Роль неравновесных носителей в линейном токопереносе (закон Ома)

© Ю.Г. Гуревич, Г.Н. Логвинов, Г. Эспехо, О.Ю. Титов[†], А. Мериуц[*]

Depto. de Física, CINVESTAV–I.P.N.
Apdo. Postal 14–740, México 07000, D.F., México
[†] CICATA–I.P.N., José Siurob # 10, Col. Alameda,
Santiago de Querétaro, Qro., 76040, México
[*] Харьковский политехнический университет,
310002 Харьков, Украина

(Получена 20 января 2000 г. Принята к печати 25 января 2000 г.)

В линейном приближении по электрическому полю рассмотрен токоперенос в биполярном полупроводнике, замкнутом на металлический проводник. Выяснено, что электроны и дырки в общем случае являются неравновесными носителями в сколь угодно слабом электрическом поле и для корректного описания электропроводности необходим учет объемной и поверхностой рекомбинации. В приближении квазинейтральности определены пространственные распределения квазиуровней Ферми для электронов и дырок, получено общее выражение для проводимости биполярного полупроводника. Показано, что она существенно зависит не только от проводимостей электронов и дырок, но и от темпов поверхностной и объемной рекомбинации. Определены критерий слабой и сильной рекомбинации; показано, что обычно используемое выражение для проводимости биполярного полупроводника справедливо только при больших скоростях поверхностной и (или) объемной рекомбинации.

1. Введение

При рассмотрении электрического тока в однородном электронном или дырочном полупроводнике обычно используются хорошо известные соотношения [1]

$$\mathbf{j}_{n,p} = -\sigma_{n,p}\nabla\varphi, \tag{1}$$

где $\mathbf{j}_{n,p}$ — плотности электронного и дырочного токов, $\sigma_{n,p}$ — электронная и дырочная проводимости, φ — электрический потенциал.

Если приложенное напряжение достаточно мало, то $\sigma_{n,p}$ от него не зависит (линейная теория, закон Ома) и определяется равновесными концентрациями основных носителей (n_0 или p_0). В этом случае химические потенциалы электронов μ_n^0 и дырок μ_p^0 и их концентрации связаны известными соотношениями

$$\mu_n^0 = -\varepsilon_g - \mu_p^0, \tag{2}$$

$$n_0 p_0 = n_i^2, \tag{3}$$

где ε_g — ширина запрещенной зоны, n_i — концентрация носителей в собственном полупроводнике.

В биполярном полупроводнике формулы (1) описывают электронную и дырочную компоненты электрического тока.

В рамках линейной по электрическому полю теории в силу соотношения (2) равенство (1) можно переписать в виде, пригодном и для неоднородного полупроводника,

$$\mathbf{j}_{n,p} = -\sigma_{n,p}\nabla\tilde{\varphi}(x), \tag{4}$$

где $\tilde{\varphi}(x) = \varphi(x) - (1/e)\mu_n^0$ — электрохимический потенциал, $(-e)$ — заряд электрона.

Важно подчеркнуть, что эффективное электрическое поле $\nabla\tilde{\varphi}$, фигурирующее в выражениях для токов $\mathbf{j}_n$ и $\mathbf{j}_p$, одно и то же. Поэтому полный ток в биполярном полупроводнике определяется выражением

$$\mathbf{j}_0 = -(\sigma_n + \sigma_p)\nabla\tilde{\varphi}(x). \tag{5}$$

Заметим, что при получении соотношений (4) никаких граничных условий ни на токи, ни на потенциалы не накладывалось. Поэтому можно заключить, что выражения (4) определяют токи в безграничной полупроводниковой среде.

В реальных ситуациях полупроводник всегда ограничен и замкнут на внешний источник тока посредством металлических проводников. В этом случае картина протекания тока в биполярных полупроводниках существенно отлична от описанной выше. Действительно, в отличие от электронов дырки не могут переходить из полупроводника в металл по причине их отсутствия в последнем, для них цепь разомкнута на контактах $x = \pm a$. Поэтому, если не принимать во внимание рекомбинационные процессы в объеме и на поверхности полупроводника, дырки должны накапливаться на одном конце образца. В результате на нем концентрация дырок станет выше равновесной, а на противоположном — ниже. Это означает, что в полупроводнике (в отсутствие рекомбинации) появятся неравновесные дырки даже в рамках линейной теории. Как хорошо известно [2], появление неравновесных носителей приводит к необходимости введения квазиуровней Ферми $\tilde{\varphi}_n(x) = \varphi(x) - (1/e)\mu_n(x)$ и $\tilde{\varphi}_p(x) = \varphi(x) + (1/e)\mu_p(x)$, причем для $\mu_n(x)$ и $\mu_p(x)$ соотношение (2), как и соотношение (3), выполняться не будут. Последнее означает, что в пренебрежении рекомбинационными процессами электроны и дырки в общем случае являются неравновесными носителями уже в сколь угодно слабом электрическом поле.

В результате электроны и дырки движутся в различных эффективных электрических полях $\nabla\tilde{\varphi}_n$ и $\nabla\tilde{\varphi}_p$ ($\nabla\tilde{\varphi}_n \neq \nabla\tilde{\varphi}_p$), и вместо равенства (5) необходимо писать равенство

$$\mathbf{j}_0 = -\sigma_n\nabla\tilde{\varphi}_n(x) - \sigma_p\nabla\tilde{\varphi}_p(x). \qquad (6)$$

Формула (6) показывает, что в отсутствие рекомбинации электропроводность биполярного полупроводника не сводится к выражению

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p \qquad (7)$$

и для ее вычисления необходимо знать пространственное распределение электронного и дырочного квазиуровней Ферми.

Очевидно, что в реальных ситуациях всегда присутствует объемная и поверхностная рекомбинация. Если темпы хотя бы одной из них достаточно велики, то избыточная концентрация дырок в приповерхностных областях обратиться в нуль и традиционная формула (7) будет справедлива.

Заметим, однако, что априори невозможно сформулировать критерий темпов рекомбинации, достаточных для выполнения соотношения (7).

Ответ на этот вопрос и развитие общих представлений о токопереносе в биполярном полупроводнике при произвольных темпах рекомбинации как о линейном электрическом транспорте неравновесных носителей и составляет цель настоящей работы.

2. Основные уравнения задачи

Как указывалось во Введении, для вычисления электропроводности биполярного полупроводника необходимо знать пространственные зависимости электронного и дырочного квазиуровней Ферми. Они, в свою очередь, определяются из координатных зависимостей неравновесных концентраций электронов и дырок и распределения электрического потенциала. Электрический потенциал не является линейной функцией координат, так как в присутствии неравновесных носителей полупроводник становится неоднородным.

Для нахождения квазиуровней Ферми необходимо решить следующую систему уравнений:

$$\operatorname{div}\mathbf{j}_n = eR_n, \qquad (8)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{j}_p = -eR_p, \qquad (9)$$

$$\nabla\varphi(x) = 4\pi e(\delta n - \delta p), \qquad (10)$$

где δn, δp — концентрации неравновесных электронов и дырок, $R_{n,p}$ — темпы электронной и дырочной рекомбинации.

Корректная теория рекомбинации (см. [3]) показывает, что R_n тождественно равно R_p, причем для всех механизмов рекомбинации в линейном приближении

$$R_n = R_p = R = \frac{\delta n}{\tau_n} + \frac{\delta p}{\tau_p}. \qquad (11)$$

В формуле (11) величины τ_n и τ_p — имеющие размерность времени параметры материала, не являющиеся при этом временами жизни электронов и дырок. Однако если, как это часто имеет место, выполняется условие квазинейтральности [4], $r_d^2 \ll a^2$, где r_d — радиус Дебая, a — длина образца, то концентрации неравновесных электронов и дырок совпадают ($\delta n = \delta p$) и появляется единое для электронов и дырок время жизни τ:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_p}. \qquad (12)$$

Из [3] следует $\tau_n/\tau_p = p_0/n_0$, поэтому время жизни неравновесных носителей можно представить в виде

$$\tau = \tau_n\frac{p_0}{n_0 + p_0}. \qquad (13)$$

Как хорошо известно [4], в приближении квазинейтральности уравнение Пуассона (10) становится излишним. При этом, однако, электрический потенциал на границах раздела претерпевает скачки.

Уравнения (8)–(10) должны быть дополнены граничными условиями. Они были сформулированы в [5]. Для одномерной задачи граничные условия принимают вид

$$j_p(x = \pm a) = \pm eR_s, \qquad (14)$$

$$j_n(x = \pm a) = j_0 - eR_s, \qquad (15)$$

$$j_0 = \pm\sigma_n^s[\varphi_s(\pm a) - \varphi_m(\pm a)] \mp \frac{\sigma_n^s}{e}[\mu_n(\pm a) - \mu_m] \pm \frac{\sigma_n^s}{e}\Delta\varepsilon_c. \qquad (16)$$

Здесь индексы s и m относятся к полупроводнику и металлу, σ_n^s — поверхностная электронная проводимость полупроводника, $\Delta\varepsilon_c$ — энергетический зазор между дном зоны проводимости полупроводника и дном зоны проводимости металла [5], φ_s и φ_m — электрические потенциалы в полупроводнике и металле.

В формулах (14), (15) R_s — темп поверхностной рекомбинации неравновесных носителей. По аналогии с объемной рекомбинацией темп поверхностной рекомбинации может быть представлен в виде [3]

$$R_s = S_n\delta n + S_p\delta p, \qquad (17)$$

где S_n и S_p параметры, характеризующие свойства контактов. При выполнении условия квазинейтральности ($\delta n = \delta p$) можно ввести единую для электронов и дырок скорость поверхностной рекомбинации

$$S = S_n + S_p, \qquad (18)$$

и тогда

$$R_s = S\delta n. \qquad (19)$$

Граничные условия (14) и (15) учитывают тот факт, что дырки присутствуют только в полупроводнике, а электроны — как в полупроводнике, так и в металле.

3. Квазиуровни Ферми и проводимость биполярного полупроводника

Пусть потенциал в металле на контакте $x = -a$ $\varphi_m(x=-a)=0$, а на контакте $x=+a$ $\varphi(x=+a)=U$.

Представим электрический и химический потенциалы полупроводника в виде

$$\varphi(x)=\varphi_0+\delta\varphi(x), \tag{20}$$

$$\mu_n(x)=\mu_n^0(T)+\delta\mu_n(x), \tag{21}$$

$$\mu_p(x)=-\varepsilon_g-\mu_n^0(T)+\delta\mu_p(x). \tag{22}$$

Здесь φ_0 — контактная разность потенциалов, $\delta\varphi(x)$, $\delta\mu_n(x)$, $\delta\mu_p(x)$ — неизвестные добавки, учитывающие отклонения соответствующих величин от равновесных значений в электрическом поле.

Легко показать, что

$$\delta n(x)=\frac{n_0}{T}\delta\mu_n(x), \tag{23}$$

$$\delta p(x)=\frac{p_0}{T}\delta\mu_p(x), \tag{24}$$

$$\delta\mu_p(x)=\frac{n_0}{p_0}\delta\mu_n(x). \tag{25}$$

Уравнения непрерывности (8), (9) с учетом (6) перепишем так:

$$-\sigma_n\frac{d^2[\delta\tilde\varphi_n(x)]}{dx^2}=\frac{e\delta n}{\tau}, \tag{26}$$

$$\sigma_p\frac{d^2[\delta\tilde\varphi_p(x)]}{dx^2}=\frac{e\delta n}{\tau}, \tag{27}$$

где $\delta\tilde\varphi_{n,p}(x)=\delta\varphi(x)\mp(1/e)\delta\mu_{n,p}(x)$ — квазиуровни Ферми при наличии электрического тока в цепи.

Решая систему уравнений (26), (27) с учетом (23)–(25) и граничных условий (14)–(16), находим

$$\delta\tilde\varphi_{n,p}(x)=\frac{U}{2}-\frac{j_0}{\sigma_n+\sigma_p}\mp\frac{1}{e}A\frac{\sigma_p}{\sigma_n+\sigma_p}\frac{n_0+p_0}{p_0}\sinh(\lambda x), \tag{28}$$

где

$$A=j_0\frac{ep_0}{\sigma_n\lambda(n_0+p_0)}[\cosh(\lambda a)+S_n\tau_n\lambda\sinh(\lambda a)]^{-1},$$

$$\lambda^2=\frac{e^2n_0}{T\tau_n}\frac{\sigma_n+\sigma_p}{\sigma_n\sigma_p}.$$

Величина λ^{-1} по своему смыслу является длиной диффузии в биполярном полупроводнике.

При этом электропроводность биполярного полупроводника с учетом контактов определяется выражением

$$\sigma=\left[\frac{1}{\sigma_n^s a}+\frac{1}{\sigma_n+\sigma_p}\times\frac{\cosh(\lambda a)+(\sigma_p/\lambda a\sigma_n+S_n\tau_n\lambda)\sinh(\lambda a)}{\cosh(\lambda a)+S_n\tau_n\lambda\sinh(\lambda a)}\right]^{-1}. \tag{29}$$

Из выражений (28) видно, что в присутствии тока единый уровень Ферми действительно расщепляется на два квазиуровня. Их разность имеет вид

$$\delta\tilde\varphi_n(x)-\delta\tilde\varphi_p(x)=ej_0\frac{\sinh(\lambda x)}{\sigma_n\lambda[\cosh(\lambda a)+S_n\tau_n\lambda\sinh(\lambda a)]}. \tag{30}$$

Из выражения (30) следует, что она тем больше, чем больше величина тока и меньше скорости поверхностной и объемной рекомбинации (уменьшение S_n и увеличение τ_n). Напротив, различие между квазиуровнями Ферми пропадает при предельно больших темпах поверхностной и (или) объемной рекомбинации.

В формуле (29) выражение $1/a\sigma_n^s$ представляет собой проводимость контактов. Следовательно, величина

$$\sigma_s=\left[\frac{1}{\sigma_n+\sigma_p}\times\frac{\cosh(\lambda a)+(\sigma_p/\lambda a\sigma_n+S_n\tau_n\lambda)\sinh(\lambda a)}{\cosh(\lambda a)+S_n\tau_n\lambda\sinh(\lambda a)}\right]^{-1} \tag{31}$$

есть проводимость биполярного полупроводника. Заметим, что она существенно зависит не только от проводимостей электронов и дырок, но, подобно квазиуровням Ферми, и от темпов поверхностной и объемной рекомбинации. При сильной поверхностной и (или) объемной рекомбинации, $S\gg S_0$, $S_0=[(n_0+p_0)/(\sigma_n+\sigma_p)](T\sigma_p^2/e^2an_0p_0)$ и (или) $\tau_n\ll\tau_0$, $\tau_0=(e^2n_0a/T)[(\sigma_n+\sigma_p)/(\sigma_n\sigma_p)]$,

$$\sigma_s=\sigma_n+\sigma_p, \tag{32}$$

т.е. совпадает с известным выражением (7). В случае слабой поверхностной и объемной рекомбинации, $S\ll S_0$, $\tau_n\gg\tau_0$,

$$\sigma_s=\sigma_n. \tag{33}$$

При слабой поверхностной рекомбинации проводимость биполярного полупроводника определяется только электронной подсистемой. Дырки в процессе токопереноса не участвуют, что подтверждает приведенные во введении качественные рассуждения.

Заметим, что условие слабой объемной рекомбинации $\tau_n\gg\tau_0$ может быть переписано в виде $\lambda a\ll 1$, т.е. объемная рекомбинация неэффективна, когда длина образца меньше длины диффузии. Условие малости поверхностной рекомбинации $S\ll S_0$ может быть переписано как

$$S\ll\frac{l}{a}v_T, \tag{34}$$

где l — длина свободного пробега носителей, v_T — их средняя тепловая скорость.

Заключение

Критерий (34) хорошо согласуется с качественными оценками, приведенными в [6]. Как было показано в [7], в эпитаксиальных слоях n-Cd$_x$Hg$_{1-x}$Te скорость поверхностной рекомбинации при комнатной температуре составляет $S \sim 10^3$ см/с. Так как $v_T \sim 10^7$ см/с, $l \sim 10^{-5}$–10^{-6} см [2], поверхностная рекомбинация (с точки зрения появления неравновесных носителей) становится неэффективной, если (см. (34)) $2a \ll 10^{-2}$ см. Если при этом выполняется условие $2a \ll \lambda^{-1}$, то неравновесные носители будут играть решающую роль в формировании электропроводности.

В заключение отметим, что необходимость учета неравновесных носителей в линейных задачах переноса заряда не ограничивается случаем биполярной электропроводности в полупроводниках. Аналогичная ситуация имеет место и при изучении термоэлектрических явлений в биполярных полупроводниках [8]. Более того, в рамках линейной теории имеет место увеличение подвижности коллоидных частиц в высококонцентрированных суспензиях в присутствии электрического поля, хотя механизм этого увеличения принципиально иной (см. [9]).

Авторы приносят благодарность CONACyT, México, за частичную поддержку.

Список литературы

[1] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М.-Л., Физматгиз, 1962).
[2] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977).
[3] I.N. Volovichev, G. Espejo, Yu.G. Gurevich, O.Yu. Titov, A. Meriuts. Phys. Rev. B (в печати).
[4] В.П. Силин, А.А. Рухадзе. *Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред* (Госатомиздат, 1961).
[5] Yu.G. Gurevich. J. Thermoelectricity, № 2, 5 (1997).
[6] Э.И. Рашба, З.С. Грибников, В.Я. Кравченко. УФН, **119** (1), 3 (1976).
[7] П.А. Бородовский, А.Ф. Булдигин, В.С. Варавин. ФТП, **32**, 1076 (1998).
[8] Yu. G. Gurevich, O.Yu. Titov, G.N. Logvinov, O.I. Ljubimov. Phys. Rev, B, **51**, 6999 (1995).
[9] J.M. Méndez-Alcaraz, O. Alarcon-Waess. *A New Theoretical Approach for the Electrophoretic Mobility of Charged Colloidal Particles in Concentrated Suspension* (в печати).

Редактор Л.В. Шаронова

The role of non-equilibrium carriers in linear charge transport (Ohm's law)

Yu.G. Gurevich, G.N. Logvinov, G. Espejo, O.Yu. Titov†, A. Meriuts*

Depto. de Física, CINVESTAV–I.P.N.
Apdo. Postal 14–740, México 07000, D.F., México
† CICATA–I.P.N., José Siurob # 10, Col. Alameda, Santiago de Querétaro, Qro., 76040, México
* Kharkov Politechnical University, Kharkov 310002, Ukraine

Abstract In bipolar semiconductors altached to metal wires the electric current is studied in a linear approximation of the electric field. It is shown that in a general case both electrons and holes are nonequilibrium carriers in any whatever weak electric fields. So the account of surface and bulk recombination is necessary for correct description of their electric conductivity. The spatial distributions of electron and hole Fermi quasilevels are obtained and the general expression for the bipolar semiconductor conductivity is derived. This conductivity depends on the surface and bulk recombination rates substantially as well as partially on electron and hole conductivities.