

МЕХАНИЗМ ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ВОЛНОВОДНЫХ $P-I-N$ -СТРУКТУРАХ ПРИ ЭЛЕКТРОПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА

Д. М. Бутусов, Н. А. Кудряшов, С. С. Кучеренко, Б. С. Рывкин

Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия
(Получена 5.05.1992. Принята к печати 29.06.1992)

Исследуется механизм оптической нелинейности в волноводной $P-I-N$ -гетероструктуре на основе GaAs/GaAlAs, обусловленный перераспределением электрического поля в I -слое при электропоглощении. Характер нелинейности определяется типом моды вводимого излучения. Использование предложенного механизма в элементах типа SEED позволит существенно повысить их быстродействие.

В последнее время в связи с проблемой создания элементной базы оптических процессоров интенсивно исследуются механизмы оптической нелинейности в полупроводниковых элементах. Полупроводниковые оптоэлектронные элементы с собственным электрооптическим эффектом, так называемые SEED (Self Electrooptic Effect Devices), работающие на основе эффекта электропоглощения, являются одним из наиболее перспективных для создания матриц элементов оптической обработки информации. В ряде работ [1-3] были представлены результаты исследования нелинейных оптоэлектронных элементов на основе волноводных $P-I-N$ -гетероструктур GaAs/GaAlAs. Принцип действия этих элементов заключается в следующем. Полупроводниковая структура, в которой за счет поглощения излучения, проходящего через волноводный I -слой, генерируется фототок, включается в цепь вместе с внешним элементом. Протекание тока через внешний элемент вызывает существенное падение напряжения на нем и соответственно приводит к уменьшению электрического поля в I -слое. При энергии фотонов внешнего излучения $\hbar\omega$ незначительно меньшей ширины запрещенной зоны E_g активного I -слоя, за счет эффекта электропоглощения (Келдыша—Франца) уменьшение электрического поля вызывает соответствующее уменьшение коэффициента электропоглощения, а следовательно, и генерируемого фототока. Таким образом, возникает сильная обратная связь в цепи, что приводит к нелинейному росту прошедшего излучения с ростом мощности вводимого. В работе [4] теоретически было показано, что для тех же волноводных $P-I-N$ -гетероструктур GaAs/GaAlAs при определенных условиях весьма значительной может быть и дисперсионная электрооптическая нелинейность. Ряд особенностей имеет эффект электропоглощения в спектральной области $\hbar\omega > E_g$. Как показано в [5], при этом с ростом электрического поля происходит уменьшение коэффициента поглощения, что приводит к образованию N -образной вольт-амперной характеристики (ВАХ) для фототока. На основе этого эффекта в [6] предложен принцип реализации волноводной связи между отдельными переключающими элементами SEED, располагающимися в виде двумерной матрицы (S-SEED). Быстродействие рассмотренных SEED определяется постоянной времени τ_{RC} , где C — емкость активного элемента. Существенно более быстродействующий механизм оптической нелинейности в $P-I-N$ -гетероструктурах при электропоглощении света предложен в [7]. Особенностью рассмотренной в [7] структуры

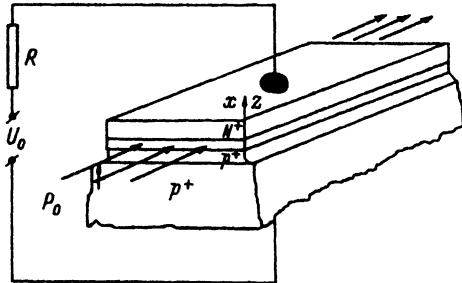


Рис. 1. Схема включения SEED в волноводном режиме засветки.

являлось наличие в I -слое как поглощающей, так и непоглощающей («внешней») областей. При этом использовался неволноводный режим засветки — излучение распространялось перпендикулярно плоскости слоев. Обратная связь в структуре возникала за счет перераспределения напряженности электрического поля в различных областях I -слоя вследствие протекания тока, вызванного фотогенерацией носителей в поглощающей области, что приводило к сильной оптической нелинейности и бистабильности. В рассмотренном механизме оптической нелинейности время переключения между состояниями с различной поглощательной способностью определяется временем пролета носителей тока через область объемного заряда структуры (I -слой).

В данной работе предлагается механизм оптической нелинейности в SEED на основе волноводной гетероструктуры GaAs/GaAlAs (рис. 1), обусловленный перераспределением электрического поля в активном поглощающем I -слое при электропоглощении. Возможность реализации рассматриваемого в данной работе механизма была показана в [8]. Она следует из следующих соображений. В SEED, подключенном к источнику постоянного напряжения и освещаемом излучением с $\hbar\omega \ll E_g$, за счет эффекта электропоглощения рождаются электронно-дырочные пары, которые будут экранировать электрическое поле в центре I -слоя и усилить его по краям. В результате через зависимость коэффициента электропоглощения α от локального значения электрического поля изменяются условия прохождения света через активный I -слой, так что дальнейшее увеличение мощности вводимого излучения может привести к увеличению либо уменьшению пропускания структуры. Время срабатывания рассматриваемого механизма, так же как и механизма, рассмотренного в [7], ограничивается временем пролета носителей тока через область объемного заряда структуры (I -слой).

Количественный анализ фотоэлектрических процессов в рассматриваемом SEED проведем на основе дрейфово-диффузионной модели, описывающей распределение носителей заряда и напряженности поля в поперечном (по отношению к направлению распространения излучения) направлении (в выбранной системе координат ось x) с учетом затухания излучения в продольном направлении (ось z). Поскольку потокам концентрации носителей в направлении оси z можно пренебречь (напряжение не зависит от z), задачу в двумерной геометрии можно свести к последовательности решения одномерных задач с пространственной координатой x , считая вторую координату z параметром. Алгоритм решения такой задачи следующий. I -область разбивается в направлении z на k оптически тонких слоев: $\bar{\alpha}_k L_k \ll 1$, $\bar{\alpha}_k$ — эффективный коэффициент поглощения в k -слое, L_k — длина слоя в направлении z . В каждом слое решается задача в дрейфово-диффузионном приближении при мощности излучения в слое

$$P_k = P_0 \exp \left(- \sum_{j=0}^k \bar{\alpha}_j L_j \right), \quad (1)$$

где P_0 — мощность входного излучения (при $z = 0$).

Система уравнений, описывающая фотоэлектрические процессы в оптически тонком слое волноводной I -области структуры, имеет следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} dj_n/dx &= G - R, \\ dj_p/dx &= G - R, \\ dE/dx &= (e/\epsilon\epsilon_0) (p - n + N_0) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Скорость фотогенерации в случае поглощения излучения за счет эффекта Келдыша—Франца описывается выражением вида

$$G(x, E) = (P/\hbar\omega) \alpha(E) \varepsilon^2(x). \quad (3)$$

Здесь P — мощность излучения в слое, $\varepsilon(x)$ — распределение напряженности световой волны в волноводном I -слое, нормированное следующим образом:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon^2(x) dx = d,$$

где d — толщина I -слоя в направлении x .

Коэффициент электропоглощения $\alpha(E)$ аппроксимируется зависимостью вида [9]

$$\alpha(E) = bE \exp(-E^*/E),$$

где b , E^* — константы, зависящие от параметров материала и энергии фотонов. Для GaAs при $E_g - \hbar\omega = 50$ мэВ, $b = 4.4 \cdot 10^{-3} \text{ В}^{-1}$, $E^* = 3 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ [10].

Решение системы уравнений (2), (3) с граничными условиями на переходах $P-I$ и $I-N$ будем искать в виде

$$n = n_0 + n', \quad p = p_0 + p', \quad E = E_0 + E', \quad (4)$$

где функции с индексом 0 являются решением той же граничной задачи, но без фотогенерации (3), а функции со штрихами есть неравновесные возмущения, связанные с фотогенерацией. Для последних имеем следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} dj_n'/dx &= G, \\ dj_p'/dx &= G, \\ dE'/dx &= (e/\epsilon\epsilon_0) (p' - n'). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

При получении (5) было сделано предположение о несущественности влияния рекомбинации на фотогенерированные носители. Поскольку рассматриваются процессы в слабо легированной области ($N_0 \ll 10^{15} \text{ см}^{-3}$) при обратных приложенных смещениях, справедливость данного предположения не вызывает сомнений. Сделаем еще одно предположение, связанное с характером механизмов переноса носителей. Так как исследуемая область характеризуется наличием сильного электрического поля (как встроенного, диффузионного, так и внешнего), характерное значение которого превышает 10^4 В/см , определяющую роль в переносе носителей заряда играет дрейфовый механизм, причем дрейфовые скорости выходят на насыщение. Таким образом,

$$j_n' = -v_n n', \quad j_p' = v_p p',$$

где v_n , v_p — предельные дрейфовые скорости электронов и дырок соответственно. Наличие сильного электрического поля в I -слое приводит к выносу фотовозбужденных дырок из области перехода $N-I$ в направлении поля (в сторону P -слоя), поэтому условие на этой границе имеет вид

$$p'(0) = 0. \quad (6)$$

Аналогично, на границе $I-P$ при $x = d$ имеем

$$n'(d) = 0. \quad (7)$$

Полное падение напряжения в I -слое равно

$$\int_0^d E(x) dx = U_0 + U_d, \quad (8)$$

где U — приложенное напряжение (падением напряжения в высоколегированных N - и P -областях можно пренебречь), U_d — встроенный диффузионный потенциал. Из (4), (8) получим условие на индуцированное возмущение напряженности электрического поля:

$$\int_0^d E'(x) dx = 0. \quad (9)$$

Краевая задача (5)–(7), (9) сводится к одному нелинейному дифференциальному уравнению второго порядка

$$d^2 E'/dx^2 = (-e/\epsilon\epsilon_0) (1/v_n - 1/v_p) G(x, E_0 + E') \quad (10)$$

с граничными условиями (9) и (11)

$$-v_n dE'/dx |_{x=0} = v_p dE'/dx |_{x=d} \quad (11)$$

Решение краевой задачи (9)–(11) проводилось конечно-разностным методом. Возникающая при этом система нелинейных алгебраических уравнений решалась итерационным методом Ньютона с последующим применением метода прогонки для сложных систем.

При расчетах были выбраны следующие значения параметров структуры, соответствующие экспериментально реализуемым параметрам SEED: концентрация примесей в широкозонных областях $\text{Ca}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ равнялась $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, концентрация доноров в узкозонной I -области $N_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Равновесная напряженность электрического поля в I -слое задавалась в виде

$$E_0(x) = 2(U_0 + U_d)/w(1 - x/w),$$

где $U_d = 1.3 \text{ В}$, $w = w_0(1 + U_0/U_d)^{1/2}$, $w_0 = 1.3 \text{ мкм}$.

На рис. 2, а, б приведены распределения напряженности электрического поля при различных уровнях мощности вводимого излучения P_0 . Из рис. 2 следует, что в результате перераспределения фотогенерированных неравновесных носителей в центральной части I -слоя поле экранируется и соответственно возрастает на границе слоя. С ростом вводимой мощности экранировка поля усиливается. При этом для моды TE_1 поле перераспределяется сильнее. Данный эффект объясняется особенностью пространственного распределения мод TE_0 и TE_1 , что показывают приведенные на рис. 3 графики пространственной зависимости функции $\alpha(E)\epsilon^2(x)$, определяющей эффективность генерации $G(x, E)$ (3).

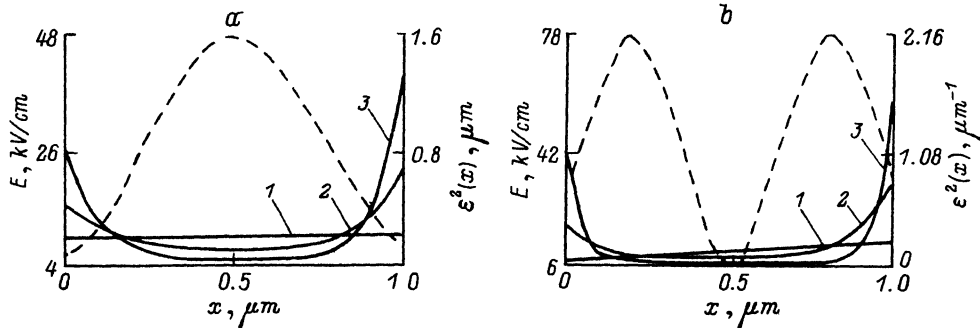


Рис. 2. Распределение интенсивности волновых мод $\epsilon^2(x)$ (штриховые линии) и напряженности электрического поля $E(x)$ до фотогенерации (1) и при вводе в волновод излучения (2, 3). а — мода TE_0 , б — мода TE_1 . P_0 , Вт/см²; 2 — $2.3 \cdot 10^4$, 3 — $2.3 \cdot 10^5$.

Видно, что эффективность генерации с увеличением вводимой мощности для моды TE_1 в центре слоя падает, незначительно возрастая на краях, где в силу роста поля E увеличивается коэффициент поглощения $\alpha(E)$. Таким образом, эффективность генерации в целом по слою и связанная с ней поглощенная

мощность $P_n/P_0 \sim \int_0^d (\alpha_0 - \alpha(E)) \epsilon^2(x) dx$ падают (на максимум распределения

интенсивности волноводного излучения приходится минимум распределения коэффициента поглощения, и с ростом P перекрытие этих распределений уменьшается).

Поскольку распределение поля $E(x)$ определяется поглощенной в I -слое мощностью излучения P_A , которая через зависимость коэффициента поглощения α от E зависит от распределения поля $E(x)$, в рассмотренной структуре образуется внутренняя обратная связь, обуславливающая нелинейность оптических характеристик. Для моды TE_1 максимумы интенсивности волноводного излучения находятся ближе к краям I -слоя, куда вытесняется за счет экранировки из центральной области электрическое поле, поэтому перекрытие распределений функций $\epsilon^2(x)$ и $\alpha(E)$ с ростом P_0 возрастает, и возрастает также поглощенная мощность P_A/P_0 . Однако, начиная с некоторого $P_0 = P^*$, происходит столь сильная экранировка электрического поля, что электропоглощение становится существенным только в узких областях у краев I -слоя, где интенсивность моды TE_1 мала (рис. 2, б). В этом случае ситуация становится аналогичной случаю моды TE_0 — с ростом P_0 поглощенная мощность P_A/P_0 уменьшается. Сказанное справедливо для всех оптически тонких слоев структуры при учете, что мощность излучения в каждом последующем $(k+1)$ -слое уменьшается в соответствии с (1).

На рис. 4 приведены результаты расчетов пропускания $T = (P_0 - P_A)/P_0$ при различных приложенных напряжениях для структуры длиной $L = 100$ мкм. Как и следовало ожидать, для оптически толстой структуры наблюдаются обнаруженные для случая оптически тонких слоев эффекты. Так, для моды TE_0 с ростом вводимой мощности коэффициент пропускания растет, причем нелинейность данной характеристики усиливается с ростом приложенного напряжения (кривые 1 и 3). Величина пропускания при этом уменьшается. Для моды TE_1 при $U_0 = -1$ В пропускание падает с ростом P_0 (кривая 2), при $U_0 = -20$ В пропускание падает до $P_0 \sim 10^5$ Вт/см, а затем начинает расти (кривая 4). По сравнению с ранее рассматривавшимися механизмами оптической нелинейности в SEED, в которых также наблюдался нелинейный рост пропускания, предложенный в данной работе механизм дает возможность получать как насыщение поглощения для моды TE_0 , так и фотоиндуцированное затемнение (рост погло-

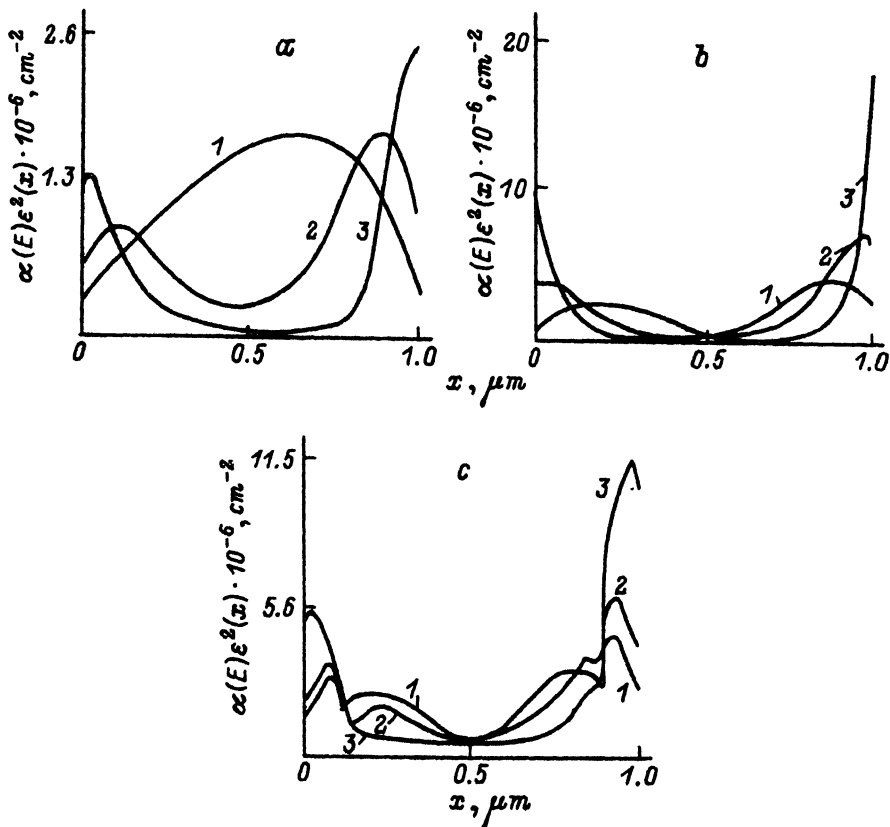


Рис. 3. Распределение величины $\alpha(E) \epsilon^2(x)$. Засветка: а — мода TE_0 ; б — мода TE_1 ; с — мода TE_1 , неоднородный I -слой. P_0 , Вт/см²; 1 — $2.3 \cdot 10^4$, 2 — $2.3 \cdot 10^5$, 3 — $2.3 \cdot 10^6$.

пательной способности структуры) для моды TE_1 . Последний эффект представляет особый интерес в связи с возможностью получения бистабильности [10]. Однако, как следует из представленных результатов, образующейся в структуре внутренней обратной связи недостаточно для получения необходимых для бистабильности резких нелинейных характеристик. Одной из причин такой низкой эффективности внутренней обратной связи является отмечающаяся особенность распределений моды TE_1 и напряженности электрического поля, которые имеют достаточно сильное перекрытие, что приводит, в частности, к изменению характера зависимости $T(P_0)$ при $P > P^*$. Для того чтобы повысить эффективность внутренней обратной связи, можно использовать неоднородный I -слой, который имеет высокую поглощательную способность в области максимумов распределения интенсивности светового поля моды TE и соответственно низкую поглощательную способность в области ее минимума. На практике такая структура образуется, если концентрацию примеси в центре I -слоя сделать более высокой, чем на его краях. Это приведет к меньшему дефициту энергии $E_g - \hbar\omega$ на краях слоя и соответственно к большей поглощательной способности, чем в центре слоя.

На рис. 3, с представлены результаты расчета эффективности перекрытия распределений $\alpha(E)$ и $\epsilon^2(x)$ для структуры, у которой на краях I -слоя образованы слои шириной 0.1 мкм, для которых $E_g - \hbar\omega = 50$ мэВ, а в центральной части слоя $E_g - \hbar\omega = 100$ мэВ. Сравнение с рис. 3, б показывает, что действительно в случае неоднородного I -слоя эффективность поглощения возрастает. Это же

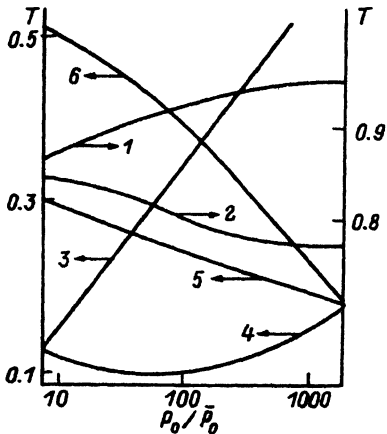


Рис. 4. Зависимость пропускания T от мощности излучения P_0/\bar{P}_0 , $\bar{P}_0 = 2.3 \cdot 10^3$ Вт/см². 1, 3 — TE_0 -мода; 2, 4 — TE_1 -мода; 5 — TE_1 -мода, неоднородный I -слой; 6 — TE_1 -мода с максимальным распределением интенсивности на границах I -слоя. $U_0, B: 1, 2 - (-1); 3-5 - (-20); 6 - (-5)$.

следует и из сравнения кривых 4 и 5 рис. 4. Еще большего эффекта можно достичь, если подобрать параметры $P-I-N$ -структуры таким образом, чтобы для сформированного ею волновода максимумы интенсивности моды TE_1 приходились на границы I -слоя с широкозонными слоями. Как следует из расчетов пропускания для такого распределения моды TE_1 , нелинейность функции $T(P_0)$ имеет резкий характер (рис. 4, кривая б).

Характерное время срабатывания рассмотренного механизма, определяемое временем пролета носителей через область объемного заряда структуры (I -слой), при использованных значениях параметров составляет $\tau = d/v_n \sim 10$ пс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Н. Fouckhardt, К. J. Ebeling, Optics laser technology, 18, 203 (1986).
- [2] Н. Fouckhardt, К. J. Ebeling, Appl. Phys. B, 45, 163 (1988).
- [3] Е. А. Аврутин, Д. М. Бутусов, Г. Г. Гоцадзе, В. Р. Ларионов, М. И. Неменов, Б. С. Рывкин. ФТП, 21, 900 (1987).
- [4] И. Н. Долманов, В. И. Толстихин. ФТП, 23, 1997 (1989).
- [5] Д. М. Бутусов, Г. Г. Гоцадзе, Б. С. Рывкин. ФТП, 23, 1601 (1989).
- [6] D. M. Butusov, G. G. Gotsadze, V. R. Lariouov, B. S. Ryvkin. Phys. St. Sol. (b), 150, 599 (1988).
- [7] Д. М. Бутусов, Г. Г. Гоцадзе, Б. С. Рывкин, Р. А. Сурис. ФТП, 24, 1062 (1990).
- [8] Н. А. Кудряшов, С. С. Кучеренко, Б. С. Рывкин. В кн.: Тр. XIV Междунар. конф. по когерентной и нелинейной оптике, т. 3, 129. Л. (1991).
- [9] Е. Джонсон. В кн.: Оптические свойства полупроводников, 166. М. (1970).
- [10] R. H. Kingston, F. J. Leonberger. IEEE J. Quant. Electron., 19, 1443 (1983).

Редактор Л. В. Шаронова