УДК 535.375.54+621.391.822.3

РАССЕЯНИЕ СВЕТА ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМОЙ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ

Р. Баркаускас, С. В. Ганцевич, Р. Катилюс

Построена теория рассеяния света неравновесной электронно-дырочной плазмой в столкновительном режиме в полупроводниках. Исследована форма линии рассеянного света квазинейтральными флуктуациями плотности. Показано, что далекое крыло линии может определяться флуктуациями неосновных носителей, не полностью подавленными кулоновским экранированием.

1. В последние десятилетия рассеяние электромагнитных волн плазмой твердого тела утвердилось в качестве мощного метода диагностики кинетических процессов в полупроводниках. На начальном этапе объектом исследования были примесные полупроводники (n- или p-типа), а измерения проводились в бесстолкновительном режиме, когда изменение волнового вектора света при рассеянии $\mathbf{q}$ велико по сравнению с обратной длиной свободного пробега носителей тока $1/l$ [1]. Были исследованы различные механизмы рассеяния света в твердотельной плазме, наблюдалось как рассеяние отдельными носителями, так и рассеяние плазменными и плазмон-фононными модами [1-3].

В работах [4, 5] наблюдалось и рассеяние света в так называемом столкновительном режиме, когда $ql \ll 1$, т. е. на длине, характеризующей изменение волнового вектора света при рассеянии, укладывается много длин пробега носителя. В этом случае свет рассеивается «гидродинамическими» диссипативными модами в системе носителей [6]. В многодолинных полупроводниках рассеяние электромагнитных волн впервые наблюдалось именно в этом режиме [7, 8]. В результате были определены коэффициенты внутридолинной диффузии и времена междолинных переходов [3, 9, 10].

Позднее методами рассеяния света началось исследование и электронно-дырочной плазмы, создаваемой в полупроводнике, как правило, лазерным облучением. При этом основное внимание уделялось высокочастотной части спектра рассеянного света, обусловленной связанными плазмон-LO-фононными модами [3, 11-19]. Тем не менее уже в работе [14] удалось наблюдать также и акустическую плазменную моду — характерное для электронно-дырочной плазмы коллективное возбуждение. Коллективные явления в бесстолкновительной электронно-дырочной плазме продолжают оставаться объектом теоретического исследования [20].

В настоящей работе мы обращаем внимание на возможность и актуальность исследования электронно-дырочной плазмы с помощью рассеяния света и в другом режиме — в условиях частых столкновений электронов и дырок с решеткой. В этом режиме методом рассеяния света возможно изучение процессов амбиполярной диффузии. Построена теория формы линии света, рассеянного электронно-дырочной плазмой в столкновительном режиме, причем система носителей не предполагается равновесной. Мы ограничиваемся, однако, случаем не очень больших концентраций электронов и дырок с тем, чтобы можно было пренебречь столкновениями между носителями. Кроме того, для простоты мы считаем, что отсутствует дрейф носителей. Рассмотрено рассеяние света в случае простых энергетических зон (к которому, впрочем, может сводиться и рассеяние света в многодолинном полупроводнике в условиях достаточно быстрой междолинной релаксации, позволяющей характеризовать носители усредненными по долинам кинетическими коэффициентами). В более общих случаях флуктуации в электронно-дырочной плазме и рассеяние света ими следует рассматривать исходя из постановки задачи на микроскопическом уровне.

Мы будем описывать флуктуации в электронно-дырочной плазме макроскопическими ланжененевеновскими уравнениями. На их основе будет исследована форма линии рассеянного света в столкновительном режиме, в том числе в квазинейтральной ситуации. Будут рассмотрены особенности рассеяния света электронно-дырочной плазмой в условиях, когда концентрация носителей одного сорта значительно больше концентрации носителей другого сорта.

2. Пусть на полупроводник, в котором имеются свободные электроны и дырки, падает пучок света с волновым вектором $\mathbf{k}_i$, частотой Ω_i и вектором поляризации Θ_i, причем частота света лежит в области прозрачности кристалла. Наблюдается рассеянный свет с волновым вектором $\mathbf{k}_s$, частотой Ω_s и вектором поляризации Θ_s. Столкновительный режим рассеяния осуществляется в условиях, когда $ql_{\text{pr}} \ll 1$, $\omega\tau_{\text{pr}} \ll 1$, где $\mathbf{q}=\mathbf{k}_s-\mathbf{k}_i$, $\omega=\Omega_s-\Omega_i$ — соответственно изменение волнового вектора и частоты света при рассеянии, а τ_{pr} и $l_{\text{pr}}=v_r\tau_{\text{pr}}$ — времена релаксации и длины свободного пробега электронов $(r=e)$ и дырок $(r=h)$, v_r — их скорости. В дальнейшем будем рассматривать случай, когда изменение частоты света при рассеянии мало, так что $\Omega_s \approx \Omega_i$.

В случае двух сортов носителей вместо известной формулы для дифференциального сечения рассеяния света однокомпонентной плазмой

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta d\omega}=\frac{e^4V_0^2}{2\pi c^4}\left(\Theta_i\,\frac{1}{\mathbf{m}}\,\Theta_s\right)^2(\delta n^2)_{\mathbf{q}\omega} \tag{1}$$

мы имеем (см. в [3] формулу (2. 43))

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta d\omega}=\frac{e^4V_0^2}{2\pi c^4}\sum_{r,\,r'=e,\,h}\left(\Theta_i\,\frac{1}{\mathbf{m}_r}\,\Theta_s\right)(\delta n_r\delta n_{r'})_{\mathbf{q}\omega}\left(\Theta_i\,\frac{1}{m_{r'}}\,\Theta_s\right). \tag{2}$$

Здесь $e=e_h=-e_e$ — элементарный заряд; c — скорость света; V_0 — объем рассеивающей области; $1/\mathbf{m}$, δn_r — соответственно тензор обратных эффективных масс и флуктуация концентрации электронов или дырок; $(\delta n_r\delta n_{r'})_{\mathbf{q}\omega}$ — Фурье-образ коррелятора этих флуктуаций. Заметим, что формулы (1) и (2) не учитывают рассеяния света на флуктуациях спиновой плотности, которое может быть существенным вблизи резонанса $\Omega_i \approx E_g/\hbar$ (E_g — ширина запрещенной зоны) при условии достаточной величины спин-орбитальной связи [1-3]. Однако и в этом случае такое рассеяние может быть исключено соответствующим выбором геометрии опыта.

Наша задача — раскрыть формулу (2) в случае столкновительного режима.

3. Случайная величина δn_r при условиях $ql_{pr} \ll 1$, $\omega\tau_{pr} \ll 1$ может быть найдена из системы ланжевеновских уравнений

$$-i\omega e_r\delta n_r+q^2D_re_r\delta n_r+q^2\sigma_r\varphi=-i\mathbf{q}\mathbf{g}_re_r,\quad r=e,\ h. \tag{3}$$

Здесь $\boldsymbol{\sigma}_r$, $\mathbf{D}_r$ — тензоры электропроводности и коэффициентов диффузии носителей сорта r. Через D_r обозначена проекция тензора $\mathbf{D}_r$ на направление $\mathbf{q}$, т. е. $D_r \equiv D_{r,\,ik}q_iq_k/q^2$, а σ_r — такая же проекция тензора $\boldsymbol{\sigma}_r$. Самосогласованный потенциал определяется уравнением Пуассона

$$\varphi=\frac{4\pi}{\varepsilon_0q^2}\sum_{r=e,\,h}e_r\delta n_r, \tag{4}$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость решетки. Уравнение (3) предполагает, что $(D_r\varepsilon_0/4\pi\sigma_r)^{1/2}l_r \ll 1$.

Уравнения (3) содержат в правых частях источники флуктуаций плотностей электронов и дырок — дивергенции случайных «сторонних» потоков $\mathbf{g}_r$. Коррелятор этих потоков равен [21]

$$(\mathbf{g}_r \mathbf{g}_{r'})_{\mathbf{q}\omega} = \frac{2n_r}{V_0} D_r \delta_{rr'}. \tag{5}$$

Формула (5) верна в предположении о статистической независимости отдельных носителей, т. е. в пренебрежении корреляцией, создаваемой их взаимными столкновениями [22] или генерацией и рекомбинацией электронно-дырочных пар [23], а также корреляцией через рассеиватели [24].

Решение системы уравнений (3) запишем в виде

$$\delta n_e = \frac{-iq\mathbf{g}_a - iq\mathbf{g}_e(-i\omega + q^2 D_h)\tau_M}{-i\omega(1 + q^2 D\tau_M) + q^2 D_a + q^4 D_e D_h - \omega^2\tau_M}, \tag{6}$$

удобном для перехода в дальнейшем к квазинейтральному случаю. Здесь

$$\frac{1}{\tau_M} = \frac{4\pi}{\varepsilon_0}(\sigma_e + \sigma_h) \equiv \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_h} \tag{7}$$

— полное и парциальные максвелловские времена релаксации в электронно-дырочной системе, $D = D_e + D_h$ — q-проекция суммарного тензора диффузии, а

$$D_a = (D_e\tau_e + D_h\tau_h)/(\tau_e + \tau_h) \tag{8}$$

— коэффициент амбиполярной диффузии, зависящий от концентраций носителей и направления вектора $\mathbf{q}$. Знаменатель в выражении (6) определяет рассасывание флуктуаций электронной плотности в электронно-дырочной плазме в столкновительном режиме. Числитель определяет возникновение таких флуктуаций и выражается через сторонние случайные потоки $\mathbf{g}_e$ и $\mathbf{g}_h$. По аналогии с (8) мы выделили в нем «амбиполярный» случайный сторонний поток

$$\mathbf{g}_a = (\mathbf{g}_e\tau_e + \mathbf{g}_h\tau_h)/(\tau_e + \tau_h). \tag{9}$$

Выражение для случайной концентрации дырок δn_h получается из (6) заменой $e \to h$, $h \to e$.

4. Используя (5)—(9), можно найти корреляторы концентраций $(\delta n_e^2)_{\mathbf{q}\omega}$, $(\delta n_h^2)_{\mathbf{q}\omega}$ и $(\delta n_e \delta n_h)_{\mathbf{q}\omega}$. Подставляя их в формулу (2) для сечения рассеяния света, получим

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta d\omega} = \frac{V_0^2}{2\pi}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 q^2 \frac{\overline{g_a g_a} + \mathscr{G}_{\mathbf{q}\omega}}{\omega^2(1 + q^2 D\tau_M)^2 + q^4 D_a^2 (1 + C_{\mathbf{q}\omega})^2}, \tag{10}$$

где

$$\overline{g_a g_a} = \frac{2}{V_0}\frac{D_e n_e \tau_e^2 + D_h n_h \tau_h^2}{(\tau_e + \tau_h)^2} \tag{11}$$

— коррелятор «амбиполярных» случайных сторонних потоков $\mathbf{g}_a$. Здесь введены обозначения

$$\mathscr{G}_{\mathbf{q}\omega} \equiv \frac{2}{V_0}\tau_M^2 D_e n_e [q^2 D_h(q^2 D_h \mu_h^2 + 2\mu_e/\tau_h) + \omega^2\mu_e^2] + (e \leftrightarrow h), \tag{12}$$

$$C_{\mathbf{q}\omega} \equiv \tau_M(q^4 D_e D_h - \omega^2)/q^2 D_a, \tag{13}$$

причем

$$m = m_e m_h/(m_e + m_h), \quad \mu_r \equiv m/m_r, \quad 1/m_r \equiv \left(\Theta_i \frac{1}{\mathbf{m}_r}\Theta_s\right).$$

Полная интенсивность рассеяния может быть найдена интегрированием дифференциального сечения (10) по всем частотам, что дает

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta}=V_0\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2\frac{V_0\overline{g_ag_a}(1+B)\,q^2/2+q^4D_eD_h\tau_M(n_e\mu_e^2+n_h\mu_h^2)(1+q^2D\tau_M)}{(q^2D_a+q^4D_eD_h\tau_M)(1+q^2D\tau_M)},\qquad(14)$$

$$B\equiv\frac{2q^2D_eD_h\tau_M^2}{V_0\overline{g_ag_a}}\left[\frac{n_e}{\tau_h}+\frac{n_h}{\tau_e}+\left(\frac{\mu_h^2}{D_e}-\frac{\mu_e^2}{D_h}\right)\left(\frac{D_hn_h}{\tau_e}-\frac{D_en_e}{\tau_h}\right)\right],\qquad(15)$$

при этом B имеет порядок $q^2D\tau_M$.

5. Для нас интерес представляет в первую очередь рассеяния света в условиях квазинейтральности [1]

$$q^2D\tau_M\ll 1.\qquad(16)$$

В этих условиях выражение (10) принимает вид

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta d\omega}=\frac{V_0^2}{2\pi}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2q^2\frac{\overline{g_ag_a}+\mathscr{F}_{\mathbf{q}\omega}}{\omega^2+(q^2D_a-\omega^2\tau_M)^2},\qquad(17)$$

где

$$\mathscr{F}_{\mathbf{q}\omega}\equiv\frac{2\tau_M^2}{V_0}\mu_e^2n_eD_e(q^2D_h/\tau_h+\omega^2)+(e\leftrightarrow h),\qquad(18)$$

тогда как интегральное сечение (14) переходит в

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta}=V_0\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2q^2\left[\frac{V_0}{2}\overline{g_ag_a}+q^2D_eD_h\tau_M(n_e\mu_e^2+n_h\mu_h^2)\right]\Big/q^2D_a.\qquad(19)$$

В выражениях (17) и (19) использовано только неравенство (16) и сохранены члены, малые в условиях, когда концентрации электронов и дырок одного порядка, но существенные в важном случае преобладания одного сорта носителей. Например, в (19) второе слагаемое содержит произведение малого параметра $q^2D\tau_M$ и большого в этом последнем случае отношения концентраций основных и неосновных носителей. Второе слагаемое в интегральном сечении (19) набирается от сравнительно высоких частот $q^2D_a\ll\omega\lesssim 1/\tau_M$, на которых, согласно выражению (17), имеется низкое широкое плато, сменяющее при $\omega\gtrsim q^2D_a$ низкочастотный пик, сосредоточенный в области частот $\omega\lesssim q^2D_a$, в которой, согласно (17), имеем

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta d\omega}=\frac{V_0^2}{2\pi}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2\frac{q^2\overline{g_ag_a}}{\omega^2+(q^2D_a)^2},\quad \omega\lesssim q^2D_a\ll 1/\tau_M.\qquad(20)$$

Интегральная интенсивность (19) отличается от площади под лоренцианом (20)

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta}=\left(\frac{V_0e^2}{2mc^2}\right)^2\frac{\overline{g_ag_a}}{D_a},\quad \omega\tau_M\ll 1\qquad(21)$$

членами, малыми в условиях $n_e\approx n_h$, но существенными при $n_e\gg n_h$ (или $n_h\gg n_e$), возникающими от упомянутого выше широкого низкого плато (при $\omega>q^2D_a$) в спектре рассеянного света.

Центральный пик (20), возникающий в спектре рассеянного света в условиях квазинейтральности (16), происходит от рассеяния света как бы частицами с приведенной массой $m=m_em_h/(m_e+m_h)$, причем флуктуация концентрации этих частиц удовлетворяет уравнению Ланжевена

$$(-i\omega+q^2D_a)\,\delta n_a=-i\mathbf{q}\mathbf{g}_a.\qquad(22)$$

Следует, однако, подчеркнуть, что коррелятор случайных «амбиполярных» потоков $\mathbf{g}_a$ дается выражением (11), т. е., отнюдь, не выражается через стоящий в левой части уравнения (22) коэффициент амбиполярной диффузии D_a. Связь между коррелятором сторонних случайных потоков

[1] Для квазинейтральности достаточно неравенства по полному максвелловскому времени релаксации или по меньшему из двух. Выполнения неравенств по каждому из времен (что часто утверждается в литературе) не требуется.

и коэффициентом диффузии, когда она имеется, называется «второй флуктуационно-диссипационной теоремой» [25]. Нарушение этой теоремы в данном случае обусловлено самим характером амбиполярной диффузии, поскольку этот процесс, вообще говоря, нельзя считать полностью некоррелированным случайным блужданием некоей нейтральной частицы. Динамическая корреляция через самосогласованный потенциал, возникающая при образовании нейтрального сгустка концентрации, по-разному влияет на отклик (коэффициент диффузии) и флуктуации (коррелятор потоков).

6. В условиях, когда концентрация электронов и дырок сильно различаются, из формул (17)—(19) для формы линии и интенсивности рассеянного света получаем

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta d\omega}=\frac{V_0}{\pi}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 q^2 n_h \frac{\omega^2 D_e n_e \mu_e^2 \tau_e^2/n_h + D_h}{\omega^2+(q^2 D_h-\omega^2\tau_e)^2},$$

$$n_e \gg n_h, \quad \tau_h \gg \tau_e, \tag{23}$$

тогда как

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta}=V_0\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 n_h\,(1+\mu_e^2 q^2 D_e \tau_e n_e/n_h),$$

$$n_e \gg n_h, \quad \tau_h \gg \tau_e. \tag{24}$$

В противоположном случае $n_h \gg n_e$ в выражениях (23), (24) надо заменить индексы $e \to h$, $h \to e$. Вторые члены в числителе (23) и в выражении (24) не малы и дают, как указано в предыдущем пункте, существенный вклад в спектр рассеянного света неосновными носителями.

7. Приведенные выше формулы применимы не только в равновесии, но и при неравновесном распределении электронов и дырок в отсутствие дрейфа тех и других. Если же электроны и дырки имеют максвелловские распределения по скоростям с одинаковой температурой (например, находятся в равновесии с решеткой), то формула (14) для полного сечения значительно упрощается вследствие соотношения Эйнштейна между тензорами диффузии и электропроводности $\mathbf{D}=T\sigma/e^2 n$

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta}=V_0\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2\left[\frac{n_e n_h}{n_e+n_h}+\frac{q^2}{q^2+\varkappa^2}\,\frac{1}{n_e+n_h}\,(n_e\mu_e-n_h\mu_h)^2\right]. \tag{25}$$

Здесь $\varkappa^2=\varkappa_e^2+\varkappa_h^2=4\pi e^2\,(n_e+n_h)/T\varepsilon_0$ — обратный дебаевский радиус экранирования в электронно-дырочной плазме. Выражение (25) не содержит кинетических коэффициентов и может быть получено без обращения к кинетике [26].[2] Оно верно как в столкновительном, так и в бесстолкновительном режиме и при любой степени экранирования. В условиях квазинейтральности (16), но при большой разнице в концентрациях носителей, например при $n_e \gg n_h$, формула (25) принимает вид

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta}=V_0\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 n_h\left(1+\mu_e^2\,\frac{q^2}{\varkappa_h^2}\right). \tag{26}$$

Эта формула показывает, что в данном случае рассеяние света происходит на флуктуациях неосновных носителей, в то время как экранировка обеспечивается основными носителями. Отношение $q^2/\varkappa_h^2$ при этом, как мы отмечали в п. 5, может быть не мало и в условиях квазинейтральности, так что пространственно-неоднородные флуктуации неосновных носителей оказываются неподавленными кулоновскими силами, давая вклад в сечение рассеяния света.

8. Итак, мы описали форму линии рассеянного электронно-дырочной плазмой света в столкновительном режиме ((10) и (14)), в том числе в наиболее важном случае квазинейтральности ((17)—(21)). В последнем случае свет в основном рассеивается как бы частицами с приведенной массой

[2] В формуле (C8) работы [26], где получена подобная формула для флуктуаций концентраций, имеется опечатка в знаке.

и форму линии определяет процесс амбиполярной диффузии (формула (20)). Таким образом, по сравнению с бесстолкновительным квазинейтральным режимом ([3], разделы (2.2), (2. 3)) линия рассеянного света сужается. Сужение обусловлено макроскопичностью (гидродинамичностью) флуктуаций в электронно-дырочной плазме, на которых происходит рассеяние, и линия узка именно в меру этой макроскопичности, т. е. управляется величиной параметров $ql_{pe,\,h}$.

Экспериментальное изучение спектра рассеянного света может служить методом определения коэффициента амбиполярной диффузии, причем возможности наблюдения рассеяния света электронно-дырочной плазмой гораздо более благоприятны, чем в случае рассеяния только электронами или дырками, поскольку интенсивность рассеяния, как это видно из формул (17)—(26), растет с ростом концентрации носителей без насыщения, имеющего место при рассеянии однокомпонентной системой.

Мы описали также крыло линии рассеянного света $\omega\tau_M \sim 1$, обусловленное процессами экранирования, интегральный вклад которого ощутим, если концентрация носителей одного сорта преобладает ((23), (24)). Вклад этот зависит от отношения $q/\varkappa$, и его величиной можно управлять изменением угла рассеяния.

Литература

[1] *Платцман Ф., Вольф П.* Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М.: Мир, 1975. 438 с.
[2] *Клейн М. В.* В кн.: Рассеяние света в твердых телах. М.: Мир, 1979, с. 174—238.
[3] *Abstreiter G., Cardona M., Pinczuk A.* In: Light scattering in solids IV. Springer—Verlag, Berlin Heidelberg, 1984, p. 5—150.
[4] *Акатов Л. Л., Ганцевич С. В., Катилюс Р., Рысаков В. М.* Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 27, № 11, с. 633—636.
[5] *Акатов Л. Л., Ганцевич С. В., Катилюс Р., Рысаков В. М.* В сб.: Флуктуационные явления в физических системах. II конф. Тез. докл. Вильнюс, 1979, с. 34—35.
[6] *Ганцевич С. В., Гуревич В. Л., Катилюс Р.* ЖЭТФ, 1969, т. 57, № 2, с. 503—518.
[7] *Chandrasekhar M., Cardona M., Kane E. O.* Phys. Rev., 1977, vol. 16B, N 8, p. 3579—3595.
[8] *Ipatova I. P., Subashiev A. V., Voitenko V. A.* Sol. St. Commun., 1981, vol. 37, N 8, p. 893—895.
[9] *Contreras G., Sood A. K., Cardona M.* Phys. Rev., 1985, vol. 32B, N 2, p. 924—929.
[10] *Mestres N., Cardona M.* Phys. Rev. Lett., 1985, vol. 55, N 10, p. 1132—1135.
[11] *Turtelli R. S., de Castro A. R. B.* Phys. St. Sol. (b), 1979, vol. 93, N 2, p. 811—815.
[12] *Kardontchik J. E., Cohen E.* Phys. Rev. Lett., 1979, vol. 42, N 10, p. 669—672.
[13] *Romanek K. M., Nather H., Gobel E. O.* Sol. St. Commun., 1981, vol. 39, N 1, p. 23—27.
[14] *Pinczuk A., Shah J., Wolf P. A.* Phys. Rev. Lett., 1981, vol. 47, N 20, p. 1487—1490.
[15] *Collins C. L., Yu P. Y.* Sol. St. Commun., 1984, vol. 51, N 3, p. 123—126.
[16] *Nakamura T., Katoda T.* J. Appl. Phys., 1984, vol. 55, N 8, p. 3064—3067.
[17] *Nather M., Quagliano L. G.* J. Liumin., 1985, vol. 30, N 1—4, p. 50—64.
[18] *Bray R., Wan K.* J. Liumin., 1985, vol. 30, N 1—4, p. 375—394.
[19] *Young J. F., Wan K.* Phys. Rev., 1987, vol. 35B, N 5, p. 2544—2547.
[20] *Jha S. S., Kagh J. A., Tsang J. C.* Phys. Rev. B., 1986, vol. 34, N 8 (1), p. 5498—5511.
[21] *Van Vliet K. M.* J. Mat. Phys., 1971, vol. 12, N 9, p. 1998—2012.
[22] *Gantsevich S. V., Gurevich V. L., Katilius R.* Riv. Nuovo Cim., 1979, vol. 2, N 5, p. 1—87.
[23] *Аронов А. Г., Ивченко Е. Л.* ФТТ, 1971, т. 13, № 9, с. 2550—2557.
[24] *Баркаускас Р., Ганцевич С. В., Каган В. Д., Катилюс Р.* В сб.: Флуктуационные явления в физических системах. IV Всес. конф. Тез. докл. Пущино, 1985, с. 4—5.
[25] *Tremblay A.-M. S.* In: Recent developments in nonequilibrium thermodynamics. Springer—Verlag, Berlin Heidelberg, 1984, p. 267—316.
[26] *Lax M., Mengert P.* J. Phys. Chem. Solids., 1960, vol. 14, p. 248—267.

Институт физики полупроводников АН ЛитССР
Вильнюс

Поступило в Редакцию
12 мая 1988 г.