

Переходный отклик фотовозбужденных электронов с частично-инвертированным распределением

Ф. Т. Васько¹⁾

Институт физики полупроводников, НАН Украины, 03028 Киев, Украина

Поступила в редакцию 12 февраля 2004 г.

После переработки 5 апреля 2004 г.

Исследован нестационарный магнитотранспорт электронов с частично-инвертированным распределением формирующимся в пассивной области после ультракороткого междузонного фотовозбуждения и испускания каскада оптических фононов. В случае пикового распределения внутри пассивной области проводимость положительна из-за большего вклада спадающей части распределения, тогда как за счет инвертированной части распределения может возникать отрицательное магнитосопротивление в классических полях. Если же энергия возбуждаемых в s -зоне фотоэлектронов кратна энергии опфонона, то имеет место пара полупиков на границах пассивной области, причем вклад инвертированной части распределения (с энергией близкой к энергии фонона) приводит к абсолютной отрицательной проводимости и к существенному изменению магнитотранспорта.

PACS: 72.20.My, 78.47.+p

1. Вопрос об абсолютной отрицательной проводимости фотовозбужденных электронов обсуждался еще в 60-х годах [1, 2]. Насколько нам известно, наблюдать такой эффект при стационарном фотовозбуждении не удается ни в объемных материалах [3], ни в гетероструктурах. По-видимому, это связано с медленностью междузонной рекомбинации, приводящей к накоплению низкоэнергетических электронов и с эффективным кулоновским рассеянием высокоэнергетических электронов на низкоэнергетических [4]. Иная ситуация имеет место при ультрабыстром междузонном фотовозбуждении, когда рекомбинация будет влиять на переходной отклик лишь на больших временах, а межэлектронное рассеяние неэффективно при низком уровне возбуждения. Хотя спектроскопия высокого временного разрешения интенсивно развивалась в последние десятилетия [5], изучение особенностей переходных фотопроводимости и магнитотранспорта неравновесных электронов в пассивной области, видимо, еще не проводилось.

Нестационарный магнитотранспорт фотовозбужденных электронов с функцией распределения $f_{\varepsilon t}$ в зондирующем поле \mathbf{E} частоты ω (причем $\mathbf{E} \exp(-i\omega t) \perp \boldsymbol{\omega}_c$, ω_c – циклотронная частота) определяется диагональной и недиагональной компонентами тензора проводимости, σ_d и σ_{\perp} , даваемыми стандартной формулой:

$$\left| \begin{array}{c} \sigma_d \\ \sigma_{\perp} \end{array} \right| = \frac{2e^2}{\ell m} \int_0^{\infty} \frac{d\varepsilon \rho(\varepsilon) \varepsilon}{(\nu_{\varepsilon} - i\omega)^2 + \omega_c^2} \times \left| \begin{array}{c} \nu_{\varepsilon} - i\omega \\ \omega_c \end{array} \right| \left(-\frac{\partial f_{\varepsilon t}}{\partial \varepsilon} \right), \quad (1)$$

где $\rho(\varepsilon)$ – плотность состояний для электронов в квантовой яме или в объеме ($\ell = 2$ или 3 , соответственно), а частота релаксации импульса, ν_{ε} , учитывает упругое рассеяние и релаксацию за счет спонтанного испускания опфононов, так что ν_{ε} резко возрастает в активной области, $\varepsilon > \hbar\omega_0$. Рассмотрим далее отклик на статическое поле ($\omega = 0$) и проведем в (1) интегрирование по частям. Вклад от активной области в проводимость мал, так что $\sigma_{d,\perp}$ определяется упругим рассеянием в пассивной области (вклад интеграла по $\varepsilon < \hbar\omega_0$) и вкладом из-за скачка ν_{ε} на границе:

$$\left| \begin{array}{c} \sigma_d \\ \sigma_{\perp} \end{array} \right| = \frac{2e^2}{\ell m} \left\{ \int_0^{\hbar\omega_0} d\varepsilon \rho(\varepsilon) f_{\varepsilon t} A_{\varepsilon} - f_{\varepsilon t} \frac{\rho(\varepsilon) \varepsilon}{\nu_{\varepsilon}^2 + \omega_c^2} \left| \begin{array}{c} \nu_{\varepsilon} \\ \omega_c \end{array} \right|_{\varepsilon=\hbar\omega_0} \right\}, \quad (2)$$

$$A_{\varepsilon} = \frac{\ell/2}{\nu_{\varepsilon}^2 + \omega_c^2} \left| \begin{array}{c} \nu_{\varepsilon} \\ \omega_c \end{array} \right| - \frac{\varepsilon (d\nu_{\varepsilon}/d\varepsilon)}{(\nu_{\varepsilon}^2 + \omega_c^2)^2} \left| \begin{array}{c} \nu_{\varepsilon}^2 - \omega_c^2 \\ 2\nu_{\varepsilon}\omega_c \end{array} \right|.$$

Таким образом, отрицательные вклады в (2) возникают как при росте ν_{ε} с энергией в пассивной области из-за фактора $d\nu_{\varepsilon}/d\varepsilon$, так и за счет границы пассивной области $\varepsilon = \hbar\omega_0$. Если пик находится внутри

¹⁾e-mail: ftvasko@yahoo.com

пассивной области, то вклад границы выпадает, а ν_ε растет недостаточно быстро для реализации отрицательной проводимости. Однако магнитополевые зависимости изменяются, и за счет второго слагаемого в A_ε имеет место отрицательное магнитосопротивление, причем его эволюция определяется временем квазиупругой релаксации на акустических фононах. Если же электроны возбуждаются у границ пассивной области, то за счет высокоэнергетических электронов с инвертированным распределением реализуется отрицательная проводимость. Теперь временная эволюция определяется как квазиупругой релаксацией, так и быстрым испусканием оптофононов электронами, попадающими в активную область. Характер временной эволюции отклика для такого случая рассмотрен ниже с использованием приближения узкого распределения фотовозбужденных 2D электронов.

2. Рассмотрим вначале случай эволюции распределения внутри пассивной области, когда после испускания каскада оптофононов возбужденными электронами в области $\varepsilon < \hbar\omega_0$ реализуется пик полушириной $\Delta\varepsilon$ вблизи энергии ε_{ex} , описываемый функцией $\delta_{\Delta\varepsilon}(\varepsilon - \varepsilon_{ex})$. Считая $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon_{ex}$, $\hbar\omega_0 - \varepsilon_{ex}$ (приближение узкого распределения) и используя переменную $\xi = \varepsilon - \varepsilon_{ex}$, рассматриваем эволюцию этого пика за счет квазиупругого рассеяния на акустических фононах, описываемую задачей

$$\frac{\partial f_{\xi t}}{\partial t} = D \frac{\partial^2 f_{\xi t}}{\partial \xi^2} + v \frac{\partial f_{\xi t}}{\partial \xi}, \quad (3)$$

$$f_{\xi t=0} = \frac{n_{ex}}{\rho_{ex}} \delta_{\Delta\varepsilon}(\xi), \quad f_{\xi \rightarrow \pm\infty t} = 0.$$

Здесь n_{ex} – концентрация фотовозбужденных электронов, $\rho_{ex} \equiv \rho(\varepsilon_{ex})$, а коэффициенты энергетической диффузии и дрейфа, D и v , не зависят от ξ . Ограничиваясь временами, на которых $f_{\xi t}$ не достигает границ пассивной области, мы использовали выше нулевые граничные условия при $\xi \rightarrow \pm\infty$.

Решение уравнения (3) имеет вид

$$f_{\xi t} = e^{-\nu_{qe}t} \frac{n_{ex}}{\rho_{ex}} \int d\xi' e^{-v(\xi-\xi')/2D} \times g_t(\xi - \xi') \delta_{\Delta\varepsilon}(\xi'), \quad (4)$$

где введены гриновская функция $g_t(\Delta\xi) = \exp[-(\Delta\xi)^2/4Dt]/\sqrt{4\pi Dt}$ и частота квазиупругой релаксации $\nu_{qe} = v^2/4D$, причем в случае рассеяния на равновесных фононах D/v заменяется их температурой. Если $\delta_{\Delta\varepsilon}(\xi)$ – гауссова функция, то интеграл по ξ -оси берется и получается гауссовское распределение, сдвиг которого определяется аргу-

ментом $\xi_t = \xi + vt$, а возрастание уширения с t описывается функцией $\Delta\varepsilon_t = \sqrt{\Delta\varepsilon^2 + 4Dt}$:

$$f_{\xi t} = \frac{n_{ex}}{\rho_{ex}} \delta_{\Delta\varepsilon_t}(\xi_t), \quad (5)$$

Подставив (5) в (2) получим для проводимостей $\sigma_{d,\perp}$ простое выражение

$$\begin{vmatrix} \sigma_d \\ \sigma_\perp \end{vmatrix} = \frac{2e^2 n_{ex}}{\ell m} \int d\xi \delta_{\Delta\varepsilon_t}(\xi_t) A_\xi, \quad (6)$$

где введен столбец $A_\xi = (\varepsilon_{ex} + \xi)^{l/2} A_{\varepsilon_{ex} + \xi}$.

В начальный момент можно использовать приближение $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon_{ex}$, так что интеграл в (6) заменяется на $A_{\xi=0}$ зависящий от параметра $\alpha = [(2\varepsilon/\ell\nu_\varepsilon)d\nu_\varepsilon/d\varepsilon]_{\varepsilon_{ex}}$. На рис.1а приведены безразмерные зависимости проводимостей $\sigma_{d,\perp}/\sigma_{ex}$ от циклотронной частоты, ω_c/ν_{ex} , где введены $\sigma_{ex} = e^2 n_{ex}/m\nu_{ex}$ и $\nu_{ex} = \nu_{\varepsilon=\varepsilon_{ex}}$. С ростом α на лоренцевой магнитополевой зависимости σ_d возникает растущий участок при $\omega_c/\nu_{ex} \rightarrow 0$, а на зависимости σ_\perp возникает минимум при малых ω_c/ν_{ex} . Отрицательное магнитосопротивление и коэффициент Холла (в единицах $R_{ex} = 1/|e|n_{ex}c$) с сильной магнитополевой зависимостью для $\omega_c/\nu_{ex} \leq \alpha$ приведены на рис.1б. Заметим, что для $\alpha > 1$ мог бы реализоваться режим отрицательной проводимости; однако α мало для 2D электронов и $\alpha = 1/3$ или $2/3$ в случаях рассеяния объемных электронов на равномерно распределенных фононах или на нулевых колебаниях [6]. Границы пассивной области не влияют на временную эволюцию при выполнении условий $vt < \varepsilon_{ex}$ и $\Delta\varepsilon_t < (\varepsilon_{ex}, \hbar\omega_0 - \varepsilon_{ex})$, которые переписываются в виде $\nu_{qe}t < \{v\varepsilon_{ex}/4D, [(\hbar\omega_0 - \varepsilon_{ex})/4D]^2\}$, так что приведенные на рис.1 магнитополевые зависимости имеют место на временах, заметно превышающих ν_{qe}^{-1} .

3. Далее, рассмотрим эволюцию пары полуширик, возбуждаемых на границах пассивной области. Такое начальное распределение реализуется при фотовозбуждении электронов с энергией, кратной энергии оптофонона, когда после испускания фононного каскада половина электронов быстро попадает в низкоэнергетическую область и их дальнейшая релаксация незначительна. Для описания высокоэнергетических электронов вводим функции распределения в пассивной и активной областях, $f_{\xi t}^<$ и $f_{\xi t}^>$, а также учитываем при $\xi > 0$ спонтанное испускание оптофононов описываемое частотой релаксации ν_0 , так что при $|\xi| \ll \hbar\omega_0$ имеем систему уравнений:

$$\frac{\partial f_{\xi t}^<}{\partial t} = D \frac{\partial^2 f_{\xi t}^<}{\partial \xi^2} + v \frac{\partial f_{\xi t}^<}{\partial \xi}, \quad \xi < 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial f_{\xi t}^>}{\partial t} = D \frac{\partial^2 f_{\xi t}^>}{\partial \xi^2} + v \frac{\partial f_{\xi t}^>}{\partial \xi} - \nu_0 f_{\xi t}^>, \quad \xi > 0.$$

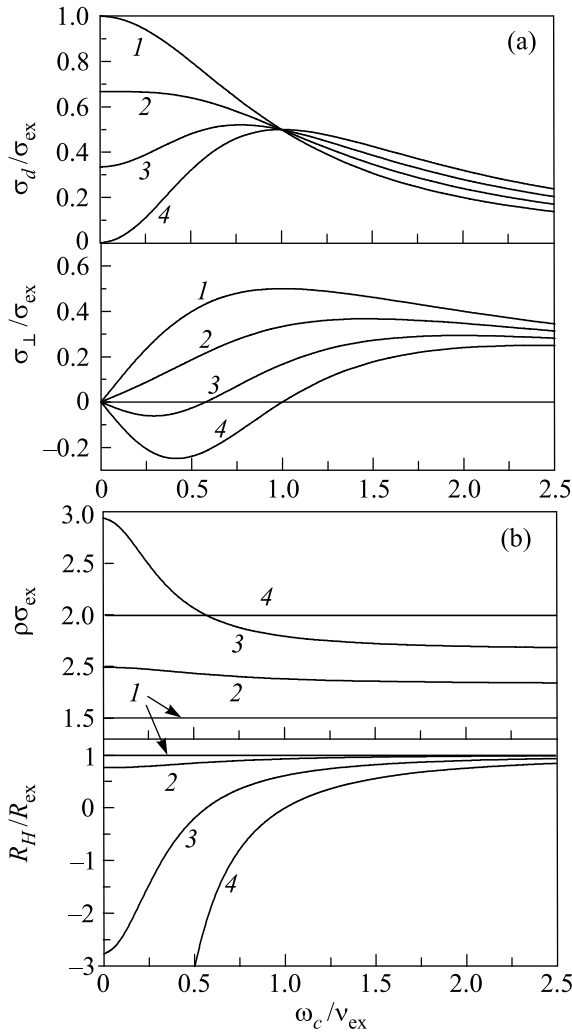


Рис.1. Модификация магнитооптических зависимостей компонент тензора проводимости (а), отрицательное магнитосопротивление и коэффициент Холла (б) для параметра $\alpha = 0$ (1), $1/3$ (2), $2/3$ (3), и 1 (4)

При $\xi = 0$ эта система дополняется условиями непрерывности функции $f_{\xi=0t}^> = f_{\xi=0t}^<$ и производной $(\partial f_{\xi t}^</\partial \xi)_{\xi=0} = (\partial f_{\xi t}^>/\partial \xi)_{\xi=0}$. Используем также нулевые граничные условия при $\xi \rightarrow \pm\infty$ и начальное условие с $\varepsilon_{ex} = \hbar\omega_o$, приведенные в (3).

Вводя концентрации высокоэнергетических и низкоэнергетических электронов, $n_t^{(u)} = \rho_{2D} \int d\xi f_{\xi t}^<$ и $n_t^{(l)} = n_{ex} - n_t^{(u)}$, записываем $\sigma_{d,\perp}$ в форме

$$\left| \begin{array}{l} \sigma_d \\ \sigma_{\perp} \end{array} \right| = \frac{e^2}{m} \left\{ \sum_{j=l,u} \frac{n_t^{(j)}}{\nu_j} A_j - f_{\xi=0t}^< \frac{\rho_{2D} \hbar\omega_o}{\nu_u^2 + \omega_c^2} \left| \frac{\nu_u}{\omega_c} \right| \right\}, \quad (8)$$

где A_j дается столбцом $\mathcal{A}_{\varepsilon}$ из (2) при энергиях порядка $\Delta\varepsilon$ для $j = l$ и $\hbar\omega_o$ для $j = u$.

Таким образом, эволюция отклика описывается величиной $f_{\xi=0t}^<$, которая определяет структуру переходного слоя, формирующегося за счет конкуренции диффузии в активную область и быстрого испускания оптофона, и концентрациями $n_t^{(l,u)}$, удовлетворяющими условию сохранения числа частиц. Интегрируя (7) по области, $\xi < 0$ получаем для $n_t^{(u)}$ уравнение

$$\frac{\partial n_t^{(u)}}{\partial t} = \rho_{2D} \left(D \frac{\partial f_{\xi t}^<}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} + v f_{\xi=0t}^< \right) \quad (9)$$

с начальным условием $n_{t=0}^{(u)} = n_{ex}/2$, так что даваемые уравнением (8) компоненты $\sigma_{d,\perp}$ выражены через $f_{\xi=0t}^<$ и ее производную при $\xi = 0$.

При лапласовском преобразовании (7) по времени получается система уравнений с постоянными коэффициентами для $f_{\xi s}^<$, $f_{\xi s}^>$. Ее решения выражаются через фундаментальные решения $\exp(\pm\sqrt{s/D}\xi)$ и $\exp(\pm\sqrt{(\nu_o + s)/D}\xi)$ с использованием вышеприведенных граничных условий. Проводя далее обратное лапласовское преобразование получим

$$f_{\xi=0t}^< = e^{-\nu_{qe}t} \int_0^t \frac{d\tau}{\tau} \chi_{t-\tau} \int_0^{\infty} d\xi \xi \times g_{\tau}(\xi) (w_{\xi} e^{-\nu_o t} + w_{-\xi}), \quad (10)$$

а решение (9) преобразуется к виду

$$n_t^{(u)} = \frac{n_{ex}}{2} + \rho_{2D} \int_0^t \frac{d\tau}{\tau} e^{-\nu_{qe}\tau} \psi_{t-\tau} \times \int_0^{\infty} d\xi \xi g_{\tau}(\xi) (w_{\xi} e^{-\nu_o t} - w_{-\xi}). \quad (11)$$

Здесь введена функция $w_{\xi} = (n_{ex}/\sqrt{\pi}\rho_{2D}\Delta\varepsilon) \exp[-(\xi/\Delta\varepsilon)^2 + v\xi/2D]$, использованы $g_t(\xi)$ из (4) и условие $v/\sqrt{D\nu_o} \ll 1$.

Функции χ_t и ψ_t в (10), (11) определяются выражениями

$$\chi_t = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \frac{ds e^{st}}{f(s)}, \quad (12)$$

$$\psi_t = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \frac{ds e^{st} \sqrt{D(\nu_{qe} + s)}}{s f(\nu_{qe} + s)},$$

где $f(s) = \sqrt{D(\nu_o + s)} + \sqrt{Ds}$. Эти интегралы выражаются через вклады от разреза вдоль Res между $-\infty$ и $-\nu_{qe}$, так что уравнения (10)–(12) дают точные решения в приближении узких пиков.

Рассматривая асимптотики при $\nu_o t \ll 1$ и $\nu_o t \gg 1$, получаем для (12) интерполяционные формулы:

$$\begin{aligned}\chi_t^{-1} &\simeq \sqrt{4\pi Dt}(1 + \nu_o t), \\ \psi_t^{-1} &\simeq 2 + \sqrt{\pi\nu_o t},\end{aligned}\quad (13)$$

причем ψ_t записана для области $t < \nu_{qe}^{-1}$. На этом временном интервале интегрирования по ξ и τ в (10), (11) разделяются и при условии $\Delta\varepsilon \geq 4D/v$ получаются простые выражения

$$\begin{aligned}f_{\xi=0t}^{\leq} &\simeq \frac{w_0}{2\sqrt{\nu_o t}} [1 + (\nu_o t)^{-1}], \\ n_t^{(u)} &\simeq \frac{n_{ex}}{2} - w_0 \rho_{2D} \sqrt{\frac{D}{\nu_o}} \left[1 - \frac{2 \ln(\pi\nu_o t)}{\pi\sqrt{\pi\nu_o t}} \right].\end{aligned}\quad (14)$$

Таким образом, на интервале $\nu_o^{-1} < t < \nu_{qe}^{-1}$ реализуется корневое спадание $f_{\xi=0t}^{\leq}$ со временем, а концентрация $n_t^{(u)}$ изменяется слабо. Учтя что параметр α , введенный на рис.1 мал в случае 2D электронов и подставив (14) в выражение (8), для компонент $\sigma_{d,\perp}$ имеем:

$$\begin{aligned}\frac{2}{\sigma_l} \begin{vmatrix} \sigma_d \\ \sigma_{\perp} \end{vmatrix} &= (1 + \Omega_l^2)^{-1} \begin{vmatrix} 1 \\ \Omega_l \end{vmatrix} + \\ &+ \frac{\nu_l/\nu_u}{1 + \Omega_u^2} \begin{vmatrix} 1 \\ \Omega_u \end{vmatrix} \left(1 - \sqrt{\frac{\tau_u}{t}} \right),\end{aligned}\quad (15)$$

где $\Omega_j = \omega_c/\nu_j$, а $\sigma_l = e^2 n_{ex}/m\nu_l$ определяется подвижностью низкоэнергетических электронов. Для описания корневой временной зависимости $f_{\xi=0t}^{\leq}$ здесь также введено характерное время $\tau_u = (\hbar\omega_o/\Delta\varepsilon)^2/\pi\nu_o$.

Таким образом, при $\omega_c = 0$ режим отрицательной проводимости реализуется для времен, меньших $\tau_u/(1 + \nu_u/\nu_l)^2$; на этом интервале обычно выполнено условие $\nu_{qe} t < 1$, так что большие времена можно не рассматривать. При $\nu_u = \nu_l$ временные зависимости (15) описываются фактором $(2 - \sqrt{\tau_u/t})$, а магнитопольные зависимости имеют обычный вид. Если же $\nu_u \neq \nu_l$, эти зависимости приведены на рис.2, причем отрицательная проводимость и особенности магнитотранспорта оказываются большими, если $\nu_l > \nu_u$.

4. Проведенное рассмотрение демонстрирует, что особенности переходного отклика фотовозбужденных электронов с частично-инвертированным распределением могут наблюдаться в наносекундном временном диапазоне. В дополнение к рассмотренным здесь отрицательным фотопроводимости и магнитосопротивлению имеет место также и отрицательное циклотронное поглощение. В резонансном приближении, $|\omega - \omega_c| \ll \omega_c$, компоненты тензора проводимости отличаются от (2) заменой ω_c на расстройку частоты $\omega - \omega_c$, так что при фотовозбуждении внутри пассивной области возникнет провал в центре циклотронного пика, а при возбуждении у границ пассивной

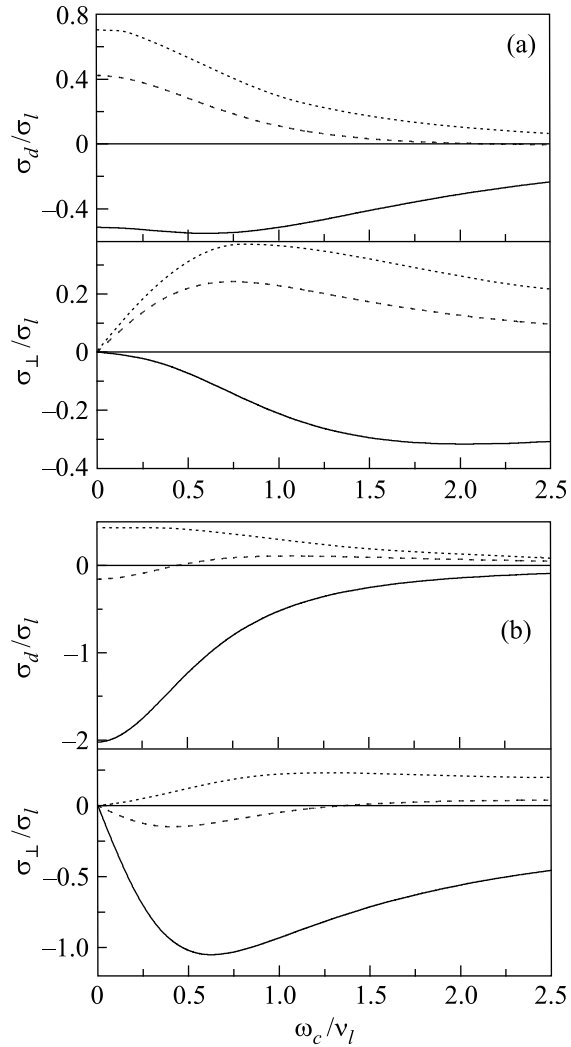


Рис.2. Магнитопольные зависимости $\sigma_{d,\perp}$ для $\nu_l/\nu_u = 0.7$ (а) и 1.4 (б) на временах $t/\tau_u = 0.1, 0.3$ и 0.5 (сплошные, штриховые и пунктирные кривые, соответственно)

области имеет место отрицательное поглощение на циклотронной частоте. Эти особенности переходного отклика обнаружены недавно при фотовозбуждении объемного Si и Ge [7], но количественное описание этого случая требует учета особенностей фотовозбуждения и релаксации в многодолинных полупроводниках.

Остановимся теперь на использованных приближениях. Классическая формула (1) пригодна для описания переходного отклика на временах превышающих время столкновения, которое оказывается порядка $\hbar/\Delta\varepsilon$ для медленных электронов, то есть этот подход оправдан при $\Delta\varepsilon > \hbar\nu_o$. В (2) учтены лишь вклады от пассивной области и ее границы, поскольку $\nu_e < \hbar\nu_o \ll \nu_o$, а масштаб изменения $f_{\xi t}$ на границе

(превосходящий $\sqrt{D/\nu_0}$, см. уравнение (7)) больше ширины интервала, на котором включается испускание оптофононов (квантовой размазки ступенчатой плотности состояний). Результаты п.2 применимы для электронов как в квантовой яме, так и в объеме, пока распределение остается узким по сравнению с $\hbar\omega_0$, так что энергетические зависимости D и v несущественны. Рассмотрение временной эволюции отрицательной фотопроводимости в п.3 ограничено более простым случаем 2D электронов, когда частота релаксации на оптофононах постоянна. В объемном случае $\nu_\xi \propto \sqrt{\xi}$ при деформационном механизме взаимодействия с оптофононами, так что условия реализации переходной отрицательной фотопроводимости лишь облегчаются. Чтобы избежать неоднородности фотовозбуждения в объеме прямозонных полупроводников, можно использовать двухфотонную накачку.

В заключение отметим, что фотовозбуждение электронов в режиме отрицательной проводимости приводит к их неустойчивости. При рассмотрении высокочастотного переходного отклика в режиме отрицательного поглощения может реализоваться ре-

жим стимулированного переходного излучения, причем частотный интервал ограничен лишь условием $\omega \ll \omega_0$, то есть возможна эмиссия в терагерцевом спектральном диапазоне. Анализ этих вопросов требует специального рассмотрения.

Автор благодарен Ф. Коху за обсуждение результатов [7].

1. H. J. Stocker and H. Kaplan, Phys. Rev. **150**, 619 (1966); H. J. Stocker, Phys. Rev. Lett. **18**, 1197 (1967).
2. В. Ф. Елесин, Э. А. Манькин, Письма в ЖЭТФ **3**, 26 (1966); ЖЭТФ **50**, 1381 (1966).
3. P. G. Harper, J. W. Hodby, and R. A. Stradling, Rep. Progr. Phys. **36**, 1 (1973).
4. С. Э. Есипов, И. Б. Левинсон, ЖЭТФ **86**, 1915 (1984); **90**, 330 (1986).
5. J. Shah, *Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Nanostructures*, Springer, N.Y., 1996.
6. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, М.: Наука, 1984.
7. H. E. Porteanu, O. Loginenko, and F. Koch, to be published.