Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 6—1976

УДК 293; 535.215.12

В. Л. БОНЧ-БРУЕВИЧ, П. Г. ЖУМАТИЙ

К ТЕОРИИ ВНУТРЕННЕГО ФОТОЭФФЕКТА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ С ПЛАВНО МЕНЯЮЩИМСЯ ГАУССОВСКИМ СЛУЧАЙНЫМ ПОЛЕМ

С учетом зависимости параметров случайного поля от концентрации свободных носителей заряда изучено влияние хвостов плотности состояний в неупорядоченных полупроводниках на концентрацию названных носителей в условиях стационарной их генерации. Показано, что при некоторых условиях в невырожденном полупроводнике реализуется сублинейный рост концентрации свободных носителей заряда с увеличением скорости генерации.

Введение

Одна из основных особенностей полупроводника со случайным полем состоит в наличии хвостов плотности состояний в запрещенной зоне[1]. Параметры случайного поля, определяющие плотность состояний и общее их число в области хвоста, могут зависеть от концентрации свободных носителей заряда [1]. Следовательно, при генерации последних (например, в условиях внутреннего фотоэффекта) происходит и изменение общего числа электронов и дырок в хвостах. (Мы будем говорить об этом как о «самозахвате» носителей заряда.) В результате при стационарной генерации, например, светом с частотой $\omega > \Delta/\hbar$ (Δ — ширина запрещенной зоны) концентрация свободных носителей заряда может оказаться нелинейно связанной с интенсивностью света. Теоретическое исследование этой возможности составляет предмет настоящей работы.

§ 1. Концентрация свободных носителей заряда

Для определенности будем рассматривать полупроводник n-типа в отсутствие вырождения. Случайное поле будем считать гауссовым и достаточно плавным, так что справедливо известное квазиклассическое приближение. Конкретные примеры систем, в применении к которым указанные предположения действительно выполняются, хорошо извест-

[1] Последний термин употребляется нами в том же смысле, что и «щель для подвижности». Иначе говоря, состояния на хвосте — дискретные или квазинепрерывные по определению, а «разрешенная зона» соответствует непрерывному спектру.

ны [1]. В этих условиях полная концентрация электронов (на хвосте и в зоне проводимости) дается выражением [1, 2]

$$n = 2\left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}\exp\left(\frac{\mu}{T}+\frac{\psi_1}{2T^2}\right). \qquad (1)$$

Здесь μ — уровень (или квазиуровень) Ферми, отсчитанный, как и все энергии в дальнейшем, от дна зоны проводимости ($\mu<0$), T — температура в энергетических единицах, ψ_1 — средний квадрат флуктуации потенциальной энергии электрона в рассматриваемом случайном поле, m — эффективная масса электрона в отсутствие случайного поля [1]. Формула (1) справедлива, если $|\mu|\gg T$, $|\mu|T\gg\psi_1$. В тех же условиях концентрация электронов в зоне проводимости есть [3]

$$n_c = 2\left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}\exp\left(\frac{\mu}{T}+\frac{\psi_1}{2T^2}\right)\frac{\sqrt{2}}{\pi}\times$$
$$\times\left\{\Gamma\left(\frac{5}{4}\right)\Gamma\left(\frac{3}{4},\ \frac{\psi_1}{2T^2}\right)+\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)\Gamma\left(\frac{5}{4},\ \frac{\psi_2}{2T^2}\right)\right\}. \qquad (2)$$

Здесь

$$\Gamma(a, x) = \int\limits_x^\infty t^{a-1}e^{-t}\,dt$$

есть неполная гамма-функция. Из выражений (1) и (2) легко получить следующую формулу для n_c:

$$n_c = n\frac{\sqrt{2}}{\pi}\left\{\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)\Gamma\left(\frac{5}{4},\ \ln\frac{n}{n_0}\right)+\Gamma\left(\frac{5}{4}\right)\Gamma\left(\frac{3}{4},\ \ln\frac{n}{n_0}\right)\right\}, \qquad (3)$$

где

$$n_0 = 2\left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}\exp\left(\frac{\mu}{T}\right)$$

есть концентрация свободных электронов, которая была бы в рассматриваемом материале в отсутствие случайного поля. При малых и больших значениях $\ln n/n_0$ вид функции n_c определяется соответственно выражениями

$$n_c \simeq n_0\left\{1-\frac{\ln^{3/4}\left(\frac{n}{n_0}\right)}{2\Gamma\left(\frac{7}{4}\right)}\right\},\quad n_c \simeq \frac{n_0\ln^{1/4}\left(\frac{n}{n_0}\right)}{2\Gamma\left(\frac{5}{4}\right)}, \qquad (4)$$

а при $\ln\left(\frac{n}{n_0}\right)\simeq 0,15$ функция $n_c(n)$ имеет минимум.

Итак, при заданных значениях n_0 (т. е. μ) и ψ_1 концентрация n_c довольно слабо зависит от n. Если, однако, величина ψ_1 сама зависит от n_c, то соотношения (3) и (4) превращаются в трансцендентные уравнения для n_c.

---

[1] Во избежание недоразумений заметим следующее. Хорошо известно, что неравновесное распределение носителей заряда может быть описано с помощью представления о квазиуровне Ферми, лишь если время рекомбинации τ_r заметно превышает время релаксации по энергии τ_e. Наличие хвостов плотности состояний усложняет картину, поскольку для состояний на хвосте указанное неравенство может и не выполняться. В рассматриваемых ниже условиях, однако, бо́льшая часть уровней на хвосте расположена сравнительно близко к краю зоны проводимости. По этой причине принятая аппроксимация, видимо, достаточна.

§ 2. Концентрация свободных носителей заряда в условиях, когда ψ_1 есть функция n_c

Отметим два случая, в которых $\psi_1 = \psi_1(n_c)$.

а. Полупроводник с большим максвелловским временем релаксации $\tau_M : \tau_M \gg \tau$ — времени релаксации импульса.

При этом [1]

$$\psi_1 \cong \frac{e^2 T}{\pi \varepsilon r_0}, \tag{5}$$

где ε — диэлектрическая проницаемость образца, а r_0 — радиус экранирования. Последний можно записать в виде

$$r_0 = \left(\frac{4\pi n_c e^2}{\varepsilon T} + r_1^{-2} \right)^{-1/2}. \tag{6}$$

Первое слагаемое в скобках правой части (6) описывает экранирование невырожденным газом. Через r_1 обозначен радиус экранирования, обусловленного другими механизмами.

б. Сильно легированный полупроводник:

$$\psi_1 = \frac{2\pi n_t e^4}{\varepsilon^2} r_0,$$

где n_t — эффективная концентрация примеси [1].

Рассмотрим случай а, полагая для начала

$$r_1^{-2} \ll \frac{4\pi n_c e^2}{\varepsilon T}. \tag{7}$$

Тогда

$$\psi_1 = \frac{2e^3}{(\pi\varepsilon^3)^{1/2}} (n_c T)^{1/2}$$

и, следовательно, в условиях применимости дебаевского приближения $\psi_1 \ll 2T^2$. Соответственно равенство (2) принимает вид

$$n_c \simeq n_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)} \left(\frac{\psi_1}{2T^2} \right)^{3/4} \right\}. \tag{8}$$

Комбинируя (5) и (8), получаем уравнение относительно n_c:

$$n_c = n_0 \left\{ 1 - \frac{n_c^{3/8}}{2\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)} \left[\frac{e^3}{(\pi\varepsilon^3 T^3)^{1/2}} \right]^{3/4} \right\}. \tag{9}$$

В том же приближении $n_c \approx n$.

В рассматриваемых условиях уравнение (9) можно решать итерациями. Мы получаем для n_c формулу (9) с заменой n_c на n_0 в правой части.

Обозначим эффективную (с учетом возможной компенсации) концентрацию доноров в образце через N_d, а энергию ионизации донора — через E_d [1]. Тогда, как известно, при достаточно низких и достаточно

[1] Представление об определенном значении E_d не означает полного пренебрежения «размазкой» донорного уровня в случайном поле: под — E_d можно понимать и эффективный уровень [4]. Мы предполагаем лишь, что не возникает примесная (донорная) зона и что $E_d > \psi_1^{1/2}$.

высоких температурах темновая концентрация свободных электронов дается выражениями

$$n_0^T[N_dA(T)]^{1/2}\exp\left(-\frac{E_d}{2T}\right),\quad n_0^T=N_d. \tag{10}$$

Здесь $A(T)$ есть сравнительно медленная (степенная) функция температуры, явный вид которой определяется видом плотности состояний вблизи края зоны.

При стационарной генерации (безразлично, примесной или собственной) мы имеем

$$n_c=n_0^T+G\tau, \tag{11}$$

где G — темп генерации, τ — время жизни носителей заряда. Подставляя в формулу (9) выражение (11) с учетом (10), мы получаем при низких и высоких температурах

$$n_c=\left[(N_dA)^{1/2}\exp\left(-\frac{E_d}{2T}\right)+G\tau\right]\left\{1-\right.$$
$$\left.-\frac{1}{2\Gamma(7/4)}\left[\frac{e^3}{(\pi\varepsilon^3T^3)^{1/2}}\right]^{3/4}\left[(N_dA)^{1/2}\exp\left(-\frac{E_d}{2T}\right)+G\tau\right]^{3/8}\right\} \tag{12}$$

и

$$n_c=(N_d+G\tau)\left\{1-\frac{1}{2\Gamma(7/4)}\left[\frac{e^3}{(\pi\varepsilon^3T^3)^{1/2}}\right]^{3/4}(N_d+G\tau)^{3/8}\right\}. \tag{13}$$

Видим, что здесь действительно имеет место сублинейный рост концентрации свободных носителей заряда с увеличением темпа генерации. Эффект, однако, оказывается довольно малым, чего и следовало ожидать: коль скоро принято неравенство (7), характерная энергия электрона в случайном поле $\psi_1^{1/2}$ мала по сравнению с T. Заменим теперь условие (7) на обратное, полагая

$$r_0\simeq r_1\left(1-\frac{2\pi n_ce^2}{\varepsilon T}r_1^2\right). \tag{14}$$

Из уравнений (1) и (2) с учетом (5) и (6) получим

$$n_c=n\frac{\sqrt{2}}{\pi}\left\{\Gamma\left(\frac{5}{4}\right)\Gamma\left(\frac{3}{4},\frac{\psi_1^1}{2T^2}\right)+\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)\Gamma\left(\frac{5}{4},\frac{\psi_1^1}{2T^2}\right)-\right.$$
$$\left.-\frac{n_ce^6}{\pi\varepsilon^3T\psi_1^1}\left[\left(\frac{2T^2}{\psi_1^1}\right)^{1/4}\Gamma\left(\frac{5}{4}\right)+\left(\frac{\psi_1^1}{2T^2}\right)^{1/4}\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)\right]\exp\left(-\frac{\psi_1^1}{2T^2}\right)\right\}. \tag{15}$$

Здесь ψ_1^1 определяется формулой (5), в которой $r_0\to r_1$. Из уравнения (15) с учетом (11) получим

$$n_c=\frac{(n_0^T+G\tau)\dfrac{\sqrt{2}}{\pi}\left\{\Gamma\left(\dfrac{5}{4}\right)\Gamma\left(\dfrac{3}{4},\dfrac{\psi_1^1}{2T^2}\right)\right.}{1+(n_0^T+G\tau)\dfrac{\sqrt{2}e^6}{\pi^2\varepsilon^3T\psi_1^1}\left[\left(\dfrac{2T^2}{\psi_1^1}\right)^{1/4}\Gamma\left(\dfrac{5}{4}\right)\right.}+$$

$$+\frac{\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)\Gamma\left(\frac{5}{4},\ \frac{\psi_1^l}{2T^2}\right)\Big\}}{\left(\frac{\psi_1^l}{2T^2}\right)^{1/4}\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)\Big]\exp\left(-\frac{\psi_1^l}{2T^2}\right)}. \qquad (16)$$

Формула (16) справедлива, если $\mu<0$, $|\mu|\gg T$, $T|\mu|\gg\psi_1$. Видно, что в рассматриваемых условиях концентрация свободных носителей заряда растет сублинейно с увеличением темпа генерации. Отметим, что темновая концентрация n_0^T может быть и малой по сравнению с $G\tau$. В частности, при достаточно сильной генерации самозахват носителей заряда приводит к насыщению: n_c перестает зависеть от $G\tau$.

Рассмотрим далее случай, когда $T|\mu|\ll\psi_l^l$, $\psi_l^l\gg T^2$, $\mu<0$. Как можно показать (см. Приложение), в этих условиях

$$n_c=\frac{1}{\Gamma(5/4)}\left(\frac{\psi_1}{2T^2}\right)^{1/4}\left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}\ln(1+e^{\mu/T}). \qquad (17)$$

Выражение для полной концентрации n при $\psi_1\gg T^2$ и $\psi_1\gg\mu^2$ имеет вид [3][1]

$$n=\frac{2^{5/4}\Gamma(5/4)m^{3/2}\psi_1^{3/4}}{3\pi^{5/2}\hbar^3}\left\{1+\frac{3\pi\mu}{8\psi_1^{1/2}\Gamma^2(5/4)}\right\}. \qquad (18)$$

Введем обозначение

$$n_1=\frac{2^{5/4}\Gamma(5/4)m^{3/2}\psi_1^{3/4}}{3\pi^{5/2}\hbar^3}. \qquad (19)$$

Тогда из выражений (17), (18) (19) и (11) следует

$$n_c=\frac{1}{\Gamma(5/4)}\left(\frac{\psi_1}{2T^2}\right)^{1/4}\left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}\ln\left[1+\exp\left(\frac{8\Gamma^2(5/4)\psi_1^{1/2}}{3\pi Tn_1}(n_0^T+G\tau-n_1)\right)\right]. \qquad (20)$$

Как видно из формулы (20), в рассматриваемых условиях имеет место суперлинейный рост концентрации свободных носителей с увеличением темпа генерации.

Причина такого поведения концентрации свободных электронов n_c состоит в следующем. В рассматриваемых условиях полная концентрация n с точностью до величин более высокого порядка малости совпадает с концентрацией электронов, заполняющих хвост плотности состояний и образующих сильно вырожденный газ. Эти электроны определяют положение уровня Ферми μ. Из формулы (18) видно, что μ зависит от концентрации n линейно[2]. Отсюда и получается суперлинейный рост n_c с увеличением темпа генерации.

---

[1] Формула (18) получается из содержащегося в [3] более общего выражения разложением по $|\mu|\psi_1^{-1/2}$.

[2] Во избежание недоразумений подчеркнем, что сильное вырождение электронного газа имеет место в хвосте плотности состояний, а не в разрешенной зоне. Электронный газ в зоне может быть либо невырожденным, либо слабо вырожденным, в зависимости от отношения $|\mu|/T$, которое может быть любым.

§ 3. Роль захваченных носителей заряда в явлениях переноса

Рассмотрим сначала монополярную (для определенности, электронную) плазму. В отсутствие электрического поля захваченный электрон, конечно, покоится. При наличии поля он, будучи привязан к своей потенциальной яме, движется вместе с волной объемной плотности заряда (с дрейфовой скоростью $\mathbf{v}_n$). Следовательно, захваченный электрон также участвует в переносе заряда. Вместе с тем свободных электронов остается меньше. Здесь возможны два предельных случая, отвечающих различным соотношениям между временем релаксации энергии τ_e и τ_M.

а. Пусть $\tau_e \gg \tau_M$. Тогда все время, пока флуктуация не затухнет, место в зоне проводимости, откуда захватился электрон, остается вакантным. При этом захват электронов все же влияет на плотность тока, ибо захваченный электрон движется со скоростью $\mathbf{v}_n$, а в зоне проводимости он двигался бы с какой-то скоростью $\mathbf{v}(E)$, зависящей от энергии E. Изменение плотности тока $\Delta\mathbf{j}$ при захвате имеет вид

$$\Delta\,\mathbf{j} = e\int dE\,\rho(E)\,f(\mathbf{v})\,\{\alpha(E)\,\mathbf{v} - \mathbf{v}_n\}. \qquad (21)$$

Здесь $\rho(E)$ — плотность состояний, $f(\mathbf{v})$ — функция распределения электронов в приложенном поле, $\alpha(E)$ — относительная доля электронов, захватываемых из окрестности точки E; при $\alpha(E)=\text{const}$ ($=1$ по условию нормировки α) $\Delta\mathbf{j}=0$, чего и следовало ожидать.

Из выражения (21) следует, что в зависимости от вида функций α и f $\Delta\mathbf{j}$ может быть как параллельным $\mathbf{j}$, так и антипараллельным.

б. $\tau_e \ll \tau_M$. При этом, очевидно, $\Delta\mathbf{j}=0$.

Обратимся теперь к биполярной плазме. Здесь, как известно, возможно появление флуктуационных волн двух типов. Волна, распространяющаяся со скоростью

$$\mathbf{v}_1 = \frac{e\,\mu_n\mu_p\,(n_c - p_v)}{\sigma}\,\mathbf{E}_0, \qquad (22)$$

будет называться в дальнейшем «акустической». Здесь μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок соответственно, e — заряд электрона, n_c и p_v — равновесные концентрации свободных электронов и дырок в отсутствие флуктуаций, $\mathbf{E}_0$ — напряженность электрического поля в отсутствие флуктуаций, $\sigma = \sigma_n + \sigma_p$ — электропроводность. Эта волна, возможная только в биполярной плазме, распространяется в направлении дрейфа неосновных носителей заряда. При $n_c \gg p_v$, $\sigma_n \gg \sigma_p$ формула (22) дает: $\mathbf{v}_1 \simeq \mathbf{v}_p \equiv \mu_p \mathbf{E}_0$.

Ограничивая рассмотрение полупроводниками n-типа, мы интересуемся случаем, когда $n_c \gg p_v$. В этих условиях амплитуда акустической волны относительно мала. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только волны второго типа — «оптическую» ветвь. Скорость этой волны имеет вид

$$\mathbf{v}_2 = \frac{e\,(\mu_p^2 p_v - \mu_n^2 n_c)}{\sigma}\,\mathbf{E}_0 \simeq -\mu_n \mathbf{E}_0 \equiv \mathbf{v}_n. \qquad (23)$$

Последнее приближенное равенство справедливо, если $\mu_p^2 p_v \ll \mu_n^2 n_c$. При захвате основных носителей заряда здесь все обстоит так же, как и в монополярном случае. Однако волна захватывает и неосновные носители — дырки. Они движутся при этом вместе с волной, т. е. со скоростью дрейфа $\mathbf{v}_n$. Очевидно, это изменяет плотность тока на величину

$$\Delta \mathbf{j} = -e(\mu_n + \mu_p)\, p_{\text{захв}}\, \mathbf{E}_0. \tag{24}$$

Иначе говоря, дело обстоит так, как если бы захваченные дырки становились неподвижными, а эффективная их концентрация $p_{\text{эфф}}$ была равна

$$p_{\text{эфф}} = \left(1 - \frac{\mu_n}{\mu_p}\right) p_{\text{захв}}. \tag{25}$$

Величина $p_{\text{захв}}$ дается разностью $p_v^1 - p_v$. Здесь p_v^1 — концентрация дырок в отсутствие захвата, определяемая формулой (2), в которой следует заменить «электронные» величины на «дырочные». Величина p_v — концентрация дырок при наличии захвата — определяется формулой вида (15):

$$p_v = (p_0^T + G\tau)\frac{\sqrt{2}}{\pi}\left\{\Gamma\left(\frac{5}{4}\right)\Gamma\left(\frac{3}{4}, \frac{\psi_1^1}{2T^2}\right) + \Gamma\left(\frac{3}{4}\right)\Gamma\left(\frac{5}{4}, \frac{\psi_1^1}{2T^2}\right) - \right.$$

$$\left. - \left[\left(\frac{2T^2}{\psi_1^1}\right)^{1/4}\Gamma\left(\frac{5}{4}\right) + \left(\frac{\psi_1^1}{2T^2}\right)^{1/4}\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)\right]\frac{n_c e^6}{\pi\varepsilon^3 T\psi_1^1}\exp\left(-\frac{\psi_1^1}{2T^2}\right)\right\}. \tag{26}$$

Здесь концентрация n_c дается формулой (16). Видим, что концентрация неосновных носителей заряда зависит от концентрации основных.

С учетом всего сказанного имеем

$$p_{\text{захв}} = (p_0^T + G\tau)\frac{n_c e^6\sqrt{2}}{\pi^2\varepsilon^3 T\psi_1^1}\left[\left(\frac{2T^2}{\psi_1^1}\right)^{1/4}\Gamma\left(\frac{5}{4}\right) + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{\psi_1^1}{2T^2}\right)^{1/4}\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)\right] e^{-\frac{\psi_1^1}{2T^2}}. \tag{27}$$

Подставляя выражение (27) в (24) с учетом формулы (16), находим

$$\Delta \mathbf{j} = -\frac{(p_0^T + G\tau)(n_0^T + G\tau)A}{1 + (n_0^T + G\tau)B}\mathbf{E}_0. \tag{28}$$

Вид констант A и B ясен из способа получения формулы (28).

В случае, когда экранирование определяется в основном невырожденным газом свободных электронов, аналогично выражению (9) имеем с учетом (11)

$$p_v = (p_0^T + G\tau)\left\{1 - \frac{n_c^{3/8}}{2\Gamma(7/4)}\left[\frac{e^3}{(\pi\varepsilon^3 T^3)^{1/2}}\right]^{3/4}\right\}, \tag{29}$$

где n_c определяется формулой (11); концентрация захваченных дырок $p_{\text{захв}}$, следовательно, имеет вид

$$p_{\text{захв}} = \frac{(p_0^T + G\tau)\, n_c^{3/8}}{2\Gamma(7/4)}\left[\frac{e^3}{(\pi\varepsilon^3 T^3)^{1/2}}\right]^{3/4}. \tag{30}$$

Соответственно, уменьшение плотности тока $\Delta\mathbf{j}$ вследствие захвата дырок волной плотности заряда, распространяющейся со скоростью v_n, определяется выражением

$$\Delta \mathbf{j} = -e(\mu_n + \mu_p)\frac{(p_0^T + G\tau)(n_0^T + G\tau)^{3/8}}{2\Gamma(7/4)}\left[\frac{e^3}{(\pi\varepsilon^3 T^3)^{1/2}}\right]^{3/4}\mathbf{E}_0. \qquad (31)$$

Итак, в невырожденном случае ($\mu<0$, $|\mu|T\gg\psi_1$, $|\mu|\gg T$) люксамперная характеристика сублинейна, если экранирование свободными носителями заряда играет сколько-нибудь заметную роль. Когда $\mu<0$, $|\mu|T\ll\psi_1$, $\psi_1\gg T^2$, $\psi_1\gg\mu^2$, так что хвост плотности состояний заполнен сильно вырожденным электронным газом, люксамперная характеристика суперлинейна независимо от природы случайного поля. Заметим в заключение, что в качественном отношении все наши результаты относятся к случайным полям любого типа, не обязательно гауссовым.

Мы признательны А. Г. Миронову за полезную дискуссию.

Приложение [3].
$$n_c = \frac{2m^{3/2}\psi_1^{3/4}}{(2\pi)^2\hbar^3}\int_0^\infty \frac{D_{-3/2}(-x)}{1+\exp[\xi(x-\alpha)]}\exp\left(-\frac{x^2}{4}\right)dx,$$

где

$$\xi = \frac{\psi_1^{1/2}}{T}, \quad \alpha = \frac{\mu}{\psi_1^{1/2}}.$$

Используя разложение

$$e^{-\frac{x^2}{4}}D_{-3/2}(-x) = \sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n}{n!}(-x)^n D_{-3/2+n}(0),$$

получим, ограничиваясь нулевым членом ряда, формулу (20).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бонч-Бруевич В. Л. В сб.: Статистическая физика и квантовая теория поля. М., 1973.
2. Dyakonov M. J., Efros A. L., Mitchell D. L. «Phys. Rev.», 1969, **180**, 819.
3. Жуматий П. Г. «Электронные свойства неупорядоченных полупроводников с плавно меняющимся случайным полем. I. Концентрация носителей заряда и уровень Ферми». Деп. рук. № 1068—75 от 14.04. 1975.
4. Бонч-Бруевич В. Л. «Физика и техника полупроводников», 1968, **2**, 363.

Поступила в редакцию
27.1 1976 г.

Кафедра
физики полупроводников

11 мес. до выхода! ~~мес.~~
а добавит к 3-4 мес. [illegible]