

ДИНАМИЧЕСКИЙ ГИСТЕРЕЗИС ПРОФИЛЯ ПУЧКА СВЕТА В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПЛАСТИНКАХ n -InP

Аршев И. П., Розанов Н. Н., Субашиев В. К., Фараджев Б. Г,
Ходова Г. В.

Исследована поперечная оптическая бистабильность при пропускании импульсного ($\tau_n = 150$ нс) излучения неодимового лазера ($\lambda = 1.06$ мкм) через плоскопараллельные пластинки кристаллов n -InP с $n_1 = 4.2 \cdot 10^{18}$ и $n_2 = 1.6 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ при $T = 300$ К. Получен динамический гистерезис профиля пучка прошедшего света, который существенно различен для образцов с n_1 и n_2 при фиксированной пиковой интенсивности падающего излучения ($j_p = 7$ МВт/см 2). Механизм оптической нелинейности, ответственный за наблюдаемые эффекты, определяется вкладом в изменение показателя преломления двухфотонно возбужденных электронно-дырочных пар ($2\hbar\omega = 2.34$ эВ, $E_g = 1.35$ эВ). Модельные расчеты с учетом поперечной диффузии неравновесных носителей качественно согласуются с экспериментальными результатами.

1. *Введение.* Плоскопараллельная полупроводниковая пластинка, обладающая оптической нелинейностью, представляет собой частный случай бистабильного оптического устройства (БОУ) (см., например, [1] и ссылки там). Динамические свойства такой пластинки существенно зависят от соотношения времен t_R , τ_0 и τ_n , где t_R — время установления поля в резонаторе, τ_0 — время релаксации нелинейной среды, τ_n — длительность импульса излучения. Могут иметь место как различные установившиеся режимы с переходными процессами — стационарные, периодические и стохастические, так и неустановившиеся режимы [2–6]. В общем случае плоскопараллельная нелинейная пластинка является системой с пространственной распределенностью (продольной и поперечной по отношению к направлению распространения излучения) [2]. Без учета поперечных эффектов эксперименты проводились на различных полупроводниковых пластинках: из InSb [7, 8], InAs [9], GaAs [10, 11], GaSe [12, 13], Si [14, 15], CuCl [16], Te [17], CdHgTe [18], CdS [19], в аморфных полупроводниковых пленках ZnS [20, 21].

Эффекты поперечной распределенности впервые учтены в [22]. При падении лазерного излучения достаточной интенсивности на плоскопараллельную пластинку были предсказаны теоретически и наблюдались экспериментально волны переключения и пространственный гистерезис профиля прошедшего излучения [22–29], происхождение которых связано с перемешиванием световых трубок либо за счет дифракции, либо за счет диффузии нелинейной среды. В вышеупомянутых работах эффекты, связанные с поперечной распределенностью в нелинейных интерферометрах, изучались при условиях $\tau_0 \ll t_R \ll \tau_n$ и $t_R \ll \tau_0 \ll \tau_n$. Между тем для нелинейных полупроводниковых пластинок, используемых в импульсном излучении, в большинстве случаев выполняется условие $t_R \ll \tau_0 \leq \tau_n$. Таким образом, большой практический интерес представляет изучение динамики поперечных гистерезисных явлений при падении на нелинейную пластинку импульсного лазерного излучения с длительностью импульса, сравнимой с τ_0 .

В настоящей работе динамика гистерезиса профиля прошедшего излучения исследовалась на примере тонких плоскопараллельных пластинок из кристаллов n -InP, через которые пропускалось импульсное излучение неодимового ла-

зера при комнатной температуре. Такая постановка эксперимента определялась тем, что оптическая нелинейность кристаллов n -InP в этих условиях оказалась достаточно большой для наблюдения мультистабильности при лазерных интенсивностях, далеких от порога разрушения. Кроме того, сильная зависимость величины и инерционности наведенного изменения показателя преломления в n -InP от концентрации равновесных электронов [30] позволила изучить динамику поперечной оптической бистабильности при разных соотношениях времен τ_0 и τ_n .

2. *Теоретическая модель и численные расчеты.* Основной вклад в нелинейную добавку ΔN показателя преломления в кристаллах InP дают двухфотонно возбуждаемые излучением неодимового лазера ($2\hbar\omega = 2.34$ эВ, $E_g = 1.35$ эВ) неравновесные электронно-дырочные пары [30]. Тогда время релаксации нелинейности τ_0 есть время их рекомбинации, которую будем полагать линейной. При исследовании гистерезиса поперечного профиля прошедшего излучения и его динамики принципиально важно учитывать даже слабое взаимодействие световых трубок, связанное в общем случае как с пространственной диффузией нелинейной среды [25, 27, 28], так и с дифракцией света [22, 23, 26, 27]. Если выполняется условие $l_d^2 \gg \lambda h$, где l_d — длина диффузии неравновесных носителей заряда (ННЗ), h — толщина нелинейной пластинки, то основным механизмом поперечного смешивания является диффузия ННЗ. В условиях эксперимента l_d^2 и λh были одного порядка. В теоретических расчетах мы для простоты учли только диффузию ННЗ.

С учетом вышесказанного для нелинейного набега фазы Φ и прошедшей интенсивности j_h (условие $t_R \ll \tau_0$, τ_n считается выполненным) нетрудно получить систему связанных уравнений¹ в безразмерных величинах

$$j_i(r, t) = \frac{e^{\alpha_0 h}}{(1-R)^2} j_h(r, t) [1 + R^2 e^{-2\alpha_0 h} - 2R e^{-\alpha_0 h} \cos(\varphi_0 + \Phi)], \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Phi(r, t)}{\partial t} = \gamma j_i^2(r, t) - \alpha \Phi + D \nabla_{\perp}^2 \Phi, \quad \varphi_0 = \frac{4\pi N_0}{\lambda} h, \quad (2)$$

где j_i и j_h — падающая и прошедшая через образец интенсивности лазерного пучка, отнесенные к пиковой интенсивности в импульсе j_p , r — радиальная координата, отнесенная к радиусу падающего пучка r_0 , t — время, отнесенное к времени импульса τ_n , $a \equiv \tau_n / \tau_0$, $D \equiv \tilde{D} \tau_n / r_0^2$, \tilde{D} — коэффициент амбиполярной диффузии, α_0 и N_0 — коэффициент поглощения и показатель преломления среды при малых интенсивностях света, R — коэффициент отражения от грани пластинки по интенсивности,

$$\gamma \equiv -\tau_n j_p^2 \frac{4\pi q^2}{c N_0 m^* \omega} \frac{\beta h}{2\hbar \omega (1-R)^2} \left[\frac{e^{2\alpha_0 h} - 1}{2\alpha_0 h} + R^2 \frac{1 - e^{-2\alpha_0 h}}{2\alpha_0 h} + 4R \right], \quad (3)$$

где q — заряд электрона, c — скорость света, m^* — приведенная эффективная масса носителей заряда, ω — частота света, β — константа двухфотонного поглощения.

При выводе соотношений (1)–(3) пренебрегалось как собственно двухфотонным нелинейным поглощением, так и поглощением на двухфотонно возбужденных ННЗ.² Учет нелинейного поглощения вносит лишь некоторые количественные изменения в рассматриваемую модель, не меняя ее качественного характера. Выражение для параметра γ получено в предположении, что двухфотонно созданные ННЗ вносят вклад в ΔN согласно модели Друде—Лоренца.

Падающий поток предполагался гауссовым по времени и радиусу:

$$j_p(r, t) = e^{-t^2 - r^2}. \quad (4)$$

¹ Условие $t_R \ll \tau_0$, τ_n позволяет пренебречь продольной распределенностью. В общем случае нелинейный интерферометр описывается системой разностно-дифференциальных уравнений [4–6].

² При учете нелинейного поглощения проинтегрировать уравнения для интенсивностей и фаз по продольной координате удастся лишь при однофотонном возбуждении ННЗ при условии $l > \lambda$ [31].

Система уравнений (1), (2) решалась численно для различного набора параметров R , γ , a , D , φ_0 . Исходя из экспериментальных условий, которые будут описаны далее, результаты расчетов приводим при значениях параметров $R=0.27$, $D=0.005$, $\varphi_0=3.14$, $\gamma=-250$, $a=6$ и $a=1$.

На рис. 1 и 2 (сплошные кривые) показаны результаты расчетов зависимости от времени нелинейной фазы и интенсивности прошедшего излучения в центре пучка ($r=0$) при $a=6$ и $a=1$ соответственно. Известно, что в квазистационарном случае ($\tau_0 \ll \tau_n$) на временном профиле прошедшего импульса должны

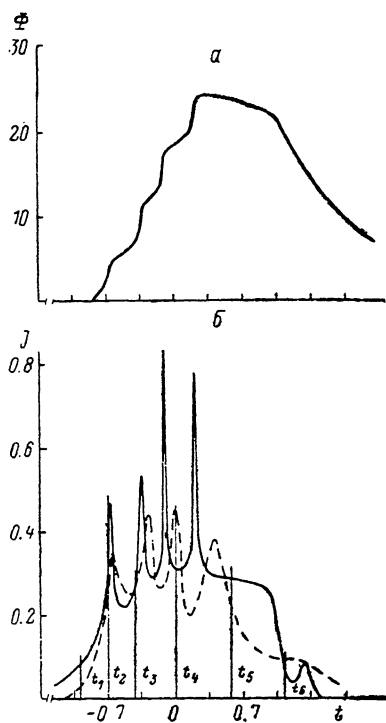
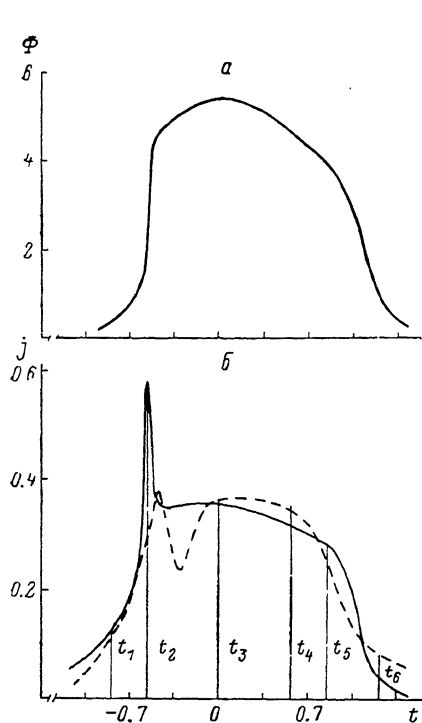


Рис. 1. Зависимость нелинейного набега фазы Φ (а) и интенсивности света j_h (б), прошедшего через плоскопараллельную пластинку n -InP с равновесной концентрацией $n_1=4.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и диафрагму диаметром 30 мкм.

Штриховая кривая — эксперимент, сплошные — расчет при $R=0.27$, $D=0.005$, $\varphi_0=\pi$, $\gamma=-250$, $a=6$. Вертикальными линиями отмечены моменты времени, при которых приведены соответствующие поперечные распределения интенсивностей и фаз на рис. 3 и 5 (верхний ряд кривых).

Рис. 2.

Те же зависимости, что и на рис. 1, для образца n -InP с равновесной концентрацией $n_2=1.6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Теоретические кривые рассчитаны при $R=0.27$, $D=0.005$, $\varphi_0=\pi$, $\gamma=-250$, $a=1$. Вертикальными линиями отмечены моменты времени, при которых приведены поперечные распределения интенсивностей и фаз на рис. 4 и 5 (нижний ряд кривых).

наблюдаться «ступеньки», число которых равно числу петель на S -образной кривой стационарного пропускания, а высота зависит от добротности резонатора. В другом предельном случае ($\tau_0 \gg \tau_n$) интегрирующей нелинейности вместо билимультистабильного пропускания имеет место по существу модуляция прошедшего импульса, причем число максимумов, а также их высота и ширина зависят от падающей интенсивности и добротности резонатора [14].

В нашем промежуточном случае также, строго говоря, нельзя говорить о каком-то установившемся режиме пропускания. Тем не менее при $a=6$ (рис. 1) пик в пропускании можно интерпретировать как переходный процесс переключения с нижней ветви на верхнюю ветвь S -образной кривой стационарного пропускания. При $a=1$ наряду с большей инерционностью среды увеличивается и абсолютная величина нелинейности, что приводит к результатам, показанным на рис. 2. Области перехода между ступеньками на кривой зависимости фазы от времени соответствуют последовательному прохождению функции пропускания интерферометра через минимумы и максимумы с возрастанием и убыванием падающей интенсивности. В области этих переходов прошедшая интенсивность

j_h имеет максимумы, ширина которых тем меньше, чем больше добротность резонатора.

В случае падения гауссова пучка (4) на полупроводниковую пластинку наблюдается пространственный гистерезис. На рис. 3 и 4 показаны изменения профилей нелинейного набега фазы $\Phi(r, t)$ и интенсивности прошедшего пучка света $j_h(r, t)$ во времени для двух значений времени релаксации среды τ_0 ($\tau_0 = \tau_n/6$ и $\tau_0 = \tau_n$). Соответствующие моменты времени указаны на рис. 1, б, 2, б. При малых значениях падающей интенсивности нелинейный фазовый набег и прошедший пучок имеют гладкие профили (рис. 3, 4, профили t_1). При возрастании j_i в центре пучка и профили фазы возникает узкий выброс (переход на верхнюю ветвь S-образной кривой), который быстро расширяется (рис. 3, профиль t_2). В безынерционной среде расширение происходит до тех пор, пока не установится

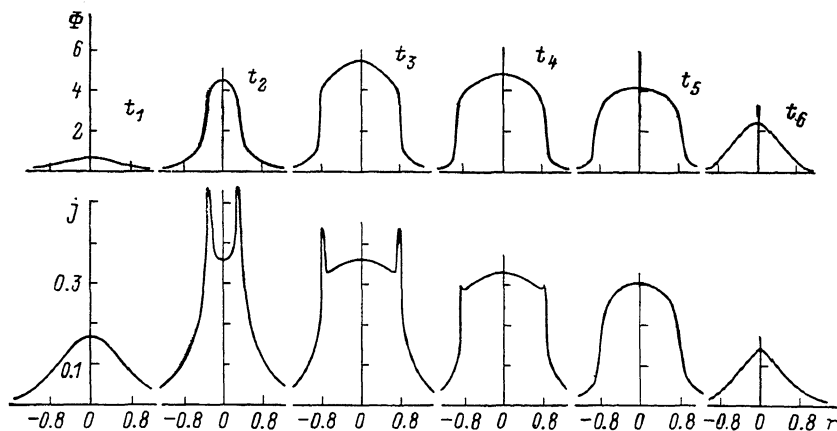


Рис. 3. Расчетные кривые динамики поперечного распределения нелинейной фазы (верхний ряд кривых) и интенсивности света j (нижний ряд кривых), прошедшего через плоскопараллельную нелинейную пластинку.

$\varphi_0 = \pi$, $a = 6$, $\gamma = -250$, $R = 0.27$. $t_1 = -0.84$, $t_2 = -0.54$, $t_3 = 0$, $t_4 = 0.54$, $t_5 = 0.84$, $t_6 = 1.26$.

волна переключения с нулевой скоростью, отвечающая определенному значению падающей интенсивности j_0 [23]. В среде с конечным временем релаксации при импульсном падающем излучении фронт переключения на профиле устанавливается в области значений падающей интенсивности, несколько превышающих j_0 , т. е. в этом случае прошедший пучок уже соответствующего стационарного пучка. Последующее медленное расширение профиля фазы и пучка вызвано ростом падающей интенсивности. Прошедший пучок в области переключения фазы, как было сказано выше, имеет резкие максимумы.

В более инерционном случае на профиле фазы последовательно формируется несколько ступенек, а на профиле прошедшей интенсивности образуется столько же максимумов (рис. 4, профили $t_2 - t_6$). С ростом падающей интенсивности в течение импульса образовавшиеся максимумы сдвигаются к краю пучка и уменьшаются, а в центре пучка зарождаются новые максимумы. Число максимумов равно числу переключений фазы. На спадающем участке падающего импульса на профиле прошедшей интенсивности образуются резкие провалы (рис. 4, профиль t_6), отвечающие минимуму функции пропускания интерферометра, причем провалы на профиле появляются не вместе с образованием переключения, так как достаточно быстрое уменьшение падающей интенсивности не дает им возможности сформироваться.

С дальнейшим уменьшением j_i при $a = 6$ профили Φ и j_h сужаются и сглаживаются (рис. 3, профили t_4 , t_5), а профиль t_6 на рис. 3 соответствует переходу на нижнюю ветвь S-образной кривой стационарного пропускания. При $a = 1$ в силу большей инерционности нелинейности профиль фазы сохраняет ступенчатую структуру, а профиль прошедшего пучка представляет собой систему концентрических колец практически до конца импульса (рис. 4, профили t_6).

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение. Эксперименты проводились на плоскопараллельных пластинках n -InP толщиной $h=500$ мкм с концентрацией равновесных электронов $n_1=4.2 \cdot 10^{18}$ и $n_2=1.6 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Механически полированные поверхности образцов имели коэффициент отражения по интенсивности $R=0.27$. На образец перпендикулярно поверхности падало им-

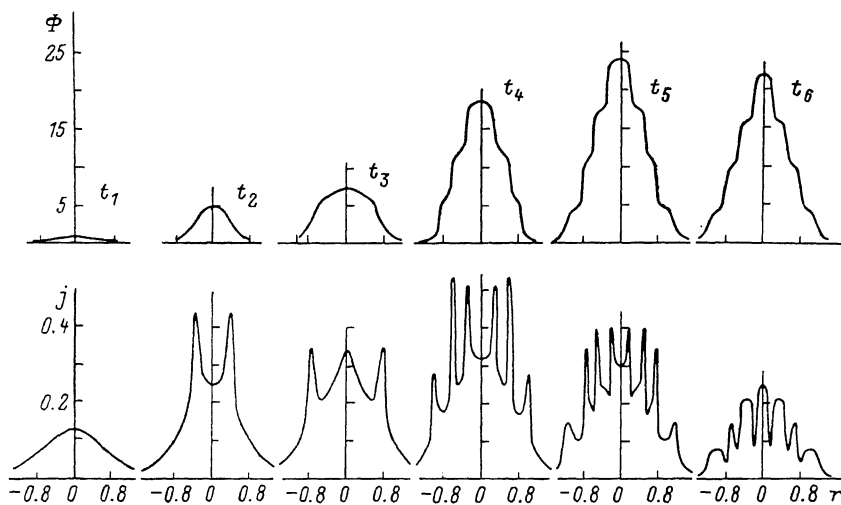


Рис. 4.

Те же зависимости, что и на рис. 3, рассчитанные при следующих значениях параметров: $\varphi_0 = \pi$, $a=1$, $\gamma = -250$, $R=0.27$. $t_1=-0.98$, $t_2=-0.7$, $t_3=-0.42$, $t_4=0$, $t_5=0.54$, $t_6=1.12$.

пульсное излучение ($\tau_{\text{н}}=150$ нс на уровне $1/e$ от пиковой интенсивности) неодимового лазера с гауссовым профилем в поперечном сечении ($r_0=150$ мкм) и пиковой интенсивностью $j_p=7$ МВт/см 2 . После образца лазерное излучение через диафрагму диаметром 30 мкм, расположенную на расстоянии 1 мм от его выходной поверхности, попадало на ФЭК и быстродействующий осциллограф

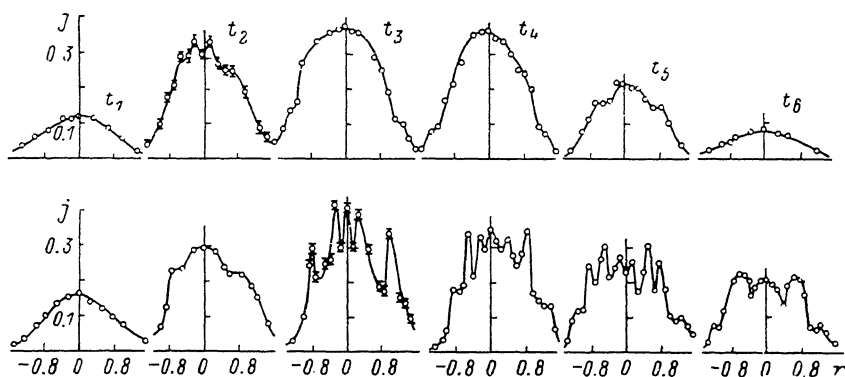


Рис. 5. Экспериментальные кривые динамики поперечных распределений интенсивности излучения неодимового лазера, прошедшего плоскопараллельные пластинки n -InP.

Верхний ряд кривых: $n_1=4.2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $t_1=-0.84$, $t_2=-0.54$, $t_3=0$, $t_4=0.54$, $t_5=0.84$, $t_6=1.26$. Нижний ряд кривых: $n_2=1.6 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $t_1=-0.98$, $t_2=-0.7$, $t_3=0.42$, $t_4=0$, $t_5=0.64$, $t_6=1.12$.

С8-14. Осциллограммы прошедших импульсов фотографировались с экрана осциллографа. Для построения пространственного профиля лазерного пучка, прошедшего образец, в разные моменты времени в течение импульса проводилась регистрация временной формы прошедших через диафрагму импульсов при ее движении в поперечном сечении пучка с шагом 25 мкм. Контроль за падающей интенсивностью осуществлялся с помощью отщепленного света от основного пучка полупрозрачным зеркалом.

На рис. 1, б и 2, б штриховыми линиями показаны временные формы прошедших импульсов для образцов с n_1 и n_2 соответственно (диафрагма расположена в центре падающего пучка). Видно качественное соответствие с результатами численных расчетов. На рис. 5 приведены построенные по вышеописанной методике профили поперечного сечения лазерного пучка в разные моменты времени в течение импульса для образцов n -InP с n_1 (верхний ряд) и n_2 (нижний ряд). Общий характер кривых также имеет качественное сходство с результатами расчетов на рис. 3 и 4 соответственно.

В эксперименте общий уровень интенсивности в прошедшем импульсе несколько ниже расчетного, особенно для образца с n_2 . Это связано с тем, что в теоретических расчетах не учитывались нелинейная дифракция и самодефокусировка излучения в образце, а также нелинейное поглощение, связанное с поглощением излучения двухфотонно созданными неравновесными носителями. Эти неучтенные факторы особенно существенны для образца с n_2 , поскольку эффективное время жизни неравновесных носителей τ_0 в этом образце значительно больше, чем в образце с n_1 [30]. Меньшая высота и большая ширина пиков на временных профилях прошедших через образцы импульсов в сравнении с расчетными (рис. 1, б и 2, б) могут быть также связаны с инерционностью системы регистрации (постоянная времени осциллографа порядка 7 нс), а также с конечными размерами диафрагмы.

Гистерезис пространственного профиля импульсного излучения, исследованный нами в полупроводниковых пластинках n -InP, по-видимому, имеет достаточно общий характер при условии $t_R \ll \tau_0$, τ_n и слабо зависит от конкретного механизма оптической нелинейности при сравнимых временах τ_0 и τ_n . Гистерезисные явления в нелинейных интерферометрах в этих условиях частично могут быть описаны с помощью характеристик (S -образная кривая пропускания, волны переключения), которые используются для описания в стационарном случае ($\tau_0 \ll t_R \ll \tau_n$). Однако здесь уже существенную роль играют также и процессы установления. Гистерезис профиля пучка сохраняется, но с учетом сказанного структура профиля несколько меняется, появляется «изрезанность» пучка. Заметим, что в этих условиях исследование только интегральных характеристик пучка не позволяет представить себе вид профиля прошедшего излучения и его динамику. Поэтому здесь особенно важно учитывать пространственную структуру пучка.

Л и т е р а т у р а

- [1] Gibbs H. M. Optical Bistability. Orlando, 1985.
- [2] Розанов Н. Н. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, т. 46, в. 10, с. 1886—1897.
- [3] Bischofberger T., Shen Y. R. — Phys. Rev. A, 1979, v. 19, N 3, p. 1169—1176.
- [4] Goldstone J. A., Garmine E. M. — IEEE J. Quant. Electron., 1981, v. QE-17, N 3, p. 366—374.
- [5] Ikeda K., Daido H., Akimoto O. — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, N 9, p. 709—712.
- [6] Ikeda K., Mizuno M. — IEEE J. Quant. Electron., 1985, v. QE-21, N 9, p. 1429—1434.
- [7] Miller D. A. B., Smith S. D., Johnston A. — Appl. Phys. Lett., 1979, v. 35, N 9, p. 658—660.
- [8] Kar A. K., Mathew J. G. H., Smith S. D., Davis B., Prett W. — Appl. Phys. Lett., 1983, v. 42, N 4, p. 334—336.
- [9] Poole C. D., Garmire E. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 44, N 4, p. 363—365.
- [10] Gibbs H. M., Mc Call S. L., Venkatesan T. N. C., Gossard A. C., Passner A., Wiegman W. — Appl. Phys. Lett., 1979, v. 35, N 6, p. 451—453.
- [11] Gibbs H. M., Tang S. S., Jewell J. L., Weinberger D. A., Tai K., Gossard A. C., Mc Call S. L., Passner A., Wiegman W. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, N 3, p. 221—222.
- [12] Днепровский В. С. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т. 50, в. 4, с. 661—669.
- [13] Великович А. Л., Голубев Г. П., Лучинский Д. Г. — Письма ЖТФ, 1986, т. 12, в. 14, с. 879—885.
- [14] Eichler H. J., Massman F., Zaki C., Heritage J. — Appl. Phys. B, 1982, v. 28, N 213, p. 136—137.
- [15] Аршев И. П., Субашиев В. К., Фараджев Б. Г. — ФТТ, 1985, т. 27, в. 3, с. 695—699.
- [16] Peyghambarian N., Gibbs H. M., Rushford M. C., Weinberger D. A. — Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, N 18, p. 1692—1695.
- [17] Staupendahl G., Shindler K. — Opt. Quant. Electron., 1982, v. 14, N 2, p. 157—167.
- [18] Graig D., Kar A. K., Mathew J. G. H., Miller A. — IEEE J. Quant. Electron., 1985, v. QE-21, N 9, p. 1363—1369.
- [19] Fidorra F., Wegener M., Bigot J. Y., Honerlage B., Klingshirm C. — J. Luminesc., 1986, v. 35, N 1, p. 43—56.

- [20] Апанасевич С. П., Гончаров О. В., Карпушко Ф. В., Синицын Г. В. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1983, т. 47, в. 10, с. 1963—1967.
- [21] Hajto J., Janossy J. — *Phil. Mag.*, 1983, v. B47, N 4, p. 347—366.
- [22] Розанов Н. Н., Семенов В. Е. — *Опт. и спектр.*, 1980, т. 48, в. 1, с. 108—114.
- [23] Розанов Н. Н., Семенов В. Е., Ходова Г. В. — *Квант. электрон.*, 1982, т. 9, в. 2, с. 354—363.
- [24] Григорьянц А. В., Голик Л. Л., Ржавов А. В., Елинсон М. И., Балкарей Ю. И. — *Квант. электрон.*, 1984, т. 11, в. 5, с. 1060—1065.
- [25] Розанов Н. Н. — *ЖЭТФ*, 1981, т. 80, в. 1, с. 96—108.
- [26] Moloney J. V., Belic M. R., Gibbs H. M. — *Opt. Commun.*, 1982, v. 41, N 5, p. 379—382.
- [27] Firth W. J., Abraham E., Wright E. M., Galbraith I., Wherrett B. S. — *Phil. Trans. R. Soc. (Lond.)*, 1984, v. 313, N 1525, p. 299—306.
- [28] Firth W. J., Galbraith I. — *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, v. QE-21, N 9, p. 1399—1403.
- [29] Апанасевич С. П., Карпушко Ф. В., Синицын Г. В. — *Квант. электрон.*, 1985, т. 18, в. 2, с. 387—390.
- [30] Аршев И. П., Субашиев В. К., Фараджев Б. Г. — *ФТП*, 1987, т. 21, в. 10, с. 1873—1876.
- [31] Аршев И. П. — *ФТП*, 1985, т. 19, в. 4, с. 729—734.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 27.10.1987
Принята к печати 15.12.1987