha\alpha'}(0)=\delta_{\alpha\alpha'}$. Если ограничиться членами суммы с $n=n'$ в правой части (5), что оправдано при выполнении неравенства (3) (последнее означает, что переходы между уровнями Ландау под действием звука маловероятны), то решение (5) может быть записано в виде

$$B_{\alpha\alpha'}^{(c)}(t)=\delta_{k_z k_z'}\int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{i(k_x-k_x')x}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}V_c^0 u_n\int\limits_0^t\cos(qx+\tilde{\omega}t_1)dt_1\right\}dx, \qquad (6)$$

$$u_n=e^{-q^2R^2/4}L_n\left[\frac{q^2R^2}{2}\right].$$

Волновая функция электрона в валентной зоне получается соответствующей заменой $E_c\to E_v$, $m_c\to m_v$.

Определим число переходов электронов W из состояния $\Psi_{(v)}(\mathbf{r},t)$ в состояние $\Psi_{(c)}(\mathbf{r},t)$ в единицу времени в единице объема с поглощением света в поле звуковой волны. Известно, что W имеет расходимости, связанные с особенностями плотности электронных состояний в скрещенных электрическом и квантующем магнитном полях, которые могут быть устранены учетом взаимодействия носителей с акустическими колебаниями кристаллической решетки или рассеяния на примесях. Используя результаты работы [5], представим W в виде

$$W=W_0e^{-2\gamma^2}\sum_{k_xk_zp}J_p^2(\rho)\int\limits_{-\infty}^{+\infty}dt\exp\left\{-\Gamma_{cv}|t|-\frac{it}{\hbar}\left(\frac{\hbar^2k_z^2}{2\mu}+\Delta_p\right)\right\}, \qquad (7)$$

$$W_0=\frac{e^2|A_0|^2}{\hbar^2c^2V}\left|\frac{P_{cv}}{m_0}\right|^2,\quad \Delta_p=\varepsilon_g+\hbar\omega_H/2-\beta_{cv}-\hbar\Omega+p\hbar\tilde{\omega},$$

A_0 — амплитуда электромагнитной волны ($|A_0|^2=c^2E_l^2/4\pi\Omega^2$), E_l — напряженность электрического поля неполяризованного лазерного излучения, $\omega_H=eH/\mu c$, $\mu=m_c^{-1}+m_v^{-1}$, $J_p(x)$ — функции Бесселя действительного аргумента, $\gamma=(m_c+m_v)\,cRE/2\hbar H$, P_{cv} — матричный элемент оператора импульса на волновых функциях зонных электронов,

$$\rho^2=\frac{2I(E_c-E_v)^2}{\rho_0v^3(\hbar\tilde{\omega})^2}e^{-q^2R^2/2}. \qquad (8)$$

При записи (7) мы для простоты ограничились рассмотрением оптических переходов из нулевого уровня Ландау валентной зоны на нулевой уровень Ландау зоны проводимости, а также случаем собственного невырожденного полупроводника (т. е. в валентной зоне нет дырок, а в зоне проводимости отсутствуют электроны). Заметим, что (7) получено без использования теории возмущений по взаимодействию электрона со звуковой волной и, следовательно, справедливо и при $\rho>1$ (однако $\rho^1_{(c,v)}\ll 1$, так как $qR\ll 1$). Если $\rho>1$, то гармоники функции Бесселя ($p>1$) могут вносить заметный вклад в исследуемые магнетооптические переходы. Согласно [5], Γ_{cv} связана с вероятностью рассеяния носителей на акустических колебаниях кристаллической решетки в скрещенных электрическом и магнитном полях и в случае квантующего магнитного поля (когда можно не учитывать процессы рассеяния носителей с переходом в другие зоны Ландау) определяется следующим образом:

$$\Gamma_{cv}=\Gamma_c+\Gamma_v,\quad \Gamma_c=\frac{\pi}{\hbar}\sum_{\varkappa}|C_{\varkappa}^{(c)}|^2e^{-\varkappa_\perp R^2}\left\{(1+N_\varkappa)\delta\left[\frac{\hbar^2\varkappa_z^2}{2m_c}+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{\hbar^2k_z\varkappa_z}{m_c}-\alpha\varkappa_zR-\hbar v\varkappa\right]+N_\varkappa\delta\left[\frac{\hbar^2\varkappa_z^2}{2m_c}-\frac{\hbar^2k_z\varkappa_z}{m_c}+\alpha\varkappa_xR+\hbar v\varkappa\right]\right\}, \qquad (9)$$

$$\varkappa^2=\varkappa_z^2+\varkappa_x^2+\varkappa_y^2\equiv\varkappa_z^2+\varkappa_\perp^2,$$

$N_\varkappa$ — функция распределения акустических колебаний кристаллической решетки с импульсом $\varkappa$; $|C_\varkappa^{(c)}|^2=E_c^2\hbar\varkappa/2\rho_0vV$; V — объем основной области кристалла; Γ_v получается из (9) соответствующей заменой $E_c\to E_v$, $m_c\to m_v$. Отметим, что при записи (9) мы не учитывали влияние внешней звуковой волны на процессы рассеяния электронов, что справедливо при выполнении неравенства (3). По этой же причине в дальнейшем будем пренебрегать экспоненциальным множителем в (8).

В случае неупругого рассеяния и при $N_\varkappa \approx k_0 T/\hbar v \varkappa$ (T — абсолютная температура) выражение (9) можно записать в виде

$$\Gamma_c = \gamma_c |k_z| e^{-\lambda^2} \{I_{1/4}(\lambda^2) + I_{-1/4}(\lambda^2)\}, \tag{10}$$

$$\lambda = \frac{\hbar^2 k_z^2}{4m_c a}, \quad \gamma_c = \frac{E_c^2 k_0 T}{8\sqrt{2\pi}\rho_0 v^2 \hbar R^2 a},$$

$I_\nu(x)$ — функции Бесселя мнимого аргумента. При $E \to 0$ выражение (10) переходит в

$$\Gamma_c^0 = \frac{E_c k_0 T}{2\pi\rho_0 v^2 \hbar^3 R^2 |k_z|}, \tag{11}$$

полученное в [5].

В результате коэффициент поглощения света при переходе электрона из состояния $\Psi_{(v)}(\mathbf{r}, t)$ в $\Psi_{(c)}(\mathbf{r}, t)$ можно записать в виде

$$K(\Omega) = \frac{2e^2}{\pi n c \Omega} \left| \frac{P_{cv}}{m_0} \right|^2 \frac{\gamma_c \mu^2}{\hbar R^2 a m_c} \Phi(\Omega), \tag{12}$$

$$\Phi(\Omega) = e^{-2\gamma^2} \sum_p J_p^2(\rho) J(\Delta_p),$$

$$J(\Delta_p) = \int_0^\infty \frac{yT(y)\, dy}{T^2(y)\, y^2 \gamma_c^2 \mu S + (y^2 + \Delta_p S/2)^2},$$

$$T(y) = e^{-y^4}[I_{1/4}(y^4) + I_{-1/4}(y^4)] + \left(\frac{E_v}{E_c}\right)^2 e^{-ty^4}[I_{1/4}(y^4 t) + I_{-1/4}(y^4 t)],$$

$$S = \mu/a m_c, \quad t = m_c/m_v.$$

Если пренебречь взаимодействием электронов с колебаниями кристаллической решетки ($\Gamma_{cv}=0$) и со звуковой волной ($\rho=0$), то $K(\Omega)$ совпадает с выражением для коэффициента поглощения света, полученным в [4].

Рассмотрим влияние электрического поля на частотную зависимость $K_0(\Omega)$ в отсутствие звуковой волны ($\rho=0$). Отметим, что форма линии в этом случае определяется параметром Γ_{cv}, который существенным образом зависит от напряженностей электрического и магнитного полей. В частности, при $k_z \to 0$, $\Gamma_{cv}^0 \to \infty$ ($E=0$), в то время как Γ_{cv} ($E \neq 0$) стремится к постоянному значению, т. е. электрическое поле приводит к заметному гашению процессов рассеяния при малых k_z. На вставке к рис. 1 приведена зависимость $\Gamma_{cv}(\lambda)$ (в относительных единицах) для различных значений напряженности электрического поля. Расчеты проведены для полупроводника типа InSb ($\varepsilon_g=0.3$ эВ, $\rho_0=5$ г/см^3, $v=2\cdot10^5$ см/с, $E_c=7$ эВ, $E_v=1$ эВ, $m_c=0.014\, m_0$, $m_v=0.28\, m_0$) при $H=23$ кЭ, $T=3$ К. Кривые *1*, *2*, *3* получены соответственно для значений напряженности электрического поля 0.05, 5, 50 В/см. Как следует из этого рисунка, с ростом E (при $2\gamma^2 \ll 1$) процессы рассеяния электрона на акустических колебаниях кристаллической решетки при небольших значениях λ заметным образом подавляются. Именно это обстоятельство приводит к тому, что полуширина линии поглощения с ростом E уменьшается, а величина максимума поглощения растет. На рис. 1 приведена частотная зависимость коэффициента поглощения света (в относительных единицах) для различных значений E (кривые *1*, *2*, *3* получены соответственно для 0.05, 5, 50 В/см). При значениях $E > 500$ В/см линия продолжает сужаться, но уменьшается в области максимума за счет экспоненциального множителя в (12). Таким образом, учет рассеяния электронов позволяет выявить немонотонность зависимости величины максимума коэффициента поглощения $K_0^{\max}(\Omega)$ от напряженности внешнего электрического поля.

Рассмотрим влияние звуковой волны на коэффициент поглощения света. Как легко видеть из (12), $K(\Omega)$ имеет максимумы при $\Delta_p \approx 0$ (разнесенные по частоте для различных p), которые связаны с наличием квазиуровней зонных состояний в интенсивном звуковом поле, причем энергетическое расстояние между соседними максимумами определяется величиной $\hbar\tilde{\omega}$ и может меняться с изменением напряженности электрического или магнитного полей. Величина $K(\Omega)$ в максимумах определяется параметром ρ, который в свою очередь является чувствительной функцией E и интенсивности звуковой волны. На рис. 1 приведена зависимость $\Phi(\Omega)$ (которая определяет форму линии $K(\Omega)$) при $\rho=1.5$ ($I=1$ Вт/см^2), $E=500$ В/см, $H=23$ кЭ, $\omega=10^{10}$ с$^{-1}$ и $T=10$ К. На этом рисунке изображены только три пика, соответствующих значениям $p=0$, ±1.

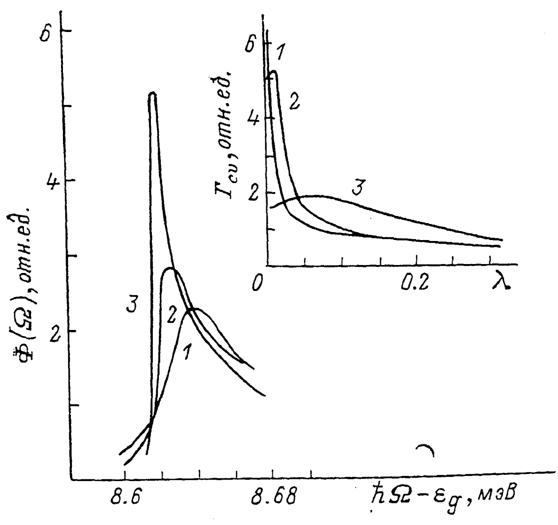

Рис. 1. Изменение формы линии коэффициента поглощения света с ростом напряженности электрического поля E.

На вставке зависимость $\Gamma_{cv}(\lambda)$ для различных E.

Определим коэффициент поглощения звука Г при рассмотренных выше переходах. Используя выражение (7) (при $\rho < 1$), число переходов электронов из состояния $\Psi_{(v)}(\mathbf{r}, t)$ в состояние $\Psi_{(c)}(\mathbf{r}, t)$ под действием лазерного излучения с поглощением (испусканием) одного кванта звуковой волны можно представить в виде

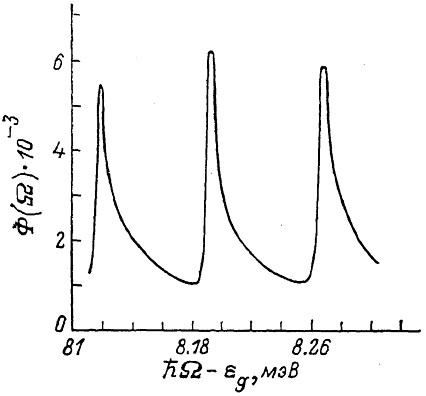

Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента поглощения света в постоянном электрическом и интенсивном звуковом поле.

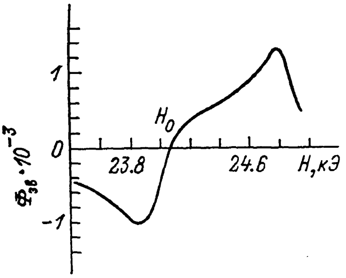

Рис. 3. Зависимость $\Phi_{зв}(\Omega)$ от напряженности магнитного поля.

$$W^{\mp} = W_0 e^{-2\gamma^2}\left[\frac{\rho}{2}\right]^2 \sum_{k_x k_z} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \exp\left\{-\Gamma_{cv}|t| - \frac{it}{\hbar}\left(\frac{\hbar^2 k_z^2}{2\mu} + \Delta^{\mp}\right)\right\}, \qquad (13)$$

$$\Delta^{\mp} = \varepsilon_g - \hbar\Omega + \hbar\omega_H/2 - \beta_{cv} \mp \hbar\tilde{\omega}.$$

При записи (13) для простоты учитывались только переходы электрона из нулевого уровня Ландау валентной зоны на нулевой уровень Ландау зоны проводимости. Тогда Г ($\Gamma = (W^- - W^+)\,\hbar\omega/I$) определяется следующим образом:

$$\Gamma = \frac{e^2}{4\pi^2\Omega^2}\left|\frac{P_{cv}}{m_0}\right|^2 \frac{\gamma_c\mu^2}{\hbar^3 R^2 a m_c} \frac{(E_c - E_v)^2 E_l^2 \omega}{\rho_0 v^3 \bar{\omega}^2} \Phi_{\text{зв}}(\Omega), \qquad (14)$$

$$\Phi_{\text{зв}}(\Omega) = e^{-2\gamma^2}[J(\Delta^-) + J(\Delta^+)].$$

Если же константы деформационных потенциалов электронов и дырок равны ($E_c = E_v$), то, согласно (14), коэффициент поглощения звука в рассматриваемых выше приближениях равен нулю, что на языке многоквантовых переходов [6] означает отсутствие пересечения адиабатических потенциалов начального и конечного электронных состояний.

На рис. 3 приведена зависимость $\Phi_{\text{зв}}(\Omega)$ от напряженности магнитного поля. Расчет проведен для полупроводника типа GaAs ($\varepsilon_g = 1.52$ эВ, $\rho_0 = 5$ г/см^3, $v = 2 \cdot 10^5$ см/с, $E_c = 7$ эВ, $E_v = 1$ эВ, $m_c = 0.07\, m_0$, $m_v = 0.5\, m_0$) при $\hbar\Omega - \varepsilon_g = 1.8$ мэВ, $E = 250$ В/см, $\omega = 10^{16}$ с$^{-1}$, $T = 10$ К. При значении магнитного поля $H < H_0$ Γ отрицательно и, следовательно, должно наблюдаться усиление звуковой волны. Это связано с тем, что при таких значениях напряженности магнитного поля в основном происходит поглощение лазерного фотона с излучением кванта звука. При $H > H_0$ наиболее активный процесс с поглощением звукового кванта. В максимуме поглощения ($H = 24.8$ кЭ) при напряженности электрического поля лазерного излучения $E_l = 10^3$ В/см (что находится далеко от порога разрушения полупроводникового материала) $\Gamma_M = 1.7 \cdot 10^3$ см$^{-1}$; при $H = 23.9$ кЭ наблюдается максимум усиления, который по абсолютной величине примерно совпадает с Γ_M.

Предлагаемый механизм поглощения (усиления) звуковой волны, заслуживает внимания, если учесть, что в отсутствие лазерного излучения звук практически не поглощается. Большие значения Γ позволяют надеяться на экспериментальное обнаружение рассмотренного механизма поглощения (усиления) звука.

В заключение отметим, что эффекты, подобные описанным выше, могут наблюдаться и при переходах электронов из произвольного уровня Ландау валентной зоны n_v на произвольный уровень Ландау зоны проводимости n_c. Их рассмотрение качественно ничем не отличается от случая $n_c = n_v$.

Список литературы

[1] Эпштейн Э. М., Шмелев Г. М., Цуркан Г. И. Фотостимулированные процессы в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1987. 168 с.
[2] Такер Дж., Рэмптон В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 453 с.
[3] Синявский З. П., Сафронов Е. Ю. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 9. С. 2836—2838.
[4] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М.: Наука, 1978. 615 с.
[5] Синявский Э. П. Кинетические эффекты в электрон-фононных системах в поле лазерного излучения. Кишинев: Штиинца, 1976. 170 с.
[6] Коварский В. А. Многоквантовые переходы. Кишинев: Штиинца, 1974. 228 с.

Институт прикладной физики
АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
22 октября 1990 г.
В окончательной редакции
5 марта 1991 г.