

КОНЦЕНТРАЦИЯ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ В УСЛОВИЯХ ДЕФИЦИТА ФОТОНОВ

Пипа В. И.

Дефицит фотонов (ДФ) в полупроводнике по отношению к их числу в условиях термодинамического равновесия возникает, когда интенсивность внешнего излучения меньше, чем интенсивность теплового излучения полупроводника. Такая ситуация реализуется, если температура полупроводника T превышает температуру окружающей среды. В изотермических условиях ДФ можно создать, используя отрицательную люминесценцию [1], например, уменьшая рекомбинационное излучение соседнего полупроводника с помощью его неравновесного биполярного истощения [2, 3]. При достаточно сильном истощении полупроводника его излучение в спектральной области межзонных переходов подавляется практически полностью [4]. Отрицательная люминесценция полупроводников исследовалась также в [5, 6] и в ряде других работ.

При наличии ДФ в области межзонного поглощения излучательная рекомбинация в полупроводнике доминирует над межзонной фотогенерацией, в результате концентрации свободных электронов и дырок становятся ниже равновесных значений $n_0(T)$ и $p_0(T)$. В данной работе вычисляются концентрации электронов и дырок в полупроводнике в условиях, когда внешнее излучение с частотами $\omega \geq \omega_0 = E_g/\hbar$ (E_g — ширина запрещенной зоны) отсутствует.

Квазинейтральное распределение электронов $n(x)$ и дырок $p(x) = n - n_0 + p_0$ в изотропном невырожденном полупроводнике ($x \geq 0$) описывается уравнением

$$D \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n - n_0}{\tau_0} + g - r = 0, \quad (1)$$

$$D \frac{dn}{dx} = s [n(0) - n_0], \quad n(\infty) = n_0, \quad (2)$$

D — коэффициент биполярной диффузии, τ_0 — безызлучательное время жизни, g и $r = \gamma n p$ — число актов межзонной фотогенерации и излучательной рекомбинации носителей в 1 см^3 за 1 с , $\gamma = 1/(n_0 + p_0)\tau_n$, τ_n — излучательное время жизни, s — скорость поверхностной рекомбинации.

Предполагая длины излучаемых волн достаточно малыми, используем для описания излучения теорию переноса [7]. Получим

$$g = \int_1^\infty \frac{d\xi}{\xi} \int_0^\infty d\omega \int_0^\infty dx' \frac{n(x') p(x')}{n_0 p_0} [e^{-\alpha \xi |x-x'|} + R e^{-\alpha \xi (x+x')}], \quad (3)$$

$\alpha(\omega)$ — коэффициент поглощения света для межзонных переходов, $f = \omega^3 q^2 e^{-h\omega T} / 2\pi^2 c^2$, q — показатель преломления, $R(\theta)$ — коэффициент отражения естественного света, θ — угол падения, $\xi = \sec \theta$. Отметим, что $r - g$ не сводится к феноменологическому выражению [8] $\gamma(np - n_0 p_0)$.

1. В полупроводниках с малым внутренним квантовым выходом излучения ($\tau_0 \ll \tau_n$) для $n_1 = n - n_0$ в первом приближении по τ_0/τ_n получим

$$n_1(x) = -\tau_0 \int_1^\infty \frac{d\xi}{\xi^2} (1 - R) \int_0^\infty d\omega \frac{f}{1 - (\alpha L_0 \xi)^2} \left(e^{-\alpha \xi x} - \frac{\alpha L_0 \xi + S}{1 + S} e^{-\alpha L_0} \right), \quad (4)$$

где $L_0 = \sqrt{D\tau_0}$, $S = s \sqrt{\tau_0/D}$. Из (4) следует $n_1(x) \leq 0$, при $S \neq 0$ распределение описывается кривой с минимумом, в случае $S = 0$ концентрация спадает к поверхности монотонно. Если $\alpha_m L_0 \ll 1$, где α_m — значение $\alpha(\omega)$ в максимуме $f(\omega)$, то

$$n_1(0) = - \frac{n_0 p_0 \tau_0}{2(n_0 + p_0) \tau_n (1 + S)} Q_0, \quad (5)$$

при $\alpha_m L_0 \gg 1$ Q_0 заменяется на $Q_1/\bar{\alpha}L_0$,

$$Q_k = \int_1^{\infty} \xi^{-2-k} (1-R) d\xi, \quad \bar{\alpha} = \int_{\omega_0}^{\infty} f d\omega \left(\int_{\omega_0}^{\infty} \frac{f}{\alpha} d\omega \right)^{-1}. \quad (6)$$

В случае $\alpha_m L_0 \gg 1$ практически во всем кристалле $n_1 \sim -e^{-x/L_0}$. Если $\alpha_m L_0 \ll 1$, то профиль $n_1(x)$ зависит от вида $\alpha(\omega)$, для разрешенных прямых переходов $n_1 \sim -x^{-3}$ при $x \gg \alpha_m^{-1}$.

Для границы полупроводника с вакуумом угол полного внутреннего отражения мал и $Q_k \approx (1-R_1)/2q^2 \ll 1$ (R_1 — коэффициент отражения при нормальном падении). Если полупроводник граничит со средой с показателем преломления $q_1 \approx q$, то $R \ll 1$, $Q_0 \approx 1$, $Q_1 \approx 1/2$. В этом случае для собственного полупроводника, в котором $\tau_0/\tau_n \approx 0.1$, $S \ll 1$, получим $|n_1(0)|/n_0 \leq \leq 0.02$. Суммарный недостаток электронов, отнесенный к 1 см² поверхности, при $S \ll 1$ не зависит от равновесных концентраций n_0 и p_0 , от соотношения между α_m^{-1} и L_0 и равен

$$N = \int_0^{\infty} n_1 dx = -\frac{\tau_0 q^2 T^3 Q_1}{2\pi^2 c^2 \tau_n^3} \left[1 + \left(1 + \frac{E_g}{T} \right)^2 \right] e^{-E_g/T}. \quad (7)$$

При $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-8}$ с, $q = 4$, $T = 300$ К, $E_g = 0.2$ эВ, $Q_1 = 0.5$ получим $N = 2 \cdot 10^{12}$ см⁻².

2. В полупроводниках с большим квантовым выходом излучения для оценки величины эффекта аппроксимируем ядро $\alpha \int_1^{\infty} d\xi \xi^{-1} e^{-\alpha \xi |x-x'|}$ функцией $\alpha' e^{-\alpha' |x-x'|}$, где α' — параметр, не зависящий от ω . Приближение такого типа использовалось, например, в теории экситонной люминесценции [7]. При $S=R=0$ решение линеаризованного уравнения (1) для $n_1 \ll n_0 + p_0$ имеет вид

$$n_1(x) = -\frac{n_0 p_0 (a - \nu_1)(a - \nu_2)}{(n_0 + p_0) a (\nu_1 - \nu_2) (\nu_1 + \nu_2 - a)} (\nu_2 e^{-\nu_1 x/L} - \nu_1 e^{-\nu_2 x/L}), \quad (8)$$

$a = \alpha' L$, $L = \sqrt{D\tau}$, $\tau = \tau_0 \tau_n / (\tau_0 + \tau_n)$, ν_1 и ν_2 — положительные корни уравнения $\nu^4 - (1+a^2)\nu^2 + a^2\tau/\tau_0 = 0$. При $a \ll 1$

$$n_1(0) = -\frac{n_0 p_0}{n_0 + p_0} \left(1 - \sqrt{\frac{\tau}{\tau_0}} \right). \quad (9)$$

Это выражение не зависит от параметра α' и при $\tau_0/\tau_n \ll 1$ совпадает с (5) (при $S=R=0$). Формула для N в соответствующем предельном случае совпадает с (7), если выбрать $\alpha' = 2\bar{\alpha}$. В результате

$$N = -\frac{n_0 p_0}{2(n_0 + p_0) \bar{\alpha}} \left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_0}} - 1 \right). \quad (10)$$

3. Полученные результаты легко обобщаются для пластины полупроводника ($0 \leq x \leq l$) с симметричными условиями $S=R=0$ на поверхностях. В толстой пластине ($2\bar{\alpha}l \gg \sqrt{\tau_0/\tau}$) N превышает значение (10) в 2 раза. В оптически тонкой пластине

$$N = -\frac{n_0 p_0}{n_0 + p_0} \frac{\tau_0}{\tau_0 + \tau_n} l. \quad (11)$$

Это выражение можно получить, не используя аппроксимацию ядра в (3).

Рассмотренный эффект позволяет уменьшать концентрацию носителей тока в полупроводнике с помощью биполярного истощения соседнего полупроводника, отделенного изолирующим слоем. Если отражение излучения на границах раздела мало, то, как следует из (11), изменение собственной проводимости $\sim \tau_0/2(\tau_0 + \tau_n)$ тонких слоев полупроводника можно наблюдать даже для полупроводников с малым внутренним выходом излучения.

- [1] Антонов-Романовский В. В., Степанов Б. И., Фок М. В. и др. Выход люминесценции системы с тремя уровнями энергии. — ДАН СССР, 1955, т. 105, в. 1, с. 50—53.
- [2] Иванов-Омский В. И., Коломиец Б. Т., Смирнов В. А. Рекомбинационное излучение в InSb при магнитоконцентрационном эффекте. — ДАН СССР, 1965, т. 161, в. 6, с. 1308—1309.
- [3] Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. И. «Отрицательная» люминесценция в полупроводниках. — Письма ЖТФ, 1979, т. 5, в. 23, с. 1444—1447.
- [4] Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. И. Люминесценция полупроводников в условиях дефицита носителей тока. — ФТП, 1983, т. 17, в. 2, с. 208—212.
- [5] Kessler F. R., Mangelsdorf J. W. — Phys. St. Sol., 1981, v. 105b, p. 525—535.
- [6] Morimoto T., Chiba M. — Phys. Lett., 1984, v. 104a, p. 55—58.
- [7] Агранович В. М., Галанин М. Д. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. М., 1978. 384 с.
- [8] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 616 с.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получено 22.06.1987
Принято к печати 22.09.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

**ПЕРЕХОД КОНТАКТА ПОЛУПРОВОДНИК—
ЖИДКИЙ МЕТАЛЛ
ОТ ВЕНТИЛЬНОГО К ОМИЧЕСКОМУ.
ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКА
НА ТЕМПЕРАТУРУ ПЕРЕХОДА**

Гольдберг Ю. А., Ильина М. В., Поссе Е. А., Царенков Б. В.

1. Данная работа продолжает нашу работу [1], в которой показано, что контакт полупроводник—жидкий металл, исходно вентильный, в процессе его непрерывного нагревания при некоторой температуре необратимо переходит в омический. Предложена модель, объясняющая такой переход исчезновением поверхностных состояний, закреплявших уровень Ферми глубоко в запретной зоне и создававших потенциальный барьер для электронов, и образованием новых поверхностных состояний, закрепляющих уровень Ферми на поверхности полупроводника вблизи дна зоны проводимости. Предполагалось, что эти состояния возникают после растворения приповерхностного слоя полупроводника в жидком металле.

Цель данной работы — показать, что переход контакта от вентильного к омическому обусловлен именно растворением приповерхностного слоя полупроводника в жидком металле, а не другими причинами. Для этого изучалось влияние кристаллографической ориентации поверхности полупроводника, контактирующей с жидким металлом, и концентрации носителей заряда на температуру перехода контакта полупроводник—жидкий металл от вентильного к омическому в процессе его нагревания.

2. Объектом исследования была выбрана контактная пара GaAs—Ga. В ней контактирующий металл — основной компонент самого полупроводника, т. е. не является ни донором, ни акцептором, и при его взаимодействии с полупроводником не образуются твердые растворы; кроме того, удобно и то, что Ga является достаточно низкотемпературным растворителем GaAs.

Структура представляла собой пластинку *n*-GaAs, на одной стороне которой был исследуемый контакт, а на противоположной — базовый омический; толщина пластинок ~0.3 мм. Все структуры исходно были вентильными.

Изучалось изменение *I—U*-характеристики контакта при непрерывном нагревании структур от комнатной температуры со скоростью 5 град/мин. Такая невысокая скорость позволила обойтись без ступенчатого нагревания,