

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ВОЛНОВОДНОЙ $P-i-N$ ДГС ПРИ ЭФФЕКТЕ ФРАНЦА—КЕЛДЫША

Толстихин В. И., Долманов И. Н.

Теоретически исследованы нелинейные электрооптические явления в волноводной ДГС $P^+-AlGaAs/n^-GaAs/N^+-AlGaAs$, возникающие при эффекте Франца—Келдыша. Показано, что наряду с исследовавшейся ранее абсорбционной электрооптической нелинейностью в рассматриваемых условиях весьма значительной может быть и дисперсионная электрооптическая нелинейность. Построена модель нелинейного фотоотклика в $P-i-N$ ДГС и проведен расчет обусловленных эффектом Франца—Келдыша фотоиндуцированных добавок к постоянным затухания и распространения волноводных мод. Найденны мощностные передаточные характеристики волноводного резонатора Фабри—Перо на основе $P-i-N$ ДГС и проанализированы условия, при которых они могут быть бистабильными.

В целях развития средств обработки информации методами интегральной оптоэлектроники необходимо создание различного рода нелинейных волноводных элементов, осуществляющих формирование и усиление цифровых оптических сигналов, а также логические операции над ними. Наиболее эффективные механизмы оптической нелинейности (ОН) прямозонных полупроводников на основе твердых растворов $AlGaAs$ и $InGaAsP$, составляющих основу оптоэлектронных схем [1-3], являются электронными (решеточные механизмы ОН слишком инерционны [4]) и связаны с насыщением поглощения вблизи края фундаментальной полосы [5, 6]. В частности, при наличии электрического поля поглощение излучения с энергией квантов $\hbar\omega$, меньшей ширины запрещенной зоны ϵ_g , но близкой к ней, обусловлено туннелированием в поле, т. е. эффектом Франца—Келдыша (ЭФК). В этих условиях (при несущественности экситонных эффектов) насыщение поглощения достигается либо за счет экранировки поля фотоносителями (в режиме фотоэда), либо за счет уменьшения поля вследствие перераспределения падения напряжения между фотоактивным и пассивным элементами электрической цепи (в режиме фототока) [5, 7]. Насыщение межзонного поглощения при ЭФК наблюдалось экспериментально в $GaAs$ $nipi$ -структурах [8] и диодах Шоттки [9, 10], а также в $P-i-N$ -диодах на основе двойных гетероструктур (ДГС) $P-AlGaAs/i-GaAs/N-AlGaAs$ [10-13]. В последнем случае нелинейный волноводный элемент имеет практически ту же структуру, что и возбуждающий его источник излучения — инжекционный лазер или светодиод, и, таким образом, является наиболее перспективным для целей монолитной интеграции [12, 13]. Цель настоящей работы — теоретическое исследование обусловленной ЭФК электрооптической нелинейности в волноводной ДГС $P^+-AlGaAs/n^-GaAs/N^+-AlGaAs$ и анализ возможности ее использования для получения волноводной оптической бистабильности (ОБ). При этом особое внимание уделяется не рассматривавшейся ранее дисперсионной электрооптической нелинейности (наряду с абсорбционной, исследовавшейся в [5, 8-13]), что связано со следующими обстоятельствами. Во-первых, дисперсия краевого поглощения в электрическом поле приводит к сильной полевой зависимости индекса рефракции (ИР) прямозонного $GaAs$ [14, 15]. Ясно, что в этих условиях фотоиндуцированное изменение электрического поля может быть причиной значительной дисперсионной ОН. Во-вторых, для получения ОБ

в системе с насыщающимся поглощением необходимо использовать какое-либо внешнее устройство положительной обратной связи, например резонатор Фабри—Перо (РФП) [16]. Величина же фототоклика и коэффициент пропускания такого резонаторного элемента весьма чувствительны к изменениям ИР [4, 5].

Схематический разрез и зонная диаграмма рассматриваемой ДГС, а также распределение решеточного ИР изображены на рис. 1. Предполагается, что через нагрузочное сопротивление R она подключена к источнику постоянного отрицательного напряжения $V_0 < 0$, так что при фотогенерации, локализованной в узкозонной активной области (АО) $0 < |x| < d/2$, в образующейся электрической цепи может протекать ток. Для заданной несущей частоты он

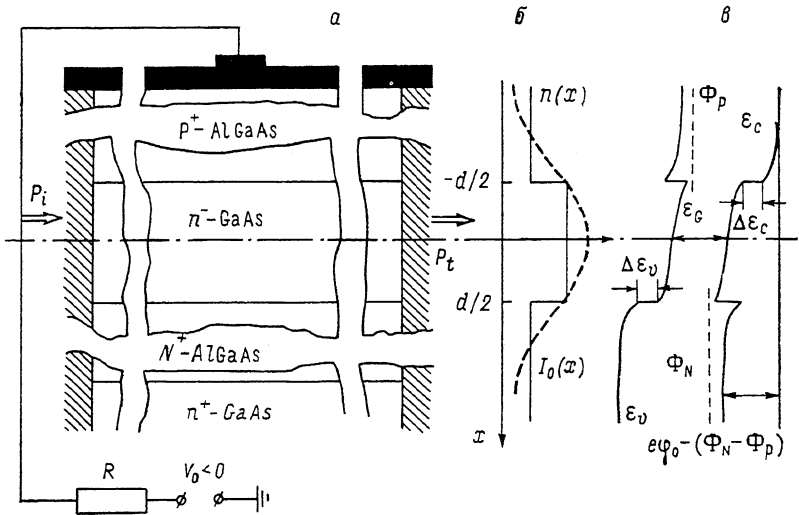


Рис. 1. Волноводная ДГС $P^+-Al_xGa_{1-x}As/n^-GaAs/N^+-Al_xGa_{1-x}As$ на n^+-GaAs -подложке. а — продольный (вдоль оси волновода) вертикальный разрез и схема включения; б — распределение возмущенных ИР (сплошные линии) и интенсивности TE_0 -моды (штриховые); в — зонная диаграмма.

тического сигнала ω вдоль оси плоского волновода z может распространяться лишь определенное количество локализованных мод вида

$$A_j(x) \exp\left(-\frac{1}{2} \alpha_j z + i \beta_j z\right), \quad \lim_{|x| \rightarrow \infty} A_j(x) = 0, \quad (1)$$

где $A_j(x)$ — распределение векторного потенциала поперек волновода для j -й моды, α_j и β_j — ее постоянные затухания и распространения, представляющие собой действительные функции ω . В дальнейшем мы будем считать, что моды являются высокочастотными, т. е. $\alpha_j \ll \beta_j$, а их структура и закон дисперсии, т. е. зависимости $A_j(x)$ и $\beta_j(\omega)$, определяются решеточным ИР $n_0(x)$ и не изменяются при фотогенерации. Подобные допущения, известные как диэлектрическое приближение в теории активных оптических волноводов [17] и в рассматриваемых условиях выполняющиеся с большой точностью, позволяют вычислить модовые постоянные затухания и распространения по обычным формулам теории возмущений

$$\alpha_j = \alpha_{0j} + \delta \alpha_{Fj}, \quad \delta \alpha_{Fj} = \frac{\omega}{c^2 \beta_{0j}} \int_{-\infty}^{\infty} dx |A_j|^2 n_0 \delta \alpha_F \left/ \int_{-\infty}^{\infty} dx |A_j|^2 \right., \quad (2)$$

$$\beta_j = \beta_{0j} + \delta \beta_{Fj}, \quad \delta \beta_{Fj} = \frac{\omega^2}{c^2 \beta_{0j}} \int_{-\infty}^{\infty} dx |A_j|^2 n_0 \delta n_F \left/ \int_{-\infty}^{\infty} dx |A_j|^2 \right. \quad (3)$$

Здесь α_{0j} и β_{0j} — не зависящие от электрического поля и уровня фотогенерации постоянные, $\delta\alpha_F$ и δn_F — обусловленные полем локальные добавки к коэффициенту поглощения и ИР. Так как энергия квантов $\hbar\omega$ предполагается несколько меньшей ε_G , то в пренебрежении несущественными при слабом легировании АО хвостами плотностей состояний в запрещенной зоне можно считать, что величина $\delta\alpha_F$ ($\omega < \varepsilon_G/\hbar$) равна нулю в отсутствие поля. При его наличии для определения не однородных по АО величин $\delta\alpha_F$ и δn_F воспользуемся локально-однородным приближением, в рамках которого электрическое поле в данной точке x с напряженностью $F(x)$ порождает те же значения $\delta\alpha_F$ и δn_F , что и равное по напряженности однородное электрическое поле в однородном полупроводнике (критерий применимости в случае $P-i-N$ ДГС см. в [7]). Тогда величины $\delta\alpha_F$ и δn_F зависят только от ω и локального значения F и определяются соотношениями [18]

$$\delta\alpha_F(\omega, F) = \alpha_{cv}(\omega, F) - \alpha_{cv}(\omega, 0), \quad (4)$$

$$\delta n_F(\omega, F) = \frac{c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\delta\alpha_F(\omega', F)}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega',$$

$$\alpha_{cv}(\omega, |F) = \alpha_{cv}^* \frac{\varepsilon_G}{\hbar\omega} \sum_{i=h, l} \left(\frac{2\mu_i}{m_c} \right)^{1/2} \frac{1}{\eta_i} \left[\left| \frac{d \text{Ai}(\nu_i)}{d\nu_i} \right|^2 - \nu_i \text{Ai}^2(\nu_i) \right],$$

в которых α_{cv}^* — характерная постоянная межзонного поглощения, зависящая от параметров материала и составляющая $\sim 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ для GaAs; суммирование проводится по подзонам тяжелых (h) и легких (l) дырок; m_c и μ_i — эффективная масса в зоне проводимости и приведенная масса электрон-дырочной пары; $\eta_i = \varepsilon_G / (\hbar^2 e^2 F^2 / 2\mu_i)^{1/2}$; e — заряд электрона; $\nu_i = \eta_i (\varepsilon_G - \hbar\omega) / \varepsilon_G$; $\text{Ai}(\nu)$ — функция Эйри.

Результирующее электрическое поле в ДГС является самосогласованным и должно определяться из совместного решения уравнений Пуассона и уравнений непрерывности для неравновесных носителей [19]. Здесь эта система уравнений рассматривается при следующих допущениях: 1) поверхностные центры захвата и рекомбинации на гетеропереходах отсутствуют; 2) из всех возможных механизмов объемной рекомбинации в АО существует лишь излучательный; 3) электроны и дырки не вырождены по всей ДГС; 4) концентрации неосновных носителей в широкозонных P^+ - и N^+ -контактных слоях малы по сравнению с концентрацией основных носителей; 5) сами же эти слои электронейтральны, за исключением прилегающих к гетеропереходам областей пространственного заряда, которые полностью обеднены основными носителями; 6) перенос носителей через гетеропереходы и области пространственного заряда осуществляется в режиме термоэмиссии. Заметим, что п. п. 1—3, 5, 6 не могут вызывать особых возражений, так как являются, скорее, типичными для исследуемых ДГС (см., например, [20]). Что же касается п. 4, который эквивалентен условию постоянства квазиуровней Ферми для электронов Φ_c и дырок Φ_v по АО и прилегающим областям пространственного заряда [19, 20], то он ограничивает фотоиндуцируемое прямое смещение ДГС $V = (\Phi_c|_{x=\infty} - \Phi_v|_{x=-\infty})/e > 0$ значениями, не слишком близкими к контактной разности потенциалов $\varphi_c = (T/e) \times \ln(N_A N_D / N_i^2)$ (T — температура; N_i , N_A и N_D — собственная концентрация и концентрации легирующих примесей в широкозонных слоях). В итоге задача сводится к решению единственно уравнения Пуассона в АО для потенциала самосогласованного поля $\varphi = - \int dx F(x)$. Отсчитывая его от точки электронейтральности, концентрации электронов N_0 и дырок P_0 в которой определяются соотношениями

$$\begin{aligned} N_0 &= \frac{1}{2} N_{DA} \left[\sqrt{1 + \frac{4N_{iA}^2}{N_{DA}^2} \exp\left(\frac{eV}{T}\right)} + 1 \right], \\ P_0 &= \frac{1}{2} N_{DA} \left[\sqrt{1 + \frac{4N_{iA}^2}{N_{DA}^2} \exp\left(\frac{eV}{T}\right)} - 1 \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где N_{iA} и N_{DA} — собственная концентрация и концентрация донорных примесей в АО, соответствующую граничную задачу записываем в виде

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\kappa_A} \left[N_0 \exp\left(\frac{e\varphi}{T}\right) - P_0 \exp\left(-\frac{e\varphi}{T}\right) - N_{DA} \right],$$

$$x = -\frac{d}{2} : \varphi = \frac{T}{e} \left[\ln \frac{P_0}{N_A} - \frac{\Delta\varepsilon_v}{T} + \frac{1}{2} \left(\frac{\kappa_P}{\kappa_A} l_{SP} \frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \right],$$

$$x = \frac{d}{2} : \varphi = -\frac{T}{e} \left[\ln \frac{N_0}{N_D} - \frac{\Delta\varepsilon_c}{T} + \frac{1}{2} \left(\frac{\kappa_N}{\kappa_A} l_{SN} \frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \right].$$

Здесь $\kappa_A, \kappa_{N,P}$ — статические диэлектрические проницаемости в АО и N^+, P^+ -контактных слоях, $l_{SN,P}$ — дебаевские длины экранирования в этих слоях,

$\Delta\varepsilon_{c,v}$ — разрывы c - и v -зон на границах между ними и АО. Величина падения напряжения на ДГС V , равная (в рамках сделанных допущений) расщеплению квазиуровней Ферми в АО, определяется следующим соотношением:

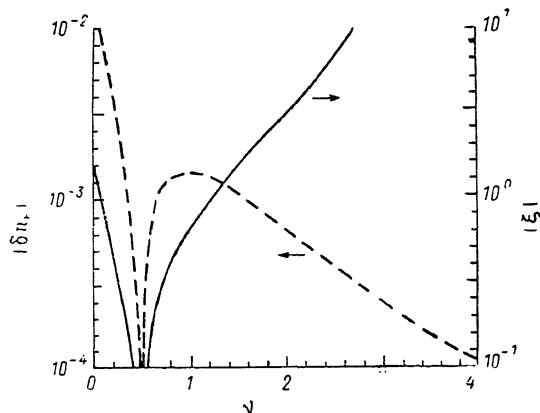


Рис. 2. Соотношение между электросорбцией и электрорефракцией при ЭФК в однородном GaAs.

Зависимость абсолютных величин $|\delta n_i|$ (штриховые линии) и $|\xi|$ (сплошные) от безразмерного параметра ν .

$$\frac{V - V_0}{SR} = eG - (J_s + edBN_{iA}^2) \left[\exp\left(\frac{eV}{T}\right) - 1 \right],$$

представляющим собой результат интегрирования уравнений непрерывности по x . При записи (7) используются обозначения: S — площадь диода, J_s — плотность темнового тока насыщения, B — коэффициент излучательной рекомбинации, темп которой принимается равным $BNP = BN_{iA}^2 \exp(eV/T)$, G — интегральный по ДГС (т. е. проинтегрированный по x) темп генерации. Для j -й волновой моды эта величина связана с погонными (т. е. на единицу ширины волновода) поглощаемой мощностью W_j и средней по длине волновода l мощностью излучения в нем P_j равенствами

$$W_j = \alpha_j l P_j = \frac{\alpha_j}{\delta a_{Fj}} l G_j \hbar \omega.$$

Заметим, что W_j и P_j (так же, как и G_j) представляют собой интегральные по ДГС характеристики излучения, использование которых, по-видимому, наиболее естественно для планарного волновода.

Соотношения (2)–(8) составляют замкнутую систему уравнений, позволяющую найти постоянные затухания и распространения α_j и β_j каждой из (по отдельности возбуждаемых) волноводных мод в зависимости от ее средней по длине волновода погонной оптической мощности P_j . Численные расчеты проводятся в параметрической форме, для чего в качестве параметра используется напряжение на ДГС V . Задавая его и разрешая уравнение Пуассона (6), находим распределение самосогласованного электрического поля по АО. Затем, проводя вычисления по формулам (4), получаем пространственные распределения величин δa_F и δn_F и, используя (2), (3), находим соответствующие доправки к модовым постоянным затухания и распространения. Наконец, определяя из (7) темп генерации G_j , а из (8) величину P_j , получаем зависимости $\alpha_j(P_j)$ и $\delta\beta_j(P_j)$.

Прежде чем перейти к обсуждению полученных результатов, остановимся на соотношении между абсорбционной и дисперсионной электрооптическими нелинейностями в рассматриваемых $P-i-N$ ДГС. Относительную роль электроабсорбции и электрорефракции при ЭФК в однородном полупроводнике можно характеризовать безразмерным параметром $\xi=2(\omega/c)(\delta n_F/\delta \alpha_F)$ [7]. На рис. 2 приводятся рассчитанные по формулам (4) зависимости абсолютных величин $|\delta n_F|$ и $|\xi|$ от безразмерного параметра $\nu=(\epsilon_G-\hbar\omega)/(\hbar^2 e^2 F^2/2m_c)^{1/2}$ для GaAs (константы материала взяты из [14, 15]). Видно, что соответствующим подбором дефицита энергии фотона $(\epsilon_G-\hbar\omega)$ и напряженности электрического поля F можно добиться преимущественно электроабсорбции ($|\xi| < 1$) или электрорефракции ($|\xi| > 1$), причем первый из этих двух предельных случаев реализуется лишь в сравнительно узком интервале значений параметра ν вблизи $\nu \sim 0.5$. Величина обусловленного ЭФК коэффициента межзонного поглощения, например, для области $0.3 < \nu < 0.7$, в которой $|\xi| < 0.3$, составляет $\delta \alpha_F \approx 0.1-0.05 \text{ мкм}^{-1}$. Столь значительное поглощение затрудняет использование режима с доминирующей электроабсорбцией в волноводных нелинейных

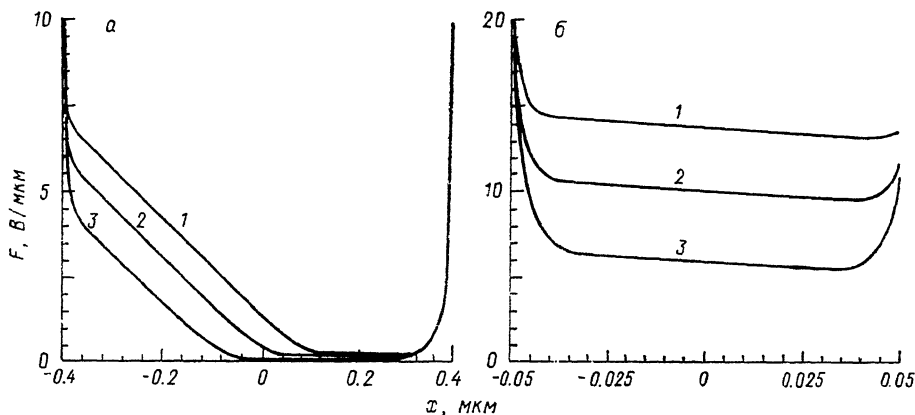


Рис. 3. Распределение электрического поля $F(x)$ в АО толстослойной (а) и тонкослойной (б) ДГС при различных напряжениях V .

Параметры структуры: $\kappa=0.3$, $N_A=3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_D=3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $n^-=10^{18} \text{ см}^{-3}$, $S=10^3 \text{ мкм}^2$. а) $d=0.8 \text{ мкм}$; V , В: 1 — 0, 2 — 0.4, 3 — 0.8. б) $d=0.1 \text{ мкм}$; V , В: 1 — 0, 2 — 0.4, 3 — 0.8.

элементах с обратной связью, поскольку длина их обычно превышает 100 мкм, что соответствовало бы ослаблению сигнала на несколько порядков. Уменьшение же поглощения связано с переходом в область $\nu > 1$, для которой, как видно из рис. 2, электрорефракция при ЭФК является не только существенной, но и доминирующей. Заметим, что при характерной напряженности электрического поля $F \sim 10 \text{ В/мкм}$ значение $\nu=1$ достигается для дефицита энергии $\epsilon_G-\hbar\omega \sim 40 \text{ мэВ}$. Поэтому при создании нелинейных волноводных элементов с обратной связью следует использовать ДГС с параметрами, обеспечивающими неравенство $F < 10 \text{ В/мкм}$ при $\epsilon_G-\hbar\omega < 40 \text{ мэВ}$ или $F > 10 \text{ В/мкм}$ при $\epsilon_G-\hbar\omega > 40 \text{ мэВ}$.

Так как величина и распределение поля в АО $P-i-N$ ДГС определяются толщиной этой области (при неизменных прочих условиях), то каждое из указанных неравенств может быть реализовано подбором соответствующего значения d . Все приводимые далее результаты относятся к двум частным случаям одной и той же ДГС $N^+-Al_{0.3}Ga_{0.7}As/n^--GaAs/P^+-Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ с $N_A=3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_D=3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $n^-=10^{18} \text{ см}^{-3}$, различающимся толщиной АО, а именно $d=0.8$ и 0.1 мкм . В первом из них основная мода трехслойного волновода имеет фактор оптического ограничения, близкий к единице, а характерные значения напряженности поля в АО для не слишком больших обратных смещений не превышают 10 В/мкм при том, что это поле весьма неоднородно по АО (рис. 3, а). В другом случае, соответствующем $d=0.1 \text{ мкм}$, фактор оптического ограничения основной моды составляет лишь ~ 0.1 , зато распределение поля более одно-

родно по АО, а его величина даже при прямых смещениях ~ 0.5 В превышает 10 В/мкм (рис. 3, б).

На рис. 4, а, б приводятся зависимости величин α_0 и $\delta\beta_0$ для TE_0 -мод волноводных ДГС от средней (по длине волновода) погонной оптической мощности P_0 . В обоих случаях (толстой и тонкой АО) значения дефицита энергии фотона (соответственно 30 и 100 мэВ) выбираются так, чтобы ослабление сигнала в волноводе с длиной $l=200$ мкм не превышало 10 дБ, при том что фоновое (т. е. не зависящее от поля) поглощение принимается равным $5 \cdot 10^{-4}$ мкм $^{-1}$. Нагрузочное сопротивление для каждого из вариантов расчета, представленного на рис. 4, а, б, берется достаточно малым, для того чтобы элемент работал в режиме фототока. Тогда инжекционный и рекомбинационный токи малы в сравнении с фототоком и для фотоиндуцированного прямого смещения ДГС из (7) имеем $V \sim \sim eGSR$. В обратном предельном случае бесконечно большого нагрузочного сопротивления ($R \rightarrow \infty$) элемент работает в режиме фотоэдс и, как следует из (7),

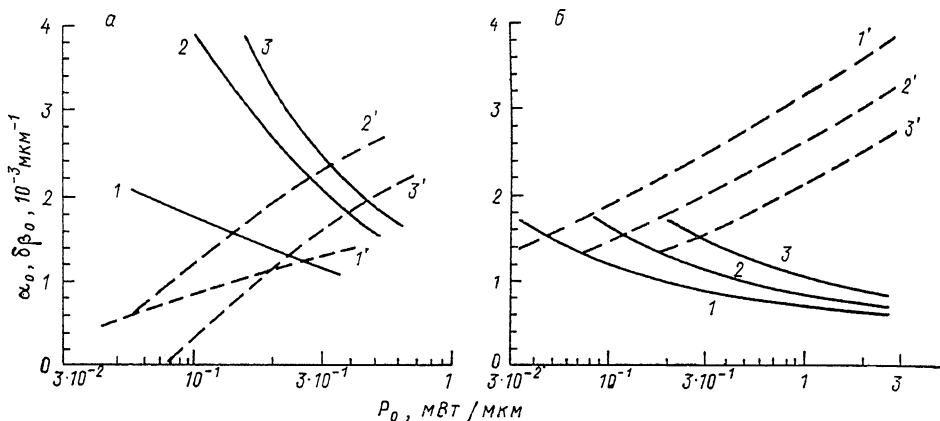


Рис. 4. Зависимость постоянных затухания α_0 (сплошные линии) и фотоиндуцированных добавок к постоянным распространения $\delta\beta_0$ (штриховые) от погонной оптической мощности в волноводе P_0 для TE_0 -моды.

Параметры структуры на рис. 4—6 те же, что и на рис. 3. $\alpha_{00} = 5 \cdot 10^{-4}$ мкм $^{-1}$. а) $d = 0.8$ мкм; $\epsilon_G - \lambda\omega = 30$ мэВ; $R = 5$ кОм. В: 1, 1' — 0; 2, 2' — -1.4 ; 3, 3' — -2 . б) $d = 0.1$ мкм; $\epsilon_G - \lambda\omega = 100$ мэВ; $V_0 = 0$ В. R, кОм: 1, 1' — 10; 2, 2' — 5; 3, 3' — 2.5.

$V \sim (T/e) \ln [eG/(J_s + edBN_{iA}^2)]$. Очевидно, режим фототока дает большую крутизну зависимости $V(G)$ и, следовательно, более эффективен для нелинейных элементов. Как в толстослойной, так и в тонкослойной ДГС относительно небольшое значение оптической мощности ($P_0 \sim 0.1$ мВт/мкм) приводит к заметному насыщению поглощения и нелинейной рефракции волноводных мод, обусловленным фотоиндуцированным уменьшением электрического поля в АО. Заметим, что в отсутствие источника внешнего напряжения, когда элемент является по существу чисто оптическим, при одном и том же уровне возбуждения насыщенные поглощения, и в особенности нелинейная рефракция TE_0 -моды, сильнее в тонкослойной ДГС, несмотря на то что фактор оптического ограничения в ней почти на порядок меньше, чем в толстослойной. Этот эффект, естественно, обусловлен экранировкой контактного поля в ДГС с толстой АО и может быть уменьшен при наложении внешнего отрицательного напряжения $V_0 < 0$, однако при этом возрастает относительная роль электроабсорбции и затруднительно достижение режима с доминирующей нелинейной рефракцией (переход от 1 к 3 на рис. 4, а).

Электрооптическая нелинейность при ЭФК может быть использована для получения ОБ, например, с применением РФП в качестве устройства положительной обратной связи. Для рассматриваемых условий постоянные затухания и распространения волноводных мод α_j и β_j зависят только от напряжения на ДГС V и поэтому постоянны вдоль оси резонатора при любом уровне поглощения, а коэффициент пропускания волноводного РФП T_{FP} определяется элементарной формулой (см., например, [17]):

$$T_{FP,j} = \frac{(1 - \rho_{ij})(1 - \rho_{tj})}{[\exp(\alpha_j l/2) - \sqrt{\rho_{ij}\rho_{tj}} \exp(-\alpha_j l/2)]^2 + 4\sqrt{\rho_{ij}\rho_{tj}} \sin^2(\beta_j l)} \quad (9)$$

Здесь ρ_{ij} и ρ_{tj} — коэффициенты отражения j -й моды на входе и выходе резонатора, а выходная и входная погонные оптические мощности (P_{tj} и P_{ij}) связаны соотношениями

$$P_{tj} = F_{FPj} P_{ij} = P_j \frac{(\alpha_j l/2)}{\operatorname{sh}(\alpha_j l/2)} \frac{1 - \rho_{tj}}{\exp(\alpha_j l/2) + \rho_{tj} \exp(-\alpha_j l/2)}; \quad (10)$$

(9), (10) совместно с (2)–(8) составляют теперь замкнутую систему уравнений для определения мощностных передаточных характеристик волноводных мод, т. е. зависимостей $P_{tj}(P_{ij})$. Простой анализ показывает, что эти характеристики могут иметь S -образные участки, т. е. обладать бистабильностью как при доминирующей электроабсорбции, так и при доминирующей электрорефракции в P – i – N ДГС. В первом случае критерий ОБ для наиболее благоприят-

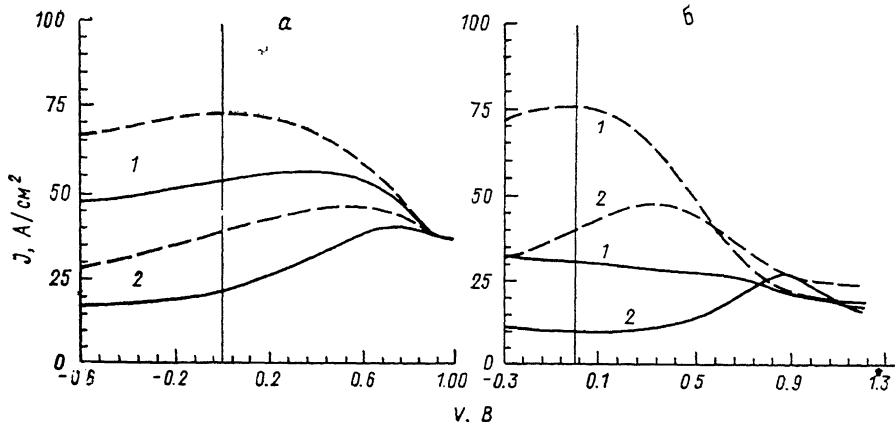


Рис. 5. ВАХ волноводного РФП на основе P – i – N ДГС при различных коэффициентах отражения зеркал с учетом (сплошные линии) и без учета (штриховые) электрорефракции. Длина резонатора $l=200$ мм. Входная оптическая мощность $P_i=0.5$ мВт/ммк. 1 — $\rho_i=\rho_t=0.9$; 2 — $\rho_i=\rho_t=0.7$. d , ммк: а — 0.8, б — 0.1. ϵ_g — λ_0 , мкВ: а — 30, б — 100.

ных условий — резонанса пропускания $\sin(\beta_j l)=0$ — записывается (в режиме фототока и при $\rho_{tj}=\rho_{ij}=\rho$) следующим образом:

$$(V - V_0) \frac{\partial t}{\partial V} \frac{[(3\rho - 1) - t\rho(3 - \rho)]}{(1 - t)(1 - \rho^2 t^2)} > 1, \quad (11)$$

где $t = \exp(-\alpha_j l)$. Так как с увеличением алгебраического значения напряжения на ДГС V поле и электроабсорбция в ней падают, то $\partial t / \partial V > 0$, и необходимым условием электроабсорбционной резонаторной ОБ является неравенство $t < (3\rho - 1)(3 - \rho)\rho$ (или, что то же, $\alpha_j l > -\ln[(3\rho - 1)(3 - \rho)\rho]$), которое возможно лишь при $\rho > 1/3$ и было ранее получено в [16] из анализа вольтамперных характеристик (ВАХ). Однако это условие, как видно из (11), не является достаточным. Более того, наличие даже относительно небольшой нелинейной рефракции в РФП вводит его от резонанса пропускания, что сильно затрудняет получение резонаторной ОБ в режиме с доминирующей электроабсорбцией. На рис. 5, а представляются рассчитанные по описанной выше процедуре и формулам (9), (10) ВАХ, т. е. зависимости правой части (7) от напряжения V , для РФП на основе P – i – N ДГС с возбужденной TE_0 -модой и теми же параметрами, что и на рис. 3, а, 4, а. При этом $\alpha_0 l \sim 1$ и $|\delta\alpha_0| > |\delta\beta_0|$, что соответствует достаточно сильному поглощению и преимущественно абсорбционной электрооптической нелинейности. На рис. 6, а приводятся мощностные передаточные характеристики этого резонатора. Видно, что, несмотря на наличие падающего участка на ВАХ, т. е. выполнение необходимого условия $t < (3\rho - 1)/(3 - \rho)\rho$, собственно ОБ может и не проявляться. Это имеет место, например,

в важном частном случае чисто оптического нелинейного элемента, т. е. при отсутствии источника внешнего напряжения ($V_0=0$). Получение абсорбционной резонаторной ОБ осложняется также наличием фонового поглощения [5]. В случае же слабого поглощения и доминирующей электрорефракции, когда для каждой по отдельности возбужденной моды оптическая мощность P_j внутри РФП примерно постоянна вдоль его оси, а константа распространения β_j есть функция этой мощности, критерий ОБ сводится к неравенству

$$\frac{\partial \ln T_{FPj}}{\partial \ln \beta_j} \frac{\partial \ln \beta_j}{\partial \ln P_j} > 1, \quad (12)$$

которое для высокодобротного РФП может выполняться, в частности, и при $V_0=0$. Это подтверждается результатами численного расчета ВАХ и мощност-

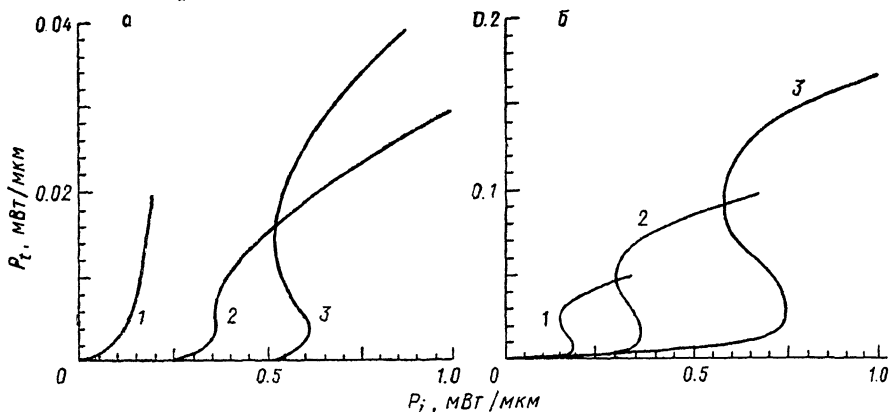


Рис. 6. Мощностные передаточные характеристики волноводного РФП с электрооптической нелинейностью (TE_0 -мода).

Коэффициент отражения зеркал $\rho_i = \rho_r = 0.9$; $l = 200$ мкм. а) $d = 0.8$ мкм; $\epsilon_G - \hbar\omega = 30$ мэВ; $R = 5$ кОм. V_0, B : 1 — 0, 2 — -1.4; 3, 3' — -2. б) $d = 0.1$ мкм; $\epsilon_G - \hbar\omega = 100$ мэВ; $V_0 = 0$ В. R , кОм: 1 — 10, 2 — 3 — 2.5.

ных передаточных характеристик, которые приводятся на рис. 5, б, 6, б для волноводного резонатора на основе $P-i-N$ ДГС с возбужденной TE_0 -модой и теми же параметрами, что и на рис. 3, б, 4, б. Здесь $\alpha_0 l \ll 1$ и $|\delta\beta_0| > |\delta\alpha_0|$, что соответствует слабому поглощению и преимущественно дисперсионной электрооптической нелинейности. При этом ОБ достигается компенсацией расхождения между набегом фазы на длине РФП ($\beta_0 l$) и условиями резонанса пропускания $\beta_0 l = m\pi$, где m — целое число, за счет нелинейной рефракции. С ростом нагрузочного сопротивления R область бистабильности сдвигается в сторону меньших значений входной оптической мощности (переход от 3 к 1 на рис. 6, б). Однако при этом возрастает и RC -постоянная цепи (C — емкость элемента), определяющая время переключения τ на участке ОБ. Для произведения же входной оптической мощности, соответствующей резонансу пропускания высокодобротного РФП и времени переключения, можно получить оценки

$$\frac{S}{l} P_i \tau \sim \begin{cases} \frac{1}{(1-\rho_i)(1+\rho_i)} (al) \frac{VC}{e} \hbar\omega, & \text{если } 1 - \sqrt{\rho_i \rho_r} \ll al \ll 1, \\ \frac{1 - \sqrt{\rho_i \rho_r}}{(1-\rho_i)(1+\rho_i)} \frac{1}{(al)} \frac{VC}{e} \hbar\omega, & \text{если } al \ll 1 - \sqrt{\rho_i \rho_r} \ll 1, \end{cases}$$

из которых видно, что оно не зависит от R , но зависит от al и притом существенно по-разному для более или менее высоких коэффициентов отражения зеркал. Минимальное значение энергии переключения волноводного бистабильного элемента соответствует $al \approx 1 - \sqrt{\rho_i \rho_r}$ и равно $\sim 2 (VC/e)\hbar\omega$, что при $C \sim 1$ пФ, $V \sim 1$ В составляет ~ 1 пДж.

В заключение авторы благодарят Б. С. Рывкина за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Bar-Chaim N., Margalit S., Yariv A. et al. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1982. V. ED-29. N 9. P. 1372—1381.
- [2] Koren V., Margalit S., Chen T. R. et al. // IEEE Trans. Microw. Theory and Techn. // 1982. V. mtt-30. N 10. P. 1641—1650.
- [3] Wada O., Sakurai T., Nakagami T. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. N 6. P. 805—821.
- [4] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. М., 1988. 518 с.
- [5] Рывкин Б. С. // ФТП. 1985. Т. 19. В 1. С. 3—27.
- [6] Koch S. W., Peughambarian N., Gibbs H. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 2. P. R1—R11.
- [7] Толстихин В. И., Еленский В. Г. // Зарубежн. радиоэлектрон. 1988. № 5. С. 45—64.
- [8] Dohler G., Kenzel H., Ploog K. // Phys. Rev. 1982. V. B25. N 4. P. 2616—2626.
- [9] Максимов А. В., Благодаров А. Н., Наговицын Н. А. и др. // ЖТФ. 1983. Т. 53. В 2. С. 392—394.
- [10] Александров С. Н., Неменов М. И., Рывкин Б. С. // Письма ЖТФ. 1985. Т. 11. В 10. С. 612—615.
- [11] Fouckhardt H., Ebeling K. // Opt. Laser Techn. 1986. N 8. P. 203—207.
- [12] Аврутин Е. А., Бугусов Д. М., Гочадзе Г. Г. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. В 5. С. 900—903.
- [13] Fouckhard H., Ebeling K. // Appl. Phys. B. 1988. V. 45. N 3. P. 163—169.
- [14] Noda Y., Suzuki M., Kushiroy Y. et al. // J. Ligh. Techn. 1986. V. LT-4. N 10. P. 1445—1452.
- [15] Bennet V., Soref R. // IEEE J. Quant. Electron. 1987. V. QE-23. N 12. P. 2159—2166.
- [16] Рывкин Б. С. // ФТП. 1981. Т. 15. В 7. С. 1380—1384.
- [17] Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М., 1984. 512 с.
- [18] Seraphin B., Bottka N. // Phys. Rev. 1965. V. 139. N 2. P. A560—A566.
- [19] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.
- [20] Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Т. 1. М., 1981. 299 с.

Получена 25.04.1989
Принята к печати 5.07.1989