

Эффект латерального переноса фотоиндуцированных носителей заряда в гетероструктуре с двумерным электронным газом

© В.А. Сабликов, С.В. Поляков[†], О.А. Рябушкин

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Россия

[†]Институт математического моделирования Российской академии наук,
125047 Москва, Россия

(Получена 13 ноября 1995 г. Принята к печати 20 мая 1996 г.)

Показано, что неравновесные носители заряда, возникающие при локальном оптическом воздействии на гетероструктуру с двумерным электронным газом, переносятся в плоскости структуры на чрезвычайно большое расстояние от места возбуждения, которое значительно превосходит длину диффузии в объеме. Эффект обусловлен тем, что генерированные светом электроны и дырки разделяются встроенным электрическим полем гетероперехода к противоположным краям буферного слоя, где они переносятся по параллельным плоскостям. Расстояние, на которое распространяется неравновесная концентрация носителей, достигает больших значений благодаря: (1) высокой проводимости двумерных электронов, (2) барьера для рекомбинации электронов и дырок и (3) дрейфу дырок в электрическом поле, создаваемом зарядом неравновесных носителей в плоскости структуры.

1. Эффекты, связанные с оптическим воздействием на полупроводниковые структуры (такие как фотолуминесценция и фотоотражение), имеют чрезвычайно большое значение в качестве физической основы методов бесконтактного исследования этих структур. При этом основное внимание обычно уделяется однородному освещению. Однако в последнее время возрос интерес к локальному оптическому воздействию на гетероструктуры, например сфокусированным лазерным лучом [1–6]. Он связан как с развитием бесконтактных методов диагностики с пространственным сканированием, так и с новыми физическими явлениями, которые возникают в условиях локального освещения. Одно из наиболее интересных явлений состоит в том, что эффект оптического воздействия обнаруживается на чрезвычайно больших расстояниях от места воздействия в плоскости гетероструктуры. Так, в работе [7] было установлено, что при освещении части поверхности селективно-легированной гетероструктуры эффект освещения, измеряемый по отражению зондирующего луча света, обнаруживался в тени на расстоянии до 3 мм. Как оказалось, этот эффект возникает при достаточно высокой подвижности электронов. Он до сих пор не получил объяснения, но с ним связываются перспективы приложений для бесконтактного определения подвижности или проводимости двумерного электронного газа (2МЭГ).

В настоящей работе предложен механизм этого явления. Он состоит в том, что генерированные светом электроны и дырки разделяются встроенным электрическим полем гетероперехода к противоположным поверхностям буферного слоя и, будучи разделенными, переносятся вдоль плоскости гетероструктуры. Расстояние, на которое переносятся неравновесные носители, достигает большой величины благодаря большому времени жизни разделенных электронов и дырок и высокой проводимости 2МЭГ. Длина латерального переноса зависит от величины изгиба зон гетероперехода, температуры,

концентрации поверхностных состояний и скорости поверхностной рекомбинации на поверхности буферного слоя, вблизи которой движутся дырки. По величине она может достигать сантиметров.

2. Рассмотрим гетероструктуру типа GaAs/AlGaAs, освещаемую лучом света, который поглощается в основном в буферном слое узкощелевого материала. Геометрия и энергетическая диаграмма структуры показаны на рис. 1 и 2. Электроны и дырки, генерированные светом в буферном слое, разделяются встроенным электрическим полем гетероперехода, как это показано на рис. 1. Электроны попадают в слой 2МЭГ, а дырки прижимаются полем к противоположной поверхности буферного слоя, которая обычно отделяется от подложки слоем сверхрешетки. Таким образом между краями буферного слоя возникает неравновесная разность потенциалов $V(r)$, которая зависит от координаты r вдоль плоскости гетероструктуры, причем $V \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$. Следовательно, возникает фотоиндуцированное электрическое поле, имеющее составляющую вдоль плоскости гетероструктуры. Это тангенциальное поле E_t максимально вблизи тыловой поверхности буферного слоя и минимально в слое 2МЭГ в силу его высокой проводимости. Поле E_t вызывает дрейф дырок вдоль тыловой поверхности по направлению от светового пятна. Если проводимость 2МЭГ достаточно велика, то перенос дырок сопровождается таким изменением поверхностной плоскости заряда 2МЭГ, которое локально компенсирует неравновесный дырочный заряд, иначе говоря, вместе с дырками переносится заряд их зеркального изображения. В таком случае латеральный перенос электронов и дырок ограничивается только рекомбинацией, которая затруднена из-за наличия потенциального барьера, увеличивающегося по мере удаления от светового пятна. Разумеется, перенос носителей заряда вдоль плоскости возникает не только благодаря дрейфу в фотоиндуцированном тангенциальном поле, то также и вследствие

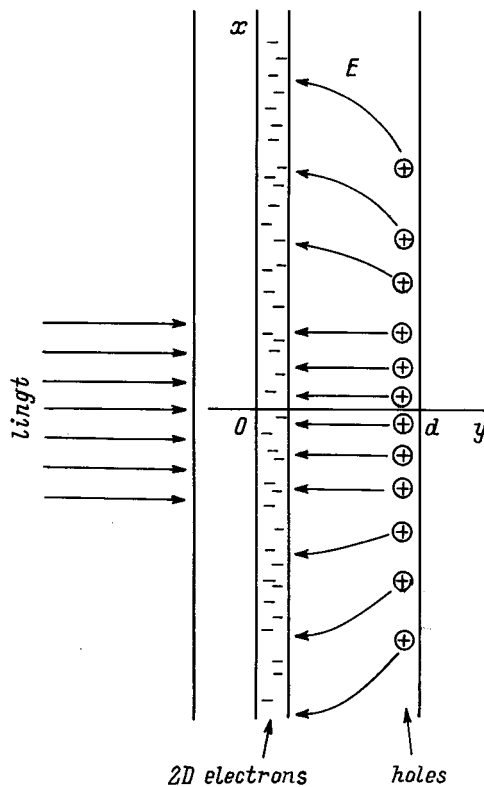


Рис. 1. Геометрия структуры и распределение зарядов в ней при освещении; показаны силовые линии фотоиндуцированного электрического поля.

диффузии. Соотношение дрейфового и диффузионного потоков зависит от концентрации неравновесных дырок Δp , так как дрейфовый поток зависит от Δp нелинейно (грубо говоря, квадратично) из-за того, что тангенциальное поле увеличивается с ростом Δp . Поэтому при большой интенсивности света (которая в реальных условиях оказывается достаточно малой по абсолютной величине) дрейфовый поток преобладает над диффузионным. Диффузия становится преобладающей при малой концентрации Δp .

2.1. Полное количественное описание эффекта представляет собой достаточно трудную задачу, включающую в себя уравнения переноса фотоиндуцированных носителей заряда вдоль и поперек буферного слоя, уравнение Пуассона для электрического поля и уравнение переноса электронов в слое 2МЭГ с учетом, вообще говоря, изменения формы ямы, локализирующей электроны. В настоящей работе мы воспользуемся упрощенной моделью, которая позволит продемонстрировать эффект латерального переноса в условиях, близких к эксперименту, и установить основные его закономерности.

Будем считать, что проводимость 2МЭГ велика, так что при освещении структуры слой двумерных (2М) электронов остается эквипотенциальным, и учтем, что толщина d буферного слоя мала по сравнению с характерными длинами латерального переноса. В этом случае

достаточно проследить только за переносом дырок, учитывая, что электроны переносятся вдоль слоя 2МЭГ и локально компенсируют неравновесный дырочный заряд. При этом возмущение плотности 2МЭГ Δn_s можно считать малым, даже если возмущение дырочной концентрации велико. Действительно, концентрацию неравновесных дырок следует считать большой, если она сравнима с концентрацией примесей в буферном слое. Обычно это акцепторы с концентрацией $N_A \approx 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Если $\Delta p \approx N_A$ вблизи тыловой поверхности буферного слоя, где концентрация дырок наибольшая, то полное количество неравновесных дырок на единицу площади буферного слоя $\Delta p_s \sim N_A l_D$, где l_D — длина, на которой сосредоточены дырки у тыловой границы слоя, т.е. дебаевская длина, которая при указанных концентрациях порядка 10^{-5} см . Так что Δp_s составляет порядка $10^9 \div 10^{10} \text{ см}^{-3}$. В силу условия электронейтральности $\Delta n_s = \Delta p_s$ т.е. Δn_s значительно меньше, чем типичная плотность 2МЭГ, которая порядка 10^{12} см^{-2} . При расчете мы будем считать, что интенсивность света не слишком велика, так что $\Delta p < N_A$ и возмущение плотности 2МЭГ пренебрежимо мало. При этом фотоиндуцированное напряжение может значительно превосходить $k_B T / e$ (k_B — постоянная Больцмана, T — температура).

Дальнейшее упрощение задачи связано с толщиной d буферного слоя. Реально она составляет $0.5 \div 1 \text{ мкм}$. Эта величина значительно больше толщины слоя 2МЭГ, но значительно меньше интересующих нас длин латерального переноса. Поскольку поглощение света и разделение неравновесных электронов и дырок встроенным полем гетероперехода происходит во всей толщине d , при рассмотрении переноса носителей поперек буферного слоя мы пренебрежем толщиной слоя 2МЭГ и будем рассматривать его как эквипотенциальную поверхность, на которой происходит поверхностная рекомбинация: дырки рекомбинируют с 2М электронами непосредственно и через поверхностные состояния. Тот факт, что мы пренебрегаем толщиной слоя 2МЭГ, одновременно означает, что и длина туннелирования электронов и дырок под барьер гетероперехода мала по сравнению с d . Это позволяет при описании переноса носителей пользоваться локальными концентрациями, хотя при этом коэффициент межзонной рекомбинации может зависеть от электрического поля вследствие эффектов туннелирования. Однако при рассматриваемой в этой работе величине модуляции электрического поля этот эффект несуществен. Тем не менее для общности мы будем различать коэффициент межзонной рекомбинации B в объеме буферного слоя, где поле невелико, и коэффициент межзонной рекомбинации B_s дырок с 2М электронами.

Тот факт, что толщина буферного слоя мала по сравнению с характерными длинами латерального переноса, позволяет разделить "быстрое" движение носителей заряда поперек слоя и "медленное" движение вдоль слоя, причем при описании переноса носителей поперек слоя можно воспользоваться стандартным приближением ква-

зиравновесия (т.е. считать квазиуровни Ферми электронов и дырок не зависящими от поперечной координаты). Расчеты показывают, что это приближение выполняется хорошо (поскольку сквозной ток через слой отсутствует), но только при достаточно высоких температурах. При низких температурах условие квазиравновесия нарушается.

Таким образом, наше рассмотрение будет ограничено достаточно высокими температурами и низкими интенсивностями света. Конкретные оценки будут приведены далее.

2.2. Для простоты рассмотрим одномерную геометрию латерального переноса носителей в плоскости структуры в направлении x , что соответствует лучу света в виде полосы, перпендикулярной этому направлению.

В стационарном режиме перенос дырки в буферном слое описывается уравнением

$$\frac{1}{e} \left(\frac{\partial j_{px}}{\partial x} + \frac{\partial j_{py}}{\partial y} \right) = G(x, y) - B(np - n_i^2). \quad (1)$$

Здесь предполагается, что преобладающим механизмом рекомбинации являются межзонные переходы, и приняты обозначения: n_i — концентрация собственных носителей, $G(x, y)$ — темп оптической генерации носителей

$$G(x, y) = \frac{\alpha I_0(x)}{h\nu} e^{-\alpha y},$$

I_0 — интенсивность света, $h\nu$ — энергия световых квантов, α — коэффициент поглощения света. Плотность дырочного тока \mathbf{j}_p представляет собой сумму дрейфового и диффузионного токов. На границах буферного слоя j_{py} определяется поверхностной рекомбинацией. На границе с 2МЭГ

$$(1/e)j_{py}(x, y \approx 0) = -B_s n_s [p(x, 0) - p_0(x, 0)] - S_1 [p(x, 0) - p_0(x, 0)],$$

где B_s — коэффициент рекомбинации дырок с 2М электронами, S_1 — скорость рекомбинации через поверхностные состояния, $p_0(x, 0)$ — равновесная концентрация дырок у границы с 2МЭГ. На противоположной границе буферного слоя ($y = d$) дырочный ток определяется рекомбинацией через поверхностные состояния (для простоты моноэнергетические)

$$(1/e)j_{py}(x, d) = c_p n_t p(x, d) - c_p (N_t - n_t) p_1, \quad (2)$$

где N_t — плотность поверхностных состояний, n_e — их заселенность электронами, c_p — коэффициент захвата дырок, $p_1 \approx N_v \exp(-\varepsilon_t/k_B T)$ — шокли-ридовский фактор тепловой активации дырок в валентную зону, ε_t — энергия ловушек над потолком валентной зоны, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне. Полагая для простоты, что в неравновесных условиях поверхностные состояния почти полностью заселены дырками, уравнение (2) преобразуем к виду

$$(1/e)j_{py}(x, d) = S_2 \frac{np - n_i^2}{p + p_T},$$

где $S_2 = c_p n_t$ — скорость поверхностной рекомбинации, $p_T = p_1 + n_1 c_n / c_p$, c_n и n_1 — коэффициент захвата и шокли-ридовский фактор для электронов.

Уравнение (1) можно упростить, если учесть, что искомые величины (концентрации носителей и поле) изменяются поперек слоя значительно быстрее, чем вдоль него). В этом случае можно считать, что поперек буферного слоя устанавливается квазиравновесное состояние, т.е. квазиуровни Ферми дырок и электронов не зависят от y . Тогда концентрация дырок выражается через потенциал $\phi(x, y)$ в буферном слое. отсчитанный от плоскости $y = 0$,

$$p(x, y) = p(x, d) \exp\left\{e[\phi(x, d) - \phi(x, y)]/(k_B T)\right\}, \quad (3)$$

где $p(x, d)$ — концентрация дырок у нижней (тыловой) границы буферного слоя $y = d$. С учетом того, что практически во всем буферном слое электронный газ не вырожден, для электронной концентрации имеем аналогичное выражение

$$n(x, y) = n(x, 0) \exp\left\{e\phi(x, y)/(k_B T)\right\} \quad (4)$$

с тем отличием, что концентрация $n(x, 0)$ велика и от x практически не зависит. Можно положить, что $n(x, 0) \approx N_c$, где N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости. При таком подходе к описанию $n(x, y)$ мы пренебрегаем фотоиндуцированной разностью потенциалов на слое 2МЭГ, что вполне оправдано, коль скоро наше рассмотрение ограничено невысокими интенсивностями света.

Уравнение переноса дырок вдоль слоя можно получить, проинтегрировав уравнение (1) по dy от $y = 0$ до $y = d$ с учетом (3), (4). Таким образом, для усредненных по толщине слоя величин имеем

$$\frac{d}{dx} \left(\mu_p \bar{E}_x p - D_p \frac{d\bar{p}}{dx} \right) = \bar{G}(x) - \frac{B}{d} \int_0^d dy (np - n_i^2) - \frac{1}{ed} [j_{py}(x, d) - j_{py}(x, 0)],$$

здесь μ_p и D_p — подвижность и коэффициент диффузии дырок. Усредненная по слою концентрации $\bar{p}(x)$ выражается через концентрацию дырок у тыловой поверхности буферного слоя $p(x, d) \equiv p(x)$

$$\bar{p}(x) = \beta p(x),$$

где β величина, зависящая от распределения потенциала по координате y вблизи тыловой поверхности буферного слоя. Для простоты мы будем считать, что пространственный заряд гетероперехода распространяется на весь буферный слой, толщина которого значительно превосходит дебаевскую длину $l_D = \sqrt{\epsilon k_B T / (4\pi e^2 N_A)}$, ϵ — диэлектрическая проницаемость. Тогда вблизи тыловой границы плотность пространственного заряда приблизительно равна $-eN_A$ и решение уравнения Пуассона

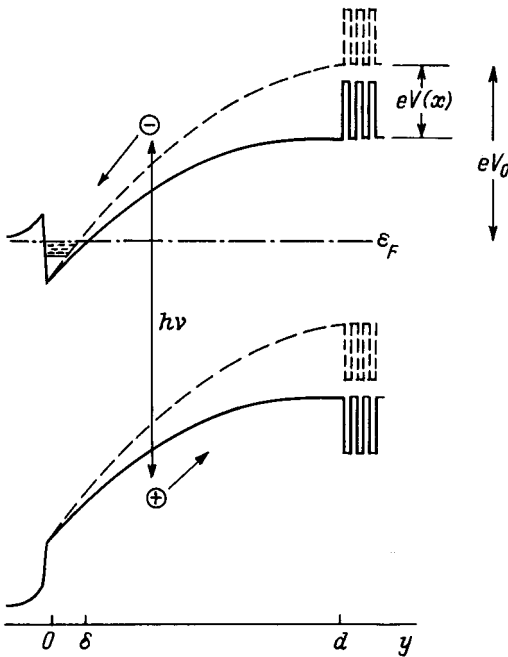


Рис. 2. Энергетическая диаграмма гетероструктуры при освещении (сплошная линия) и вдали от светового луча (штриховая).

вместе с уравнением (3) дают $\beta \approx l_D/d$. Величину $\overline{E_x p}$ можно заменить на $E_x \bar{p}$, понимая под E_x поле вблизи тыловой поверхности буферного слоя, где $p(y)$ наиболее велико. Поле E_x найдем как производную $-dV/dx$, воспользовавшись для нахождения $V(x)$ формулой плоского конденсатора, одной обкладкой которого служит 2МЭГ, а другой — слой толщиной порядка l_D у тыловой поверхности, в котором сосредоточен фотоиндуцированный положительный заряд. Учитывая заряд как свободных носителей, так и локализованных на поверхностных состояниях, получаем

$$V(x) \approx \frac{4\pi ed}{\epsilon} \left[\beta p(x)d + N_t \frac{p(x)}{p(x) + p_T} \right]. \quad (5)$$

Потенциал $\phi(x, d)$, входящий в уравнение (3), равен $V_0 - V(x)$, где V_0 — высота барьера без освещения (см. рис. 2).

В результате получаем следующее уравнение для $p(x)$ в безразмерной форме

$$\frac{d}{d\xi} \left\{ \left[1 + \bar{p} \left(1 + \frac{N_g}{(\bar{p} + g)^2} \right) \right] \frac{d\bar{p}}{d\xi} \right\} = -\tilde{G}(\xi) + \left(1 + \frac{\sigma}{\bar{p} + g} \right) \bar{p} \exp \left[\bar{p} + \frac{N\bar{p}}{\bar{p} + g} \right], \quad (6)$$

где $\bar{p} = p/p^*$, $p^* = N_A l_D^2 / (\beta d^2)$, $N = N_t / (\beta d p^*)$, $g = p_T / p^*$, $\xi = x/l$, $l = \sqrt{\beta D p^* \tau}$,

$$\sigma = \frac{S_2 N_c}{p^* (B N_c d + B_s n_s + S_1)},$$

$$\tau = \frac{d \exp(eV_0/k_B T)}{B N_c d + B_s n_s + S_1}, \quad \tilde{G} = \frac{I_0(x)\tau}{h\nu p^* d} (1 - e^{-\alpha d}).$$

Уравнение (6) приведено в упрощенном виде для случая, когда концентрация $p(x)$ значительно превосходит термодинамически равновесную концентрацию дырок $p_0(d)$ на тыловой границе буферного слоя.

3. Распределение концентрации неравновесных дырок вдоль плоскости гетероструктуры, полученное в результате численного решения уравнения (6) применительно к GaAs для температуры 200 К, приведено на рис. 3. Здесь же для сравнения показано распределение интенсивности света, использованное в расчете, и приведено распределение $p(x)$ в случае, если бы не был учтен дрейф дырок в фотоиндуцированном поле. Как видно, перенос носителей в плоскости слоя связан как с дрейфом, так и с диффузией дырок.

Вклад дрейфового механизма по сравнению с диффузионным определяется величиной $p[1 + Ng(\bar{p} + g)^{-2}]$ в левой части уравнения (6), которая зависит как от концентрации неравновесных носителей, так и от плотности поверхностных состояний и их энергетического положения. Как видно, при увеличении \bar{p} эта величина может достигать больших значений. В пределе малых концентраций p , т. е. при малой интенсивности света или вдали от светового луча, дрейфовый перенос становится несущественным и в пределе $x \rightarrow \infty$ имеет место асимптотика: $p \simeq \exp[(-x/l)(1 + \sigma/g)^{1/2}]$. Таким образом, характерная длина порядка $l(1 + \sigma/g)^{-1/2}$. Если \bar{p} не мало (на рис. 3 при приближении к световому лучу), то зависимость p от x определяется как изменением высоты барьера $e[V_0 - V(x)]$, от которого зависит эффективное время жизни, так и возрастанием роли дрейфа.

При понижении температуры эффект переноса носителей в плоскости гетероструктуры сильно увеличивается вследствие уменьшения вероятности рекомбинации

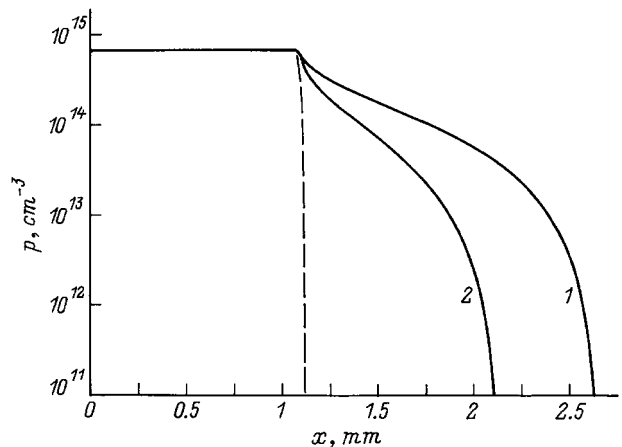


Рис. 3. Распределение концентрации неравновесных носителей p в плоскости гетероструктуры (1 — полный эффект латерального переноса и 2 — перенос за счет диффузии). Штриховая линия — распределение интенсивности света. Параметры: $I_0 = 10^{-1}$ Вт/см², $T = 200$ К, $S_1 = S_2 = 10$ см/с, $N_t = 10^9$ см⁻³, $V_0 = 0.225$ В.

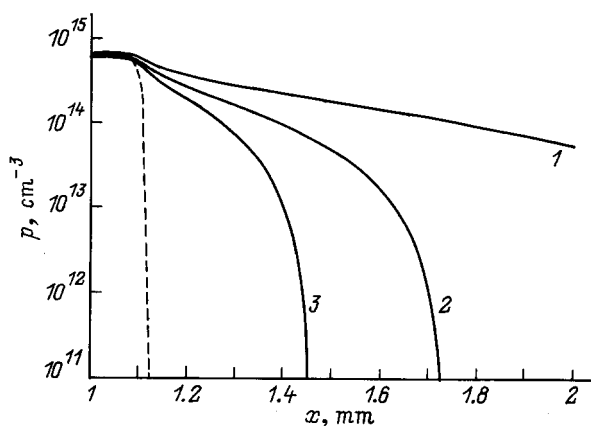


Рис. 4. Распределение концентрации неравновесных дырок p при температуре T , К: 1 — 200, 2 — 250, 3 — 300. Параметры I_0 , S_1 , S_2 и N_t — такие же, как и на рис. 3. Штриховая линия — распределение интенсивности света.

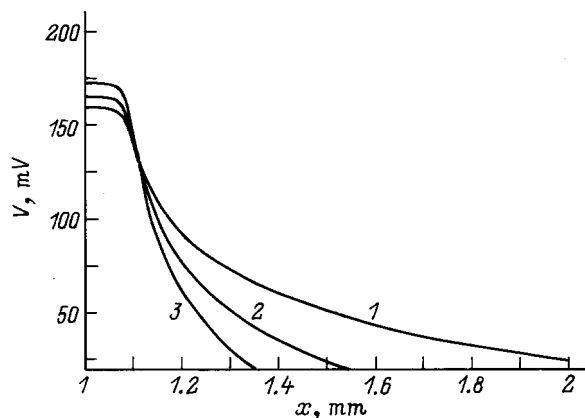


Рис. 5. Распределение фотоиндуцированного напряжения V . Обозначения 1–3 и параметры расчета — такие же, как на рис. 4.

электронов и дырок, разделенных барьером. Распределение $p(x)$ и фотоиндуцированного напряжения при разных температурах показано на рис. 4, 5, для случая, когда уровень поверхностных состояний на 0.5 эВ выше валентной зоны. Время жизни фотоиндуцированных носителей при этом составляет 4.8, 1.07 и 0.44 мс для $T = 200, 250$ и 300 К соответственно.

Влияние концентрации поверхностных состояний и их энергетического положения на латеральный перенос носителей определяется как накапливающимся на них зарядом, который уменьшает высоту рекомбинационного барьера и увеличивает тангенциальное поле, так и непосредственно рекомбинацией через поверхностные состояния. Увеличение N_t , ε_t и скорости поверхностной рекомбинации S_2 приводит к уменьшению длины переноса (рис. 6, 7). Скорость поверхностной рекомбинации S_1 на гетерогранице с 2МЭГ значительно слабее влияет на эффект из-за того, что на этой границе достаточно сильна рекомбинация дырок с 2МЭГ.

При всех численных расчетах были приняты значения $N_A = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $d = 0.8 \text{ мкм}$, $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$, $B_s = B = 2 \cdot 10^{-10} (300/T)^{3/2} \text{ см}^3/\text{с}$, $n_s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, подвижность носителей и эффективная плотность состояний вычислялись согласно [8]. Высота барьера eV_0 в равновесном состоянии вычислялась с учетом заряда как свободных электронов, так и ионизованных акцепторов (при $p \ll N_A$), считая, что область пространственного заряда занимает весь буферный слой ($d < l_D (2eV_c/k_B T)^{1/2}$, V_c — контактная разность потенциалов между сильно легированным широкозонным полупроводником и объемом буферного полупроводника, если бы он был толстым):

$$\frac{eV_0}{k_B T} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{d}{l_D} - \sqrt{2} \right)^2 + \ln \frac{N_c}{N_A}.$$

Как видно, высота рекомбинационного барьера зависит от толщины и легирования буферного слоя. Увеличение V_0 , например при увеличении d , приводит к сильному возрастанию длины латерального переноса.

4. В рамках рассматриваемой модели длина латерального переноса экспоненциально зависит от величины $eV_0/k_B T$, характеризующей разделение фотоиндуцированных электронов и дырок. Однако более детальный анализ показывает, что этот вывод справедлив только в том случае, если $eV_0/k_B T$ не превышает некоторую величину, зависящую от интенсивности света. Дело в том, что увеличение $eV_0/k_B T$, например вследствие уменьшения температуры, при фиксированной интенсивности света приводит к нарушению квазиравновесия в распределении концентрации носителей поперек буферного слоя, которое позволило получить уравнение (6), не содержащее потенциал $\phi(x, y)$. Для того чтобы показать это и выяснить, к каким последствиям приводит нарушение квазиравновесия, рассмотрим распределение концентрации носителей поперек буферного слоя при однородном освещении. Распределение электронной концентрации

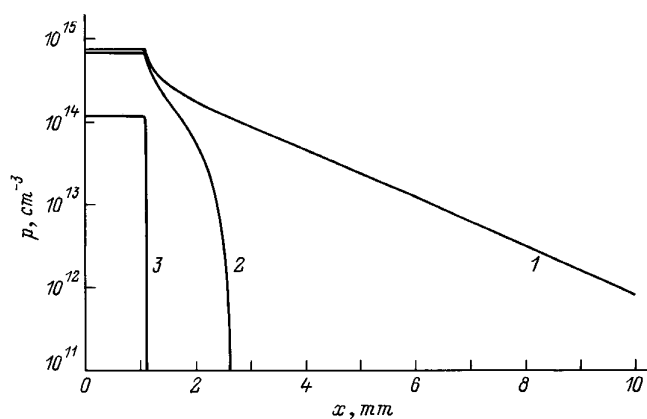


Рис. 6. Распределение концентрации неравновесных дырок p при разных концентрациях поверхностных состояний и скоростях поверхностной рекомбинации на тыловой поверхности буферного слоя при $T = 200 \text{ К}$, $\varepsilon_t = 500 \text{ мэВ}$, $I_0 = 10^{-1} \text{ Вт/см}^{-2}$. 1 — отсутствие поверхностных состояний; значения параметров N_t , см^{-2} и $S_1 = S_2$, см/с : 2 — 10^9 и 10 , 3 — 10^{10} и 100 .

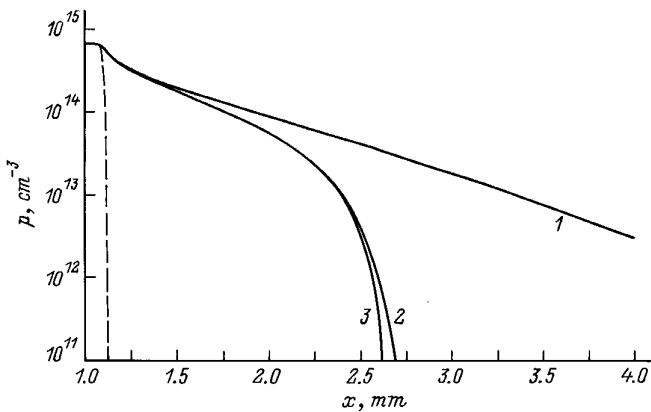


Рис. 7. Распределение концентрации неравновесных дырок p при разных энергиях ϵ_i поверхностных состояний над дном валентной зоны. $N_i = 10^9 \text{ см}^{-2}$, $S_1 = S_2 = 10 \text{ см/с}$, $T = 200 \text{ К}$, $I_0 = 10^{-1} \text{ Вт/см}^2$; ϵ_i , мэВ: 1 — 200, 2 — 300, 3 — 500. Штриховая линия — распределение интенсивности света.

подчиняется уравнению

$$\frac{d}{dy} \left(\mu_n n \frac{d\phi}{dy} + D_n \frac{dn}{dy} \right) = R(n, p) - G(y), \quad (7)$$

где μ_n и D_n — подвижность и коэффициент диффузии электронов, $R(n, p)$ — темп рекомбинации. Проинтегрировав уравнение (7) по y , получаем

$$n = \left\{ n(0) + \frac{1}{D_n} \int_0^y dy' e^{-\frac{e\phi(y')}{k_B T}} \times \int_0^{y'} dy'' [R(n, p) - G(y'')] \right\} e^{\frac{e\phi(y)}{k_B T}}. \quad (8)$$

Здесь второе слагаемое в фигурных скобках представляет собой отклонение от квазиравновесного распределения. Если оценить его, используя квазиравновесное распределение n и p , то оказывается, что относительный вклад отклонения от квазиравновесия увеличивается с ростом y и вблизи тыловой границы буферного слоя он равен

$$\frac{\delta n}{n} \approx \frac{I_0 l_D}{h\nu n(0) D_n d} \exp(eV_B/k_B T), \quad (9)$$

где $V_B = (V_0 - V)$ — высота барьера при освещении, V — фотоиндуцированная разность потенциалов, которая может быть оценена по формуле (5). Оценка (9) получена для случая, когда поверхностная рекомбинация отсутствует. Как видно, при увеличении $eV_0/k_B T$ отклонение от квазиравновесия растет экспоненциально, причем результатом нарушения квазиравновесия является значительно более медленное уменьшение концентрации n с ростом y . Количественно это показано на рис. 8, где представлены результаты численного расчета $n(y)$ и $p(y)$, полученные без использования предположения о

квазиравновесии для таких условий, когда квазиравновесие нарушается.

Таким образом, рассмотренная в настоящей работе модель справедлива при достаточно высоких температурах и низких интенсивностях света, когда $\delta n/n \ll 1$. Причем, чем меньше интенсивность света, тем при более низких температурах нарушается квазиравновесие. Так, оценка (9), вычисленная с учетом того что фотонапряжение V зависит от I_0 , показывает, что при $I_0 = 10^{-1} \text{ Вт/см}^2$ квазиравновесие нарушается при $T \approx 195 \text{ К}$, а если $I_0 = 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$, то квазиравновесие нарушается при $T \approx 130 \text{ К}$ (в этих расчетах было положено $N_A = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $d = 0.8 \text{ мкм}$). Сделанный вывод можно обобщить, учитывая поверхностную рекомбинацию. При этом получаются более громоздкие формулы, но качественные результаты сохраняются.

Теперь рассмотрим, как нарушение квазиравновесия влияет на латеральный перенос. Как видно из рис. 8, вследствие нарушения квазиравновесия концентрация электронов сильно увеличивается вблизи тыловой поверхности буферного слоя по сравнению с квазиравновесным распределением. Аналогично концентрация дырок возрастает вблизи фронтальной поверхности буфера. В результате сильно увеличивается темп рекомбинации вблизи обеих границ буферного слоя, что приводит к ограничению латерального переноса. Более детальное исследование латерального переноса в таких условиях будет проведено в отдельной работе.

5. Таким образом, в настоящей работе предложен механизм латерального переноса фотоиндуцированных носителей заряда в гетероструктурах с 2МЭГ и разработана модель этого эффекта, справедливая при достаточно высоких температурах и низких интенсивностях света, которые близки к условиям, при которых латеральный

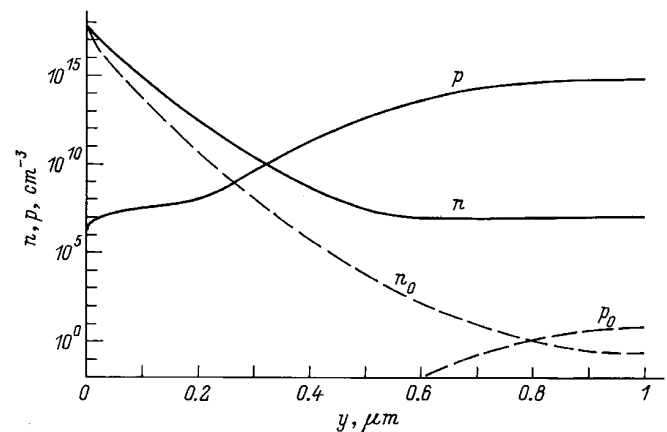


Рис. 8. Распределение концентрации электронов n и дырок p поперек буферного слоя при однородном освещении, полученное путем совместного решения уравнений переноса носителей и уравнения Пуассона без использования предположения о квазиравновесии. $I_0 = 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$, $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T = 200 \text{ К}$. Штриховые линии — распределение равновесных концентраций n_0 и p_0 .

перенос наблюдается экспериментально. При более низких температурах эффект латерального переноса усиливается, но для того чтобы описать его количественно при приемлемых для эксперимента интенсивностях света, требуется более сложный расчет.

По своей природе рассматриваемый эффект близок к явлению замороженной фотопроводимости [9], особенно к экспериментам С.М.Рывкина и Д.В.Тархина [10]. Латеральный перенос неравновесных носителей заряда в приповерхностных слоях полупроводников известен с 70-х годов [11]. В работе [12] он исследовался в связи с выяснением предельно достижимого пространственного контраста фотоиндуцированного травления полупроводников. В [13] эффект латерального переноса привлекался для объяснения особенностей спектров фотопроводимости гетеропереходов Si/GaAs.

Экспериментально эффект латерального переноса в селективно-легированных гетероструктурах может быть исследован путем измерений отклика фотоотражения (как в работах [7,14]) с пространственным разделением возбуждающего и зондирующего лучей или по фотолюминесценции, также измеряемой локально со сдвигом относительно возбуждающего луча [14]. При этом отклик фотоотражения определяется в основном электрическим полем в буферном слое, т.е. неравновесным зарядом как свободных носителей, так и локализованных на поверхностных состояниях, а фотолюминесценция позволяет проследить за неравновесной концентрацией свободных носителей заряда. Перспективы использования рассматриваемого эффекта для целей бесконтактной диагностики транзисторных структур (типа НЕМТ) требуют дополнительных исследований зависимости длины переноса от проводимости 2МЭГ.

Настоящая работа выполнена при поддержке Министерства науки России по программе "Физика твердотельных наноструктур" (проект № 1-037), Международного научного фонда (грант RL-7300) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-18476а).

Список литературы

- [1] G.D. Gillard, D.J. Woklford, T.F. Kuech, J.A. Bradley. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 216 (1991).
- [2] G.D. Gillard, D.J. Wolford, T.F. Kuech, et al. *J. Appl. Phys.*, **73**, 8386 (1993).
- [3] Z.W. Wang, J. Windscheif, D.J. As, W. Jantz. *J. Appl. Phys.*, **73**, 1430 (1993).
- [4] Q.X. Zhao, B. Monemar, P.O. Holtz, et al. *Phys. Rev. B*, **50**, 7514 (1994).
- [5] И.А. Авруцкий, О.П. Осауленко, В.Г. Плотченко, Ю.Н. Пырков. *ФТП*, **26**, 1907 (1992).
- [6] J.S. Massa, G.S. Buller, A.C. Wölker, et al. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 1346 (1995).
- [7] M. Sydor, J. R. Engholm, M.O. Manasreh, et al. *Phys. Rev. B*, **45**, 13 796 (1992).
- [8] J.S. Blakemore. *J. Appl. Phys.*, **53**, R123 (1982).
- [9] М.К. Шейнкман, А.Я. Шик. *ФТП*, **10**, 209 (1976).
- [10] С.М. Рывкин, Д.В. Тархин. *ФТП*, **7**, 1447 (1973).
- [11] J.E. Carnes, W.F. Kosonocky, E.F. Ramberg. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-19**, 798 (1972).
- [12] Л.В. Беляков, Д.Н. Горячев, С.М. Рывкин, О.М. Сресели, Р.А. Сурис. *ФТП*, **13**, 2173 (1979).
- [13] А.Г. Денисов, Г.С. Дорджин, Ю.Г. Садофьев, Л.В. Шаронова, А.Я. Шик, Ю.В. Шмарцев. *ФТП*, **16**, 2152 (1982).
- [14] O.A. Ryabushkin, V.A. Sablikov, V.G. Mokerov, Yu.V. Fyodorov. *Abstracts of Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology-95"* (St.Petersturg, Russia, 1995) p. 52.

Редактор Т.А. Полянская

Lateral transfer of light-induced charge carriers in heterostructure with 2D electron gas

V.A. Sablikov, S.V. Polyakov[†], O.A. Ryabushkin

Institute of Radio Engineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
141120 Fryazino, Russia

[†]Institute for Mathematical Modelling,
Russian Academy of Sciences,
125047 Moscow, Russia

Abstract We have shown that nonequilibrium charge carriers, being generated by local optical excitation, are transferred across the heterostructure plane to an extremely large distance which significantly exceeds the carrier diffusion length in the semiconductor bulk. This effect is caused by the fact that the light-induced electrons and holes are separated by the built-in electric field of the heterojunction to opposite edges of the buffer layer, where they travel along the parallel planes until recombine. The lateral extension distance is very large due to (i) the high conductivity of 2D electron gas, (ii) the barrier which prevents the electron-hole recombination, (iii) the hole drift in lateral electric field induced by nonequilibrium carriers.

E-mail: vas199@ire216.msk.su