

Фотопроводимость 2D электронов над гелием при наличии циклотронной накачки

В. Шикин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 24 июля 2003 г.

После переработки 6 августа 2003 г.

Недавние измерения фотопроводимости для 2D электронов на поверхности гелия при наличии магнитного поля, нормального 2D плоскости, нуждаются в качественном объяснении, начиная с самого факта ее существования. В работе обсуждаются различные сценарии эффекта и приводятся аргументы в пользу одного из них, связанного с возникновением термоэдс вдоль 2D заряженной системы в магнитном поле под действием пространственно неоднородной, внешней накачки. Соответствующее неоднородное (по сравнению с темновым) распределение электронов δn_s и ведет к наблюдаемому с помощью дисков Корбино изменению проводимости 2D системы нужного знака.

PACS: 67.70.+n, 72.60.+g

Информация о фотопроводимости $\delta\sigma$ 2D электронных систем в нормальном магнитном поле, стимулированной высокочастотной (ВЧ) накачкой, появилась в литературе еще в 70-е годы (см. эксперименты [1, 2] на инверсионных слоях в кремнии). Ничего примечательного, кроме ожидаемого фотовсплеска $\delta\sigma$ в резонансной области $\omega \simeq \omega_c$, эти эксперименты не обнаружили (здесь ω, ω_c – внешняя и циклотронная частоты, соответственно). При этом считалось очевидным, что подвижность носителей тока чувствительна к электронной температуре T_e , хотя сам факт такой зависимости никак не проверялся.

В дальнейшем появились новые фоточувствительные эксперименты для низкоразмерных систем в магнитном поле. Прежде всего, отметим работы [3, 4] с 2D электронами над гелием. Здесь, среди прочего, выяснилось, что знак фотодобавки $\delta\sigma$ к проводимости может быть различным в зависимости от условий эксперимента, а положения на магнитной оси пиков циклотронного (CR) поглощения и фотопроводимости, стимулированной его наличием, не совпадают между собой.

Не менее интересны работы [5–11] о деталях фотопроводимости в хорошо проводящих, вырожденных 2D электронных системах на основе GaAs. В области слабых магнитных полей, пока $\omega \geq \omega_c$, эти эксперименты обнаруживают осцилляции проводимости $\delta\sigma_{xx}(H)$ с периодом, зависящим, в основном, от параметра γ , не имеющего ничего общего с комбинацией величин, ответственных за осцилляции Шубникова–де-Гааза $\gamma = \omega/\omega_c$. Число таких резонансов, отвечающих целым значениям параметра γ , в большой степени зависит от качества образцов, достигая для лучших из них [8] (с эффективной подвижностью более 10^6 см²/В·с) двузначных чисел.

Результаты [3–11] указывают на существование нескольких причин фотовозбуждения 2D системы. Прежде всего, важно поведение сечения рассеяния 2D электронов на дефектах среды (примесях, фононах и т.п.). Если это сечение энергетически чувствительно, то повышение электронной температуры неизбежно сказывается на подвижности электронов, а значит, и на 2D проводимости. Независимый источник фоточувствительности связан с дискретностью электронного спектра в магнитном поле. И, наконец, – пространственная неоднородность задачи в силу неоднородности облучения. Этот канал фото-зависимости менее очевиден, чем два предыдущих, и выглядит не очень фундаментальным. Но в ряде случаев (именно такой пример обсуждается ниже) лишь учет неоднородности задачи дает приемлемый шанс для объяснения факта существования фотопроводимости и ее знака.

Возвращаясь к электронам над гелием, отметим, что авторы [3, 4] полагали, как и в [1, 2], подвижность электронов над гелием чувствительной к электронной температуре и с этим связывали основную причину отклонения $\tilde{\sigma}$ от контрольного уровня σ_0 в отсутствие облучения. Однако расчет, приведенный ниже, показывает, что наиболее актуальная для экспериментов [3, 4] 2D газовая подвижность μ_G электронов не зависит от T_e в экспериментально освоенном диапазоне:

$$\mu_G = \frac{e\tau_G}{m}, \quad \tau_G = \frac{8meb}{3\pi\hbar a_o^2 N_G(T)}. \quad (1)$$

Здесь b – длина локализации электрона в вертикальном направлении, a_o – нулевая амплитуда рассеяния электрона на отдельном газовом атоме, $N_G(T)$ – объемная плотность газовых атомов, зависящая от температуры T термостата. Согласно (1), эффективное

нагревание электронов, неизбежно стимулированное облучением 2D системы, не сказывается на их подвижности.

Таким образом, даже исходные причины, определяющие наличие CRIC-эффекта (CRIC – аббревиатура от Cyclotron Resonance Induced Conductivity) для электронов над гелием остаются неопределенными.

В данной работе предлагается сценарий CRIC, объясняющий на качественном уровне ее существование и нужный знак для экспериментов [3], выполненных в “ненасыщенных” условиях (при насыщении собственное поле электронов компенсирует электрическое поле, удерживающее электроны вблизи поверхности гелия). Показано, что пространственно неоднородная ВЧ радиация селективно нагревает 2D электронную систему. Возникающая при этом, как обычно [12], термоэдс между серединой и периферией 2D системы сопровождается неоднородной (на фоне средней, однородной плотности n_s) перестройкой электронной плотности δn_s . Это возмущение и ведет к наблюдаемому в [3] с помощью системы дисков

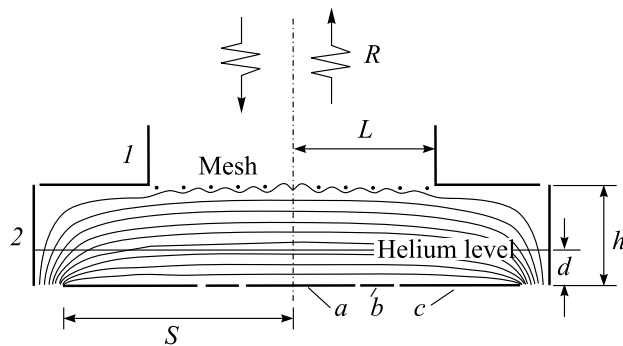


Схема ячейки из [3] для реализации CRIC экспериментов. Цифрой 1 обозначен верхний электрод резонатора с “окном” радиуса L , закрытым металлической сеткой *mesh* для проникновения в объем резонатора ВЧ сигнала; 2 – охранный диск. Электроды a, b, c в основании резонатора образуют систему дисков Корбино для измерения эффективной проводимости электронного слоя на поверхности гелия. S – примерный радиус электронного диска, d – толщина пленки гелия, h – высота резонатора, сплошные линии внутри резонатора дают представление о форме статических эквипотенциальных линий между верхней и нижней пластинами резонатора, R – направление отраженного ВЧ сигнала

Корбино a, b, c рисунка изменению проводимости 2D системы:

$$\delta\sigma \simeq \sigma_o \delta n_s / n_s. \quad (2)$$

Здесь σ_o – проводимость 2D системы в отсутствие ВЧ возмущения.

Термосценарий для CRIC в газовой области и отсутствие насыщения разумно шивается с более сложными его проявлениями [4] в условиях насыщения.

1. Приступая к выполнению намеченной программы, остановимся сперва на определении с помощью рисунка разных полей, присутствующих в задаче. Нижний электрод, составленный из цилиндрически симметричной системы дисков Корбино a, b, c , статически заземлен. Между верхним электродом 1, частично заполненным сеткой *mesh*, охранным кольцом 2 и дисками Корбино приложен статический потенциал V , удерживающий 2D электроны на поверхности гелия. Эквипотенциалы статического поля в резонаторе обозначены на рисунке сплошными линиями. В тексте работы статические характеристики представлены радиусом S электронного зеркала на поверхности гелия и средней плотностью электронов n_s в нем.

Между электродами Корбино a, b, c прикладывается слабая, осциллирующая с частотой Ω измерительная разность потенциалов \bar{U} .

Возбуждающий волновод радиуса $L < S$ связан с резонатором через проникающую сетку *mesh*. Исходное ВЧ поле частоты ω имеет амплитуду E_o . Поле $E_{||}$, реально попадающее на 2D электронную систему, должно находиться самосогласованно из расчета коэффициента отражения R ВЧ сигнала от плоского резонатора с полупрозрачным верхним, идеальным нижним электродами и 2D заряженной системой на поверхности гелия.

2. Покажем теперь, что газовая μ_G и риплонная μ_{\perp} подвижности электронов не обладают свойствами, необходимыми для объяснения фотоэффекта [3]. Ориентируясь на случай малых электронных плотностей, когда в электронной кинетике “работает” одноэлектронное приближение, приведем сперва, следуя традициям [13], цепочку кинетических уравнений для электрона в нормальном магнитном поле при наличии линейно поляризованного ВЧ электрического поля $E_{||}$, направленного вдоль 2D системы:

$$f(\mathbf{p}) = f_o(p) + \mathbf{p}\mathbf{f}_1(p)/p + o(f_2), \quad (3)$$

$$\frac{\partial f_o}{\partial t} - \frac{e}{2p} \frac{\partial}{\partial p} (p\mathbf{E}_{||}\mathbf{f}_1) - \frac{1}{p} \frac{\partial}{\partial p} \left[pA \left(\frac{\partial f_o}{\partial p} + \frac{p}{mT} f_o \right) \right] = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{f}_1}{\partial t} - e\mathbf{E}_{||} \frac{\partial f_o}{\partial p} - \frac{e}{mc} [\mathbf{H}\mathbf{f}_1] + \nu\mathbf{f}_1 = 0 \quad (5)$$

Кинетические коэффициенты A, ν с разными типами столкновений определены ниже. При анализе свойств

подвижности μ_G и μ_{\perp} поле E_{\parallel} считается однородным.

Уравнения (4), (5) являются частью бесконечной системы зацепляющихся соотношений между функциями f_i . Согласно [13], возможность ее обрыва на уровне (4), (5) определяется требованием

$$\delta(T_e) \frac{T_e - T}{T} \ll 1, \quad (6)$$

где $\delta(T_e)$ – средняя доля энергии, теряемая электроном при одном столкновении с газовым атомом или рипплонном. В условиях $\delta(T_e) \ll 1$, хорошо выполненных в нашем случае, неравенство (6), а значит, и последующие формулы (7), (9), (10) сохраняют смысл при заметных отклонениях T_e от T .

Для осциллирующего с частотой ω поля E_{\parallel} решение (5) имеет вид

$$\mathbf{f}_1(p) = -\mathbf{u}_G \partial f_o / \partial p \quad (7)$$

$$\mathbf{u}_G = -e\mathbf{E}_{\parallel} [\tau'(\omega, \omega_c) + i\tau''(\omega, \omega_c)] / m, \quad (8)$$

$$\tau'(\omega, \omega_c) = \frac{1 + \omega^2 \tau_G^2 + \omega_c^2 \tau_G^2}{(1 - \omega^2 \tau_G^2 + \omega_c^2 \tau_G^2)^2 + 4\omega^2 \tau_G^2}, \quad (8a)$$

$$\tau''(\omega, \omega_c) = \frac{1 + \omega^2 \tau_G^2 - \omega_c^2 \tau_G^2}{(1 - \omega^2 \tau_G^2 + \omega_c^2 \tau_G^2)^2 + 4\omega^2 \tau_G^2}, \quad (8b)$$

$$\nu_G^{-1} = \tau_G = \frac{8meb}{3\pi\hbar a_o^2 N_G(T)}, \quad (8c)$$

где τ_G – время релаксации для столкновений электронов с газовыми атомами.

Имея в виду формулы (7), (8), нетрудно выписать стационарное решение уравнения (4) [14, 15]

$$\frac{\partial f_o}{\partial t} \simeq 0,$$

$$f_o(p) = \text{const} \times \quad (9)$$

$$\times \exp \left\{ -\frac{1}{mT} \int p dp \left[1 + \frac{(e\mathbf{u}_G(p)\mathbf{E}_{\parallel})}{2A_G(p)} \right]^{-1} \right\}$$

$$A_G(p) = \frac{\pi\hbar a_o^2 N_G(\epsilon_b + 3\epsilon/2)}{2mb}, \quad (9a)$$

$$\epsilon_b = \hbar^2/2mb^2, \quad \epsilon = p^2/2m.$$

Согласно определениям (8с), (9а), характеристики τ_G , A_G для столкновений электрона с атомами гелия не зависят от p (для A_G это утверждение верно в меру $\epsilon_b \gg T$). В результате, распределение $f_o(p)$ (9) оказывается максвелловским с электронной температурой T_e :

$$T_e = T[1 + (e\mathbf{u}_G\mathbf{E}_{\parallel})/2A_G^o], \quad (10)$$

$$A_G^o = \pi\hbar a_o^2 \epsilon_b N_G / 2mb.$$

Здесь \mathbf{u}_G – из (8).

Квазистатическая подвижность электронов μ_G для CRIC-эффекта возникает из расчета чувствительного к состоянию 2D электронной системы импеданса дисков Корбино a, b, c рисунка при включении между ними малой разности потенциалов \bar{U} с частотой Ω . Аналитического решения этой задачи пока нет. При абсолютных измерениях подвижности приходится использовать для импеданса численные результаты [16]. Что касается относительных измерений [3], то здесь достаточен расчет омической, квазистатической электронной подвижности μ_G с использованием максвелловской симметричной части функции распределения (9), (10). Эта подвижность определена формулой (1), не зависящей от T_e .

В случае электрон-риплонного взаимодействия (также способного влиять на CRIC)

$$V_{\perp} = eE_{\perp}\xi(r) \quad (11)$$

с $\xi(r)$, имеющем смысл амплитуды рипплонна, решение кинетического уравнения имеет вид (3), (7), (9) с функциями

$$\tau_{\perp}^{-1} = \frac{m}{2\pi\hbar} \int_0^{2\pi} d\varphi |V_q|^2 (2N_q + 1) (1 - \cos\varphi) \simeq \frac{mT}{2\alpha\hbar p^2} e^2 E_{\perp}^2, \quad (12)$$

$$A_{\perp}(p) = \frac{m}{4\pi\hbar} \int_0^{2\pi} d\varphi \left(\frac{m\hbar\omega_q}{p} \right) |V_q|^2 (2N_q + 1) \simeq \frac{2m^3 T e^2 E_{\perp}^2}{\pi\hbar^2 \rho p}, \quad (13)$$

$$q = 2\frac{p}{\hbar} \sin(\varphi/2), \quad V_q = \int_0^{\infty} dz_1 \psi_1^2(z) V_q(z),$$

$$V_q(z) = Q_q e E_{\perp}, \quad Q_q = (\hbar q t h(qd)/2\rho\omega_q)^{1/2},$$

$$N_q \simeq T/\hbar\omega_q, \quad \omega_q^2 \simeq \alpha q^3/\rho.$$

Здесь T – температура гелия, α, ρ – его поверхностное натяжение и плотность, $\psi(z)$ – z -компонента волновой функции электрона, ω_q – риплонный спектр.

Очевидно, функция $f_o(p)$ (9) с τ_{\perp} (12) и $A_{\perp}(p)$ (13) не является максвелловской, а значит, введение эффективной электронной температуры здесь невозможно. Если тем не менее, пойти на такое качественное упрощение, то квазистатическая электронная подвижность, отвечающая взаимодействию (11), в области $T_e > T$ оказывается равной [15]

$$\mu_{\perp} = \frac{8\alpha\hbar}{meE_{\perp}^2} (T_e/T). \quad (14)$$

Магнетоподвижность электронов с μ_{\perp} из (14) “падает” с ростом T_e , то есть ведет себя способом, обратным экспериментально наблюдаемому в [3].

3. Исчерпав “релаксационные” возможности объяснения фоточувствительности 2D электронной системы над гелием (имеется в виду зависимость подвижности электронов от электронной температуры), обратимся к альтернативным сценариям. Как отмечалось выше, один из них может быть связан с неоднородностью распределения возбуждающего ВЧ поля вдоль 2D системы. На схеме ячейки ВЧ поле амплитуды E_{\parallel} “проникает” на заряженную поверхность гелия в зоне радиуса $L < S$ и локально греет ее до температуры T_e (10) (тепловой поток вдоль поверхности гелия для простоты опускается, в результате электронная температура (10) является локальной функцией E_{\parallel}). В стационарных условиях неоднородное нагревание проводника сопровождается появлением термоэдс, а значит, и перераспределением плотности электронов δn_s между центральной частью 2D системы радиуса L и ее периферией (вплоть до радиуса $S > R$). Осталось заметить, что измерительная часть ячейки (электроды a, b, c на рисунке) локализована в центральной зоне и потому чувствительна к локальным изменениям электронной плотности.

Формальная оценка δn_s следует из требования стационарности возбужденного, неоднородного состояния 2D системы. Для задачи с малой плотностью n_s и определенной электронной температурой T_e (10) это условие сводится к требованию постоянства вдоль проводника квазиэлектрохимического потенциала (см. [12, 17]). В нашем случае речь идет об условии

$$\mu = e\varphi + \zeta = \text{const}, \quad \zeta = -T_e \ln(1/\nu), \quad \nu = \pi l_H^2 n_s \ll 1, \quad (15)$$

где l_H – магнитная длина.

Рост электронной температуры “понижает” значение потенциала ζ (15), и потому общее требование сохранения постоянства электрохимического потенциала вдоль заряженной поверхности гелия будет сопровождаться ростом электронной плотности в зоне с повышенной электронной температурой, что и требовалось доказать с точки зрения знака наблюдаемого в [3] эффекта (см. комментарии к формуле (2)).

Полагая электростатическую задачу о возмущении $\delta n(x)$ стационарной и одномерной (а не цилиндрически симметричной, как это имеет место на рисунке), нетрудно найти явный вид $\delta n(x)$:

$$\frac{e\delta n(x)d}{|\delta\zeta_o|} = \frac{1}{4\pi} + \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\exp(-\pi x/d)}{\exp(+\pi w/d) - \exp(-\pi x/d)} + \frac{\exp(+\pi x/d)}{\exp(+\pi w/d) - \exp(+\pi x/d)} \right],$$

$$|\delta\zeta_o| = (T_e - T) \ln 1/\nu_o, \quad \nu_o = \pi l_H^2 n_s^o, \quad (16)$$

где d – толщина пленки гелия, $L \rightarrow 2w$, $S \rightarrow \infty$.

Для $d/w \gg 1$ выражение (16) сводится к

$$\delta n(x) \propto \frac{w}{w^2 - x^2}. \quad (16a)$$

В обратном пределе, $d \ll w$, вклад второго слагаемого в формуле (16) вдали от точек $x = \pm w$ экспоненциально мал (по сравнению с первым), и мы имеем распределение $\delta n(x)$, типичное для задачи о плоском конденсаторе.

Полезно отметить, что требования $\partial f_o/\partial t = 0$, $\partial f_o/\partial r = 0$ к неоднородному уравнению (4), в случае максвелловской структуры симметричной части функции распределения $f_o(p)$, эквивалентно условию (15) (см., например, [17]). В этом смысле кинетический формализм, изложенный выше, позволяет обосновать введение неравновесного квазиэлектрохимического потенциала (15). Если же электронная температура не возникает, как это имеет место в случае (12), (13), то роль условия (15) переходит к требованию стационарности уравнения (4).

Еще одно интересное замечание касается амплитудной зависимости CRIC-эффекта. Согласно (16), $\delta n(x) \propto (T_e - T) \propto E_{\parallel}^2$. Следовательно, в сценарии (2) фотопроводимость должна быть линейной функцией E_{\parallel}^2 . В то же время, эксперимент [3] свидетельствует о нелинейной связи между $\delta\sigma$ и мощностью накачки, пропорциональной квадрату возбуждающего поля E_o^2 (согласно рис.2b из [3], $\delta\sigma \propto \ln E_o^2$). Два последних утверждения совместимы, если поля E_{\parallel}^2 и E_o^2 не идентичны. И это действительно так. Претендуя лишь на качественные заключения, упрощая по возможности геометрические детали задачи и опуская промежуточные выкладки о нахождении коэффициента отражения R ВЧ сигнала от резонатора рисунка с 2D электронами, приведем конечный результат для поля E_{\parallel} в терминах R и E_o :

$$E_{\parallel} = E_o(1 - R) \sin(kd)/f(kh, kd, \sigma), \quad (17)$$

$$R = \frac{\gamma - i}{\gamma + i}, \quad (18)$$

$$\gamma = \sigma_m + \frac{\cos(kh) + \sigma \sin(kd) \cos k(h-d)}{f(kh, kd, \sigma)},$$

$$f(kh, kd, \sigma) = \sin(kh) - i\sigma \sin(kd) \times \\ \times [\sin(kd) \cos(kh) - \cos(kd) \sin(kh)],$$

$$\sigma = 4\pi\sigma_{xx}/c, \quad k = \omega/c.$$

Здесь σ_m – эффективная проводимость сетки, перекрывающей вход волновода рисунка, функция

$f(kh, kd, \sigma)$ определяет резонансные свойства ячейки рисунка при наличии в ней электронов. Обращение ее в нуль

$$f(kh, kd, \sigma) = 0, \quad (19)$$

определяет значения собственных частот резонатора с электронами. Очевидно, что при $\sigma_m \rightarrow \infty$ отражение (18) стремится к единице. Для конечных значений σ_m величина R начинает “чувствовать” свойства резонатора. В частности, для пустого резонатора, когда $\sigma_{xx} \rightarrow 0$,

$$R_o = \frac{\gamma_o - i}{\gamma_o + i}, \quad \gamma_o = \sigma_m + \cot(kh). \quad (20)$$

Если при этом дополнительно внешняя частота удовлетворяет требованию

$$\sin(k_o h) \rightarrow 0, \quad (21)$$

то

$$R_o \rightarrow 1 \quad (22)$$

даже при ограниченной проводимости сетки (полное отражение внешнего сигнала происходит на нижней пластине резонатора).

Возвращаясь к связи (17), напомним условия эксперимента [3]. Зафиксировав частоту ω и варьируя магнитное поле, можно найти экстремум R при минимальном уровне накачки (функция $f(kh, kd, \sigma)$ здесь резонансно мала). В дальнейшем настройка сохраняется, а меняется лишь уровень накачки. Ясно, что с ростом T_e , а значит, и масштабов термоэдс между центром и периферией электронного диска и проводимость центральной части диска нарастает. Это влечет за собой быстрое изменение функции $f(kh, kd, \sigma)$ в сторону ее увеличения (выход из резонанса). Следовательно, с ростом накачки амплитуда $E_{||}$ из (17) увеличивается медленнее, чем E_o , что и наблюдается экспериментально.

Итак, в работе обсуждаются различные сценарии возникновения классического CRIC – эффекта для

электронов над гелием. Предложен механизм CRIC, учитывающий наличие термоэдс в неоднородно нагретом 2D электронном диске. Термосценарий качественно правильно объясняет знак и масштаб фотопроводимости для экспериментов [3].

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант # 03 02 16121.

1. H. Bluyssen, J. Mann, L. Ruyven et al., Solid St. Comm. **25**, 895 (1978).
2. J. Mann, T. Englert, D. Tsui, and A. Gossard, Appl. Phys. Lett. **40**, 609 (1982).
3. F. Penning, O. Tress, H. Bluyssen, and P. Wyder, JLTG **110**, 185 (1998).
4. F. Penning, O. Tress, H. Bluyssen et al., Phys. Rev. **B61**, 4530 (2000).
5. M. Zudov, R. Du, J. Simmons, and J. Reno, cond-mat/9711149, 16 Nov. 1997.
6. M. Zudov, R. Du, J. Simmons, and J. Reno, Phys. Rev. **B64**, 201311-1 (2001).
7. M. Zudov, R. Du, L. Pfeifer, and K. West, cond-mat/0210034 v1 1 Oct 2002.
8. R. Mani, J. Smet, K. von Klitzing et al., Nature **420**, 646 (2002).
9. M. Zudov, R. Du, L. Pfeiffer, and K. West, Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003).
10. A. Durst, S. Sachdev, N. Read, and S. Girvin cond-mat/0301569.
11. A. Andreev, I. Aleiner, and J. Mils, cond-mat/0302063.
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1962.
13. Б. Давыдов, ЖЭТФ **7**, 1070 (1937).
14. M. Saitoh, J. Phys. Soc. Japan **44**, 71 (1978).
15. В. Шикин, Ю. Монарха, *Двумерные заряженные системы в гелии*, М.: Наука, 1989.
16. L. Willen and R. Gianetta, JLTG **72**, 353 (1988).
17. В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников, *Физика полупроводников*, М.: Наука, 1977.