

Диодный усилитель мощности модулированного оптического пучка

Н.В.Дьячков, А.П.Богатов, Т.И.Гушик, А.Е.Дракин

Получены аналитические выражения, связывающие характеристики выходного и входного модулированного излучения оптического диодного усилителя мощности, работающего в режиме глубокого насыщения усиления. Показано, что диодный усилитель может являться конвертором амплитудной модуляции в фазовую модуляцию с достаточно широкой (~ 10 ГГц) частотной полосой преобразования. Низкая чувствительность выходной мощности усилителя к мощности входного пучка и его высокая энергетическая эффективность позволяют использовать усилитель в качестве строительного элемента мощной многоэлементной лазерной установки с когерентным суммированием большого числа оптических пучков.

Ключевые слова: диодный оптический усилитель, амплитудно-фазовая модуляция.

1. Введение

Развитие высокоскоростной мобильной оптической связи в открытом пространстве требует создания источников модулированного оптического пучка высокой яркости. Одним из оптимальных вариантов такого источника может стать диодный лазер или монокристаллическая интегральная диодная гетероструктура, в которой полупроводниковый усилитель мощности является выходной секцией интегрированной структуры (см., напр., [1, 2]).

В работах [3, 4] показано, что в оптической схеме с односторонним диодным лазером и диодным услителем-модулятором можно получать оптические модулированные пучки со средней мощностью ~ 100 мВт, способные передавать информацию со скоростью ~ 20 Гб/с. Однако такая средняя мощность не вполне достаточна для открытой связи. Ориентиром здесь может служить уровень мощности 1 Вт и выше, характерный, например, для связи между искусственными спутниками [5]. Достижение такой средней мощности путем прямой модуляции диодного лазерного источника представляется затруднительным, что обусловлено как необходимостью в большой амплитуде электрического модулированного сигнала, так и связанной с ней деградацией оптического качества пучка.

В этом отношении представляется интересным использование оптического усилителя мощности. На его вход подается оптический модулированный пучок с малой или умеренной средней мощностью, например ~ 100 мВт или меньше, а на выходе мощность достигает 1 Вт и более. При этом питание усилителя осуществляется постоянным током с величиной, необходимой для поддержания постоянного уровня средней выходной оптической мощности.

Н.В.Дьячков, А.П.Богатов, Т.И.Гушик, А.Е.Дракин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: kln4d@yandex.ru, bogatov@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 9 июля 2014 г., после доработки – 12 сентября 2014 г.

Сразу следует отметить, что для эффективного преобразования в усилителе электрической энергии в энергию оптического пучка усилитель заведомо должен работать в режиме глубокого насыщения усиления. Это обстоятельство с неизбежностью влечет за собой трансформацию состояния модуляции пучка при его прохождении через усилитель, обусловленную оптической нелинейностью. Выяснение того, в чем состоит трансформация модуляции, а также насколько она велика, и было целью настоящей работы.

2. Анализ усиления модулированного пучка

При анализе распространения модулированного оптического пучка в усилителе будем придерживаться теории, развитой в работе [4]. Условная анализируемая схема представлена на рис. 1. Будем считать, что усилитель представляет собой лазерный диод на основе гетероструктуры гребневого типа с оптическим волноводом, который поддерживает распространение только одной фундаментальной поперечной моды. Считаем также, что грани диода являются не отражающими, например за счет нанесения на них просветляющих покрытий, и (или) они наклонены к оси волновода под некоторым углом θ аналогично тому, как это было сделано, например, в работе [6]. Таким об-

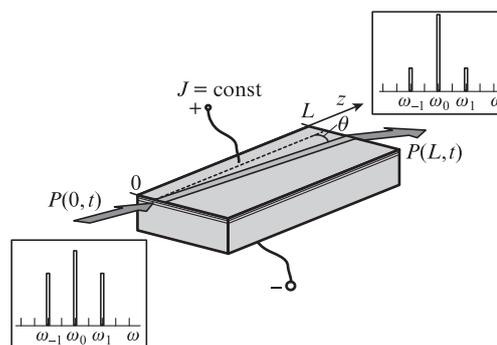


Рис. 1. Упрощенная схема усилителя; θ – угол между оптической осью усилителя и нормалью к грани диода.

разом, рассматриваемый лазерный диод является одно-проходным усилителем, или усилителем бегущей волны.

Анализ работы такого усилителя начнем с рассмотрения усиления в нем гармонически модулированной в СВЧ диапазоне квазимонохроматической волны с несущей оптической частотой ω_0 и боковыми частотами ω_1 и ω_{-1} , причем

$$\omega_1 = \omega_0 + \Omega, \quad \omega_{-1} = \omega_0 - \Omega. \tag{1}$$

Частоты ω_{-1} и ω_1 отвечают стоксовой и антистоксовой компонентам соответственно. В этом случае зависимость амплитуды поля \mathcal{E} от времени t для пучка, распространяющегося в усилителе вдоль его оси z , можно представить в следующем виде:

$$\mathcal{E}(z, t) = \frac{1}{2} \{ E_0(z) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] [1 + V_{+1}(z) \exp[i(qz - \Omega t)] + V_{-1}(z) \exp[-i(qz - \Omega t)]] + \text{компл. сопр.} \}, \tag{2}$$

где $E_0(z)$ – «медленная» комплексная амплитуда волны с несущей частотой ω_0 ; k_0 – ее волноводная константа распространения; V_{+1} и V_{-1} – «медленные» относительные амплитуды волн боковых частот, а их константы распространения k_1 и k_{-1} удовлетворяют соотношениям

$$k_{\pm 1} = k_0 \pm q. \tag{3}$$

Здесь $k_0 = (\omega_0/c)n$; $q = (\Omega/c)n_{\text{гр}}$; n и $n_{\text{гр}}$ – эффективные волноводные фазовый и групповой показатели преломления; c – скорость света.

Поскольку анализ выполнен для моды, поперечное распределение которой по мере ее распространения и усиления внутри усилителя сохраняется, то конкретный вид этого распределения в данном случае не важен и в выражении (2) не присутствует. При этом под напряженностью поля $\mathcal{E}(z, t)$ будем понимать ее значение на оптической оси усилителя. Характеристики поперечного распределения моды и значения n и $n_{\text{гр}}$, а также фактор оптического ограничения Γ , который связывает коэффициенты модового и материального усиления, при решении волноводной задачи находятся отдельно (см., напр., [7, 8]).

Безразмерные функции $V_{+1}(z)$ и $V_{-1}(z)$ характеризуют глубину модуляции, а соотношения между ними – тип модуляции; при $V_{+1} = V_{-1}^*$ сигнал является амплитудно-модулированным, а $V_{+1} = -V_{-1}^*$ соответствует фазово-модулированной волне. В остальных случаях мы имеем смешанный тип амплитудно-фазовой модуляции. Для линейного режима работы усилителя и в пренебрежении дисперсией показателя преломления и усиления спектральные компоненты, присутствующие в (2), будут распространяться и усиливаться одинаково и независимо друг от друга. Соотношение между их медленными амплитудами полностью сохранится, а значит, сохранятся и параметры модуляции. В нашем случае нелинейного усиления это принципиально не так.

Будем рассматривать такие частоты модуляции Ω , при которых внутризонная динамика носителей имеет квазиравновесный характер, т. е. параметр $\Omega\tau_2 \ll 1$, где τ_2 – время внутризонной релаксации. Можно полагать, например, что τ_2 заведомо меньше 10^{-13} с [9], поэтому величина Ω сверху ограничена частотами порядка сотен ГГц.

Развитая в работе [4] теория справедлива для случая не слишком глубокой модуляции, т. е. для $|V_{\pm 1}| < 0.5$.

Здесь мы тоже будем считать, что основная оптическая мощность сосредоточена в центральной спектральной компоненте (в несущей). Это значит, что выражение для ее амплитуды $E_0(z)$ согласно [4] имеет следующий вид:

$$E_0(z) = |E_0(z)| \exp[i\varphi(z)],$$

где

$$|E_0(z)|^2 = (8\pi I_s / cn) u(z); \tag{4}$$

$$\varphi(z) = \varphi(0) - \frac{R}{2} \left[\alpha z + \ln \left(\frac{u(z)}{u_0} \right) \right];$$

$u(z) = I(z)/I_s$; $I_s = \hbar\omega_0/(\sigma\tau)$; $u_0 = u(0)$; $I(z)$, I_s – интенсивности несущей волны и насыщения соответственно; $u(z)$ – нормированная (безразмерная) интенсивность несущей волны; σ – сечение стимулированного перехода (дифференциальное усиление); τ – спонтанное время жизни; R – коэффициент амплитудно-фазовой связи, волноводное значение которого определено, например, в [10]; α – коэффициент нерезонансных потерь.

Координатная зависимость нормированной интенсивности $u(z)$ в соответствии с [4] находится из решения трансцендентного уравнения

$$\frac{u(z)}{u_0} \left| \frac{g - u_0}{g - u(z)} \right|^{g+1} = \exp(g\alpha z), \tag{5}$$

где $g = (\Gamma G_0 - \alpha)/\alpha$ – безразмерная величина, характеризующая модовое усиление; G_0 – ненасыщенное материальное усиление в активном слое, связанное с током накачки J как

$$G_0 = \frac{\sigma\tau}{ed_a W_0 L} (J - J_{\text{тр}}); \tag{6}$$

e – заряд электрона; d_a – толщина активного слоя; W_0 – эффективная ширина накачиваемой области; L – длина усилителя; $J_{\text{тр}}$ – ток прозрачности для резонансных оптических потерь (соответствующий концентрации $N_{\text{тр}}$ на пороге инверсии).

С учетом вышеизложенного

$$g = \beta(J - J_{\text{тр}}) - 1, \tag{7}$$

где

$$\beta = \frac{\Gamma\sigma\tau}{\alpha ed_a W_0 L}.$$

Мощность оптического потока $P(z)$, распространяющегося внутри усилителя, определяется через нормированную интенсивность $u(z)$:

$$P(z) = dWI_s u(z), \tag{8}$$

где W и d – эффективные поперечные размеры оптического пучка в усилителе в плоскости слоев и в перпендикулярном направлении. Они находятся одновременно с эффективным показателем преломления и фактором оптического ограничения при решении волноводной задачи, как об этом сказано выше. В нашем случае

$$d \cong d_a/\Gamma, W \cong \Gamma_w W_0. \tag{9}$$

Здесь под Γ_w подразумевается эффективность накачки. Ее отличие от единицы обусловлено как пространственным растеканием тока, так и существованием дополнительных шунтирующих его каналов.

Таким образом, выражения (4)–(9) достаточны для нахождения в рамках нашей модели статических характеристик усилителя. При этом, задавая входную мощность $P_0 = P(0)$, материальные параметры усилителя и ток накачки J , можно найти распределение этой мощности по всей длине усилителя и, в частности, ее значение на выходе: $P = P(L)$.

На рис.2 и 3 представлены результаты численного расчета мощности P для параметров усилителя, приведенных в табл.1. Значения этих параметров типичны для современных мощных поперечно-одномодовых полупроводниковых излучателей. Из данных рис.2, 3 следует, что ключевым параметром, определяющим эффективность работы усилителя и его предельную выходную мощность, являются нерезонансные оптические потери α . Для получе-

Табл.1. Параметры усилителя мощности, использованные для расчета его характеристик.

Параметр	Обозначение	Значение
Сечение стимулированного перехода (дифференциальное усиление)	σ (10^{-15} см ²)	1.0
Время спонтанной рекомбинации носителей	τ (нс)	1.0
Фактор оптического ограничения	Γ	0.01
Толщина активной области	d_a (нм)	8.0
Коэффициент нерезонансных потерь в волноводе	α (см ⁻¹)	$0.1 < \alpha < 10$
Концентрация прозрачности активной области	N_{tr} (10^{18} см ⁻³)	2.0
Длина волны задающего генератора	λ_0 (нм)	850
Ширина области накачки	W_0 (мкм)	6.0
Длина усилителя	L (см)	1.0
Эффективный размер пучка в плоскости слоев гетероструктуры	W (мкм)	6.0
Эффективный размер пучка в перпендикулярном слое направления	$d \approx d_a/\Gamma$ (мкм)	0.8
Интенсивность насыщения	I_s (Вт/см ²)	2.33×10^5
Мощность насыщения	$P_s = WdI_s$ (мВт)	11.18
Ток прозрачности	J_{tr} (А)	0.154
Коэффициент пропорциональности между нормированным усилением и током накачки	β (мА ⁻¹)	0.26

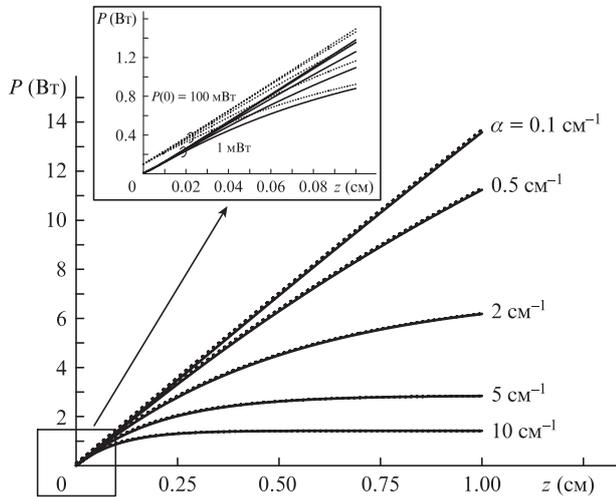


Рис.2. Распределение мощности оптического пучка P по длине усилителя z при различных коэффициентах нерезонансных потерь α и токе накачки усилителя $J = 10$ А, мощности оптического пучка на входе 1 мВт (сплошные кривые) и 100 мВт (пунктир). На вставке – фрагмент зависимости $P(z)$ в увеличенном масштабе.

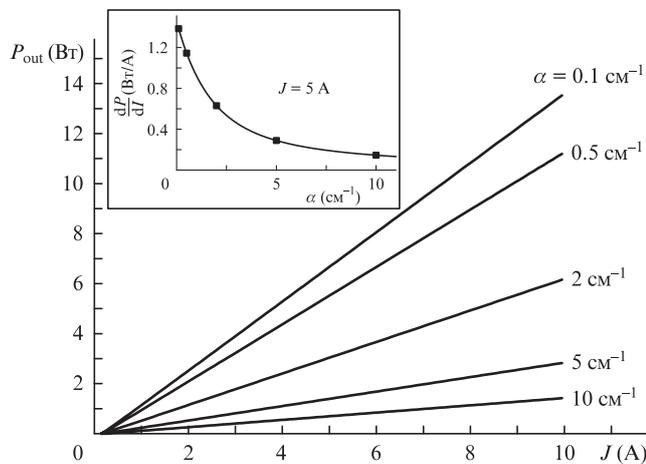


Рис.3. Ватт-амперные характеристики усилителя при различных значениях коэффициента α и мощности оптического пучка на входе $P(0) = 10$ мВт. На вставке – зависимость эффективности усилителя dP/dI от α , точки – численный расчет по формулам (5)–(9), сплошная кривая – по приближенной формуле (10).

ния выходной мощности на уровне нескольких ватт они должны быть меньше 2 см⁻¹. Конечно, при этом следует помнить о других ограничениях на предельную выходную мощность, связанных с нарушением пространственно-одномодового режима генерации (см., напр., [8]) и с оптическим разрушением среды резонатора лазера, что экспериментально и теоретически изучалось в работах [11–14].

Данные рис.2 можно использовать для выбора оптимальной длины резонатора при заданном значении α . Для этого кривые следует рассматривать как зависимости выходной мощности усилителя от длины $z = L$ при неизменной плотности тока накачки.

Из данных рис.3 можно видеть, что энергетическая эффективность рассматриваемого усилителя как источника излучения может быть близка к достигаемой в современных диодных лазерах, т. е. к физически предельной ($\sim \hbar\omega_0/e$). Кроме того, при большой выходной мощности она практически не зависит от мощности излучения на входе и в основном определяется нерезонансными потерями. Действительно, непосредственно из (4)–(9) можно показать (см. Приложение 1), что в приближении глубокого насыщения усиления

$$\frac{dP}{dJ} \approx \Gamma_w \frac{\hbar\omega_0}{e} \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha L}. \tag{10}$$

На вставке к рис.3 можно видеть, что, несмотря на приближенный характер, формула (10) с хорошей точностью соответствует численному расчету эффективности усилителя.

Что касается динамических характеристик нашего усилителя, то для каждой частоты Ω они определяются преобразованием относительных амплитуд боковых компонент $V_{+1}(z)$ и $V_{-1}(z)$. Согласно теории [4], в нашем случае (при постоянном токе накачки усилителя) выражение

для координатной зависимости этих величин примет следующий вид:

$$\begin{bmatrix} V_{+1}(z) \\ V_{-1}^*(z) \end{bmatrix} = K(u(z), \Omega) C_1 \begin{bmatrix} e^{-i\psi} \\ e^{i\psi} \end{bmatrix} + C_2 \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Здесь $K(u(z), \Omega) \equiv [\Phi(u(z), \Omega)]^{-1}$; $\tan \psi = R$; $\Phi(u(z), \Omega)$ – комплексная функция, определяемая как

$$\Phi(u, \Omega) = \exp \left\{ \frac{g+1}{g+1-i\Omega\tau} \ln \left[\frac{(1+u-i\Omega\tau)(1-u_0/g)}{(1-u/g)(1+u_0-i\Omega\tau)} \right] \right\}. \quad (12)$$

Легко видеть, что на входе усилителя $\Phi(u_0, \Omega) = 1$. Отсюда следует, что константы C_1 и C_2 будут выражаться через относительные амплитуды боковых компонент на входе следующим образом:

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{\sqrt{1+R^2} V_{+1}(0) + V_{-1}^*(0)}{2}, \\ C_2 &= \frac{V_{+1}(0) - V_{-1}^*(0)}{2} + iR \frac{V_{+1}(0) + V_{-1}^*(0)}{2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Приведенные выражения (11)–(13) позволяют с использованием уже известной зависимости $u(L)$ полностью рассчитать преобразование гармонически модулированного входного сигнала, определяемого значениями $E_0(z=0)$, $V_{+1}(z=0)$ и $V_{-1}(z=0)$, в сигнал на выходе, который выражается через $E_0(z=L)$, $V_{+1}(z=L)$ и $V_{-1}(z=L)$.

Из равенств (11) и (13) нетрудно заметить, что если на вход усилителя подается чисто фазово-модулированный сигнал ($C_1 = 0$), то на выходе будет присутствовать только фазово-модулированный сигнал с тем же уровнем модуляции. Однако если на вход подается амплитудно-модулированный сигнал или сигнал с модуляцией смешанного типа ($C_1 \neq 0$), то сигнал на выходе, вообще говоря, всегда будет характеризоваться смешанным типом модуляции. Таким образом, в общем случае усилитель существенно изменит характер и параметры модуляции оптического пучка.

Особый интерес представляет один из возможных случаев смешанного типа модуляции, а именно тот, который реализуется при модуляции монохроматического пучка в диодном усилителе-модуляторе [4]. В этом случае для $V_{+1}(0)$ и $V_{-1}(0)$ согласно [4] можно записать:

$$\begin{bmatrix} V_{+1}(0) \\ V_{-1}^*(0) \end{bmatrix} = V(\Omega, \gamma) \begin{bmatrix} e^{-i\psi_m} \\ e^{i\psi_m} \end{bmatrix}, \quad \tan \psi_m = R_m, \quad (14)$$

где $V(\Omega, \gamma)$ – общий комплексный множитель, величина которого зависит от относительной амплитуды модулирующего тока γ , частоты модуляции Ω и параметров усилителя-модулятора; R_m – коэффициент амплитудно-фазовой связи для активной среды усилителя-модулятора. Сравнивая уравнения (11) и (13) с (14), можно прийти к заключению, что если $\psi = \psi_m$, т. е. коэффициенты амплитудно-фазовой связи среды усилителя-модулятора R_m и среды усилителя мощности R одинаковы, то $C_2 = 0$, а значит характер модуляции сигнала не изменяется при его усилении. Может изменяться только глубина такой модуляции. В общем случае ($R_m \neq R$) изменяется как глубина модуляции, так и ее характер. Из равенств (11), (13) и (14) нетрудно получить отношение интенсивностей боковых

спектральных компонент выходного пучка к интенсивностям входных пучков:

$$\begin{aligned} \left| \frac{V_{\pm 1}(L)}{V_{\pm 1}(0)} \right|^2 &= \{ |K(u(L), \Omega)|^2 (1+R^2) + (R_m - R)^2 + 2 |K(u(L), \Omega)| \\ &\times (R_m - R) \sqrt{1+R^2} \sin(\psi_m \mp \delta(\Omega)) \} (1+R_m^2)^{-1}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $\delta(\Omega) = \arg[K(u(L), \Omega)]$.

Линейная связь между $V_{+1}(z=0)$, $V_{-1}(z=0)$ на входе усилителя и $V_{+1}(z=L)$, $V_{-1}(z=L)$ на выходе согласно (11), (13) дает возможность найти в рамках нашей модели преобразование, характеризующее трансформацию в усилителе произвольно модулированного сигнала. Действительно, если по аналогии с (2) представить напряженность волны \mathcal{E} при $z=0$ в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(0, t) &= \frac{1}{2} \{ E_0(0) \exp(-i\omega_0 t) \\ &\times [1 + a(t) + b(t)] + \text{компл. сопр.} \}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $a(t)$ – действительная, а $b(t)$ – мнимая медленно меняющиеся функции времени ($a(t) = a^*(t)$, $b(t) = -b^*(t)$), которые представляют собой амплитудную ($a(t)$) и фазовую ($b(t)$) модуляции, то нетрудно найти в общем виде напряженность $\mathcal{E}(z=L, t)$ волны на выходе усилителя. Для этого необходимо представить $a(t)$ и $b(t)$ в виде интеграла Фурье по частотам Ω и затем воспользоваться преобразованием фурье-компонент $a(\Omega)$ и $b(\Omega)$ согласно (11). Как показано в Приложении 2, результат будет иметь вид

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(z=L, t) &= \frac{1}{2} \{ E_0(L) \exp[i(k_0 L - \omega_0 t)] \\ &\times [1 + A(t) + B(t)] + \text{компл. сопр.} \}, \end{aligned} \quad (17)$$

где $E_0(L)$ определено равенствами (4), а $A(t)$ и $B(t)$ – реальная и мнимая части амплитуды модуляции сигнала на выходе усилителя. Реальная функция $A(t)$, соответствующая амплитудной модуляции выходного сигнала, выражается через входной сигнал $a(t)$ посредством соотношения

$$A(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a(\Omega) K[u(L), \Omega] \exp(-i\Omega t) d\Omega, \quad (18)$$

где $a(\Omega)$ – фурье-образ функции $a(t')$, соответствующей амплитудной модуляции входного сигнала (16), в момент времени $t' = t - L/v_{gr}$; $v_{gr} = c/n^*$. Переменная времени t' отличается от t временем задержки L/v_{gr} , необходимым для прохождения волнового пакета через усилитель длиной L с групповой скоростью v_{gr} . Комплексная функция $K(\Omega) \equiv K(u(L), \Omega)$, определенная равенствами (11), (12), согласно (18) играет роль частотного фильтра для сигнала модуляции при прохождении оптического пучка через усилитель и его усиление.

Для мнимой функции $B(t)$, представляющей собой модуляцию фазы выходного оптического пучка, справедливо выражение (см. Приложение 2)

$$B(t) = b(t') + iR(a(t') - A(t)), \quad (19)$$

которое отражает тот факт, что фазово-модулированная компонента $b(t)$ на входе усилителя передается на выход без изменений в виде $b(t')$. Это можно также видеть из равенства (11), в котором спектральные компоненты V_{+1} и V_{-1} , пропорциональные коэффициенту C_2 , передаются со

входа усилителя на его выход также без каких-либо изменений. Однако, согласно (19), в выходном сигнале $B(t)$ появляется составляющая, пропорциональная глубине амплитудной модуляции $a(t')$ на входе. Забегая вперед, отметим, что в практически интересных случаях, когда мощность оптического пучка на выходе усилителя достаточно велика и имеет место глубокое насыщение усиления, о чем пойдет речь далее, в значительной области частот $\Omega \leq \Omega_b$ функция $|K(\Omega)| \ll 1$. В этом случае

$$B(t) = b(t') + iRa(t'), \quad (20)$$

поэтому, если на вход усилителя подать амплитудно-модулированную волну

$$E^{\text{in}}(t) = \frac{1}{2} \{ E_0(0) \exp(-i\omega_0 t) [1 + a(t)] + \text{компл. сопр.} \}, \quad (21)$$

на его выходе получим усиленную фазово-модулированную волну

$$E^{\text{out}}(t) = \frac{1}{2} \{ \sqrt{Q} E_0(0) \exp[i(k_0 L - \omega_0 t + \varphi(L))] \times [1 + iRa(t')] + \text{компл. сопр.} \}, \quad (22)$$

где $a(t')$ – реальная функция, представляющая собой модуляцию амплитуды входного сигнала в момент времени t' . Величину

$$Q = u(L)/u_0 \quad (23)$$

можно рассматривать как коэффициент усиления по мощности. Конечно, при этом надо понимать, что из-за работы усилителя в режиме глубокого насыщения эта величина теряет привычный смысл, поскольку существенным образом зависит от уровня входного сигнала. Однако в любом случае выражения (4), определяющие в (23) Q через u_0 и $u(L)$, остаются справедливыми.

Из анализа (21), (22) видно, что амплитудная модуляция на входе усилителя трансформируется в нем в фазовую модуляцию на выходе. Это хорошо известное явление фазовой автомодуляции волнового пакета при прохождении его через оптически нелинейную среду, в том числе и через активную среду диодного лазера [15, 16]. В данном случае эта нелинейность связана с эффектом насыщения усиления и с зависимостью показателя преломления полупроводниковой среды от инверсии.

Важной особенностью трансформации амплитудной модуляции в фазовую согласно (22) является ее спектральная широкополосность. Это обеспечивается постоянством коэффициента R , характеризующего эту трансформацию. Величина R может существенно изменяться только в оптическом диапазоне частот, а значит, с высокой степенью точности она постоянна для частот $\omega_0 \pm \Omega$, когда Ω относится к СВЧ или радиодиапазону.

Таким образом, универсальность соотношений (21), (22) обеспечивается условием $|K(\Omega)| \ll 1$. Оно необходимо, чтобы с достаточной точностью выполнялось соотношение (20).

В какой мере для реальных и практически интересных случаев и в каком диапазоне частот $\nu = \Omega/2\pi$ могут быть справедливы эти соотношения, иллюстрируют рис.4–7. Из рис.4 можно видеть, что в диапазоне частот $\Omega \leq \Omega_b \approx 2\pi \times 10$ ГГц значение $|K(\Omega)|$ не превышает 0.2. Таким образом, с точностью, заведомо лучшей 20%, в области частот

до 10 ГГц амплитудная модуляция преобразуется в фазовую. Результат преобразования практически не зависит от входной мощности оптического пучка P_0 . То, что в этом диапазоне частот при возрастании выходной мощности $(\sim u) |K(\Omega)| \rightarrow 0$, следует из равенств (11), (12). Это означает, что при усилении оптического сигнала амплитудная модуляция эффективно подавляется. Более того, уменьшается не только относительная глубина модуляции, но и ее абсолютная величина, т.е. усиление оптического пучка в рассматриваемом усилителе сопровождается некоторой стабилизацией его выходной мощности. Это ожидаемый результат, если иметь в виду режим глубокого насыщения усиления, который характерен для рассматриваемой в настоящей работе задачи.

Помимо подавления амплитудно-модулированного сигнала, имеет место и серьезное искажение его формы. Это видно из рис.5, где представлена частотная зависимость $\delta n_{\text{gr}}^{\text{am}}$, характеризующая спектральную дисперсию в усилителе:

$$\delta n_{\text{gr}}^{\text{am}} = -\frac{c}{L} \frac{\partial \arg(K(\Omega))}{\partial \Omega}. \quad (24)$$

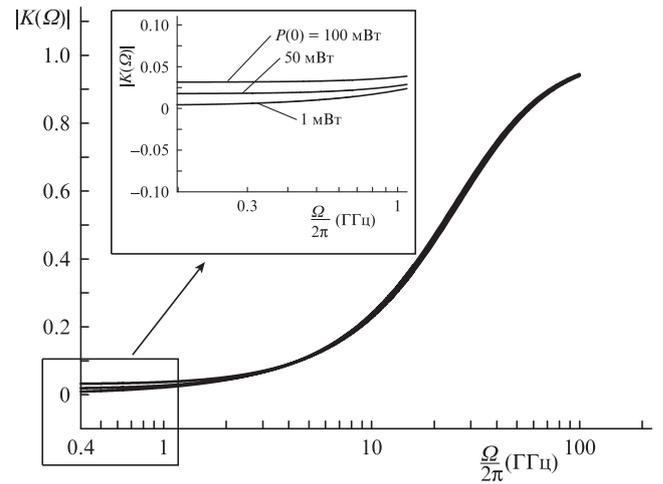


Рис.4. Частотные зависимости модуля передаточной функции $|K(\Omega)|$ усилителя при различных мощностях сигнала на входе $P(0)$ и токе накачки $J = 2$ А.

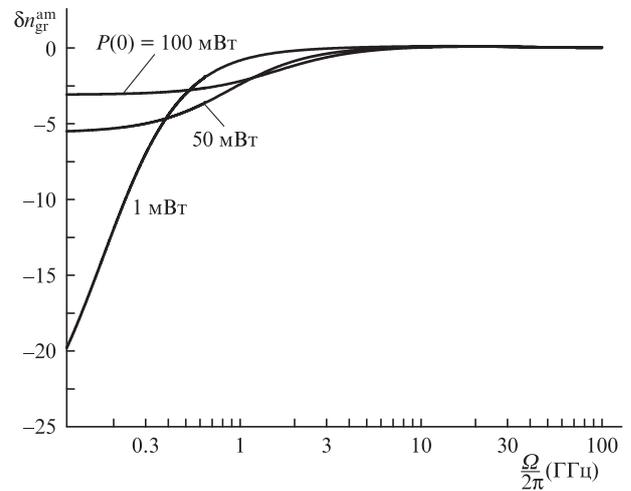


Рис.5. Частотные зависимости дисперсионной добавки $\delta n_{\text{gr}}^{\text{am}}$ амплитудно-модулированной составляющей сигнала на выходе усилителя при различных мощностях сигнала на входе $P(0)$ и токе накачки $J = 2$ А.

Если бы величина δn_{gr}^{am} была постоянна в интересующем нас диапазоне частот $\Omega \leq \Omega_b$ и выполнялось условие постоянства $|K(\Omega)|$, её можно было бы интерпретировать как добавку к групповому показателю n_{gr} . Однако из приведенных на рис.5 кривых видно, что изменение по модулю δn_{gr}^{am} в указанном диапазоне частот превышает значение n_{gr} ; для интересующих нас гетероструктур обычно $n_{gr} \leq 4$. Это свидетельствует о таком искажении огибающей волнового пакета, при котором величина δn_{gr}^{am} теряет физический смысл добавки к скорости его распространения.

Амплитуда $B(t)$ преобразованного фазово-модулированного сигнала согласно (20) слабо зависит от усиления (выходной мощности) усилителя. Возможные искажения формы сигнала можно характеризовать величиной

$$\delta n_{gr}^{ph} = \frac{c}{L} \frac{\partial \arg(K(\Omega) - 1)}{\partial \Omega}, \tag{25}$$

зависимость которой от частоты представлена на рис.6. Как следует из приведенных кривых, в этом случае δn_{gr}^{ph} можно рассматривать как добавку к n_{gr} при распространении волнового пакета фазово-модулированного сигнала. Однако из рис.6 видно, что дополнительная временная задержка, обусловленная наличием δn_{gr}^{ph} , существенно меньше длительности самого пакета $1/\Omega_b$. Это означает, что при анализе динамики распространения фазово-модули-

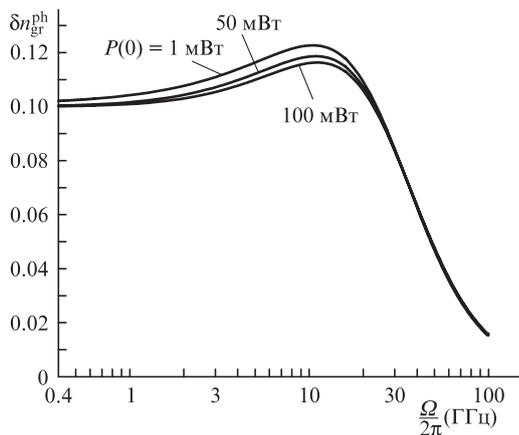


Рис.6. Частотные зависимости добавки δn_{gr}^{ph} к групповому показателю преломления фазово-модулированной составляющей сигнала на выходе усилителя при различных мощностях сигнала на входе и токе накачки $J = 2$ А.

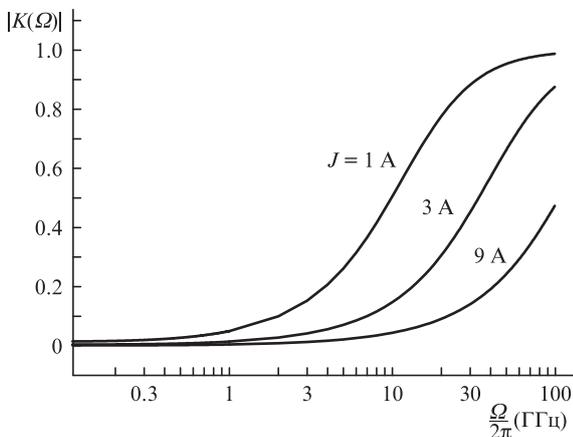


Рис.7. Частотные зависимости модуля передаточной функции $|K(\Omega)|$ усилителя при различных токах накачки J , мощности сигнала на входе усилителя $P(0) = 10$ мВт и коэффициенте нерезонансных потерь $\alpha = 0.5$ см⁻¹.

рованного пакета можно пренебречь дисперсией, наведенной оптической нелинейностью.

На рис.7 представлены частотные зависимости $|K(\Omega)|$ при разных токах накачки усилителя. Видно, что спектральная полоса $\nu_b = \Omega_b/2\pi$ преобразования и усиления фазово-модулированного сигнала при токе накачки, например, 3 А может превышать 10 ГГц. Согласно данным рис.3 это соответствует выходной мощности ~ 3 Вт. Благоприятным обстоятельством является тот факт, что с ростом тока накачки (выходной мощности) растет и ширина спектральной полосы.

3. Обсуждение результатов

Приведенные выше соотношения (4), (5), (16)–(19) позволяют моделировать основные характеристики диодного оптического усилителя мощности с однородными вдоль оптической оси параметрами. Тем не менее они дают возможность анализировать и более сложные оптические схемы, например представляющие собой модуль с интегральной многосекционной структурой, каждая секция которой может обладать разными волноводными свойствами и разным уровнем накачки. Для этого полученные соотношения надо использовать рекуррентным способом, беря в качестве входного сигнала для каждой последующей секции выходной сигнал предыдущей.

Результаты данной работы, конечно, справедливы, если мы не выходим за рамки сделанных приближений. Необходимые для расчетов параметры можно определить из независимых экспериментов, как, например, в работе [17]. Можно надеяться, что сделанные в модели приближения не ухудшают ту точность, которая ограничивается разбросом значений реальных параметров усилителя, таких как дифференциальное усиление σ , время жизни носителей τ , нерезонансные потери α и т.п. Поэтому, на наш взгляд, использованные в модели приближения не нарушают адекватности результатов расчетов.

Важным моментом данной работы является учет оптической нелинейности, обусловленной насыщением усиления и зависимостью показателя преломления полупроводниковой среды от уровня инверсии. Здесь использована особенность этой нелинейности, заключающаяся в том, что связываются между собой только симметрично расстроенные относительно несущей частоты гармоники, без смешивания с гармониками на других частотах. В результате сложная нелинейная система уравнений для спектрально-широкополосного сигнала распадается на независимые системы, каждая из которых состоит из двух линейных уравнений для гармоник, симметрично расстроенных относительно несущей частоты. Нелинейность в этих уравнениях содержится в виде параметра. Впервые этот тип оптической нелинейности изучен в работе [18], и впоследствии он анализировался и в других работах (см., напр., [19–24]). В работе [25] в наиболее общем виде использован аналогичный подход для исследования оптического усиления сигнала в полупроводниковой среде, обладающей нелинейностью с различными характеристиками.

Низкая чувствительность выходной мощности усилителя к мощности входного оптического пучка делает его удобным и эффективным источником высокояркого излучения. Реальными ограничениями для яркости такого источника являются ограничения по мощности излучения поперечно-одномодовых лазеров, связанные с катастрофической оптической деградацией (КОД) или с наруше-

нием однододовости. Для современного развития технологии эти ограничения составляют ~ 3 Вт [26], что можно рассматривать как наиболее высокие результаты из достигнутых в мировой практике на настоящий момент.

«Жесткая» привязка фазы выходного пучка усилителя к фазе входного пучка и возможность управлять ею создают условия для когерентного суммирования мощности большого числа усилителей и, таким образом, для создания источников излучения с выходной мощностью киловаттного уровня, с близкой к дифракционной расходимостью и с возможностью управления пространственным направлением пучка излучения. Следует отметить, что такая излучающая система принципиальным образом отличается от системы из N оптически связанных диодных лазеров (см., напр., [27, 28]), в которых наличие оптической связи увеличивает число степеней свободы в N раз. Поэтому когерентное сложение пучков в системе связанных диодных лазеров происходит только в случае возбуждения одной из N супермод, что, как правило, реализуется крайне сложно, и результат оказывается нестабильным. В наборном излучателе из усилителей оптическая связь между ними не используется вообще, а возможное ее наличие из-за несовершенств оптической системы можно свести к минимуму за счет применения оптических изоляторов.

В использованной модели мы никак не учитывали спонтанное излучение, предполагая, что входная мощность усиливаемого оптического пучка заведомо превышает уровень эффективной мощности спонтанного излучения. Оценки этого уровня можно сделать аналогично тому, как это описано в работе [29]. Они позволяют надеяться, что уровень ~ 1 мВт для режима работы усилителя с параметрами, приведенными в табл.1, удовлетворяет этому условию.

Спектральный диапазон, в котором усилитель подает амплитудную модуляцию ($|K(\Omega)| \ll 1$), ограничен величиной Ω_b . При увеличении Ω вне этого диапазона имеет место рост $|K(\Omega)|$ до значений, близких к единице. Физически это связано с тем, что ослабевают взаимодействия боковых спектральных компонент с несущей. Причиной ослабления служит уменьшение амплитуды осцилляции инверсии, когда частота этих осцилляций (биений) существенно превышает обратное характерное время τ^{-1} отклика инверсии, т.е. $\Omega\tau \gg 1$. В этом случае роль рассмотренного механизма нелинейности в усилителе бегущей волны уменьшается и становится соизмеримой с ролью спектральной дисперсии материального усиления, которой мы пренебрегли в настоящей работе на основании того, что $\Omega \ll \Delta\omega$, где $\Delta\omega$ – ширина линии материального усиления. Ситуация, в которой дисперсия материального усиления существенна, возникает при анализе одночастотной генерации в диодном лазере. Для этого случая она представляет собой отдельную задачу, такую же, например, как и рассмотренная в работах [21, 24].

4. Выводы

Таким образом, результаты настоящей работы свидетельствуют, что оптический диодный усилитель может служить выходным усилителем пучка, обеспечивая на настоящий момент выходную среднюю мощность мультиваттного уровня при расходимости пучка, близкой к дифракционному пределу.

Особенность такого усилителя заключается в том, что его выходной пучок может обладать доминантно только

фазовым типом модуляции, вне зависимости от того, является входной пучок амплитудно- или фазово-модулированным. При этом полоса частот усиления фазово-модулированного сигнала ограничена только шириной оптического спектра материального усиления и может превышать несколько сот гигагерц.

Для амплитудно-модулированного входного сигнала усилитель одновременно служит и конвертором амплитудной модуляции в фазовую. Однако в этом случае его полоса частот ограничена, но, тем не менее, может превышать ~ 10 ГГц. В этой связи наиболее интересным вариантом применения такого усилителя представляются системы, в которых используется BPSK (bit phase shift keying) тип модуляции.

Можно полагать, что в своем сегменте применений системы на основе диодных усилителей составят конкуренцию системам на основе волоконных лазеров за счет более высокой полной эффективности и надежности, а также габаритов. Кроме того, диодный усилитель может служить строительным элементом мощной (киловаттного уровня) лазерной установки с синтезированной апертурой когерентно суммируемых оптических пучков и управляемым угловым положением результирующего оптического пучка.

Работа выполнена в рамках темы №01201156501 «Исследование свойств оптоэлектронных материалов и структур и возможностей их использования в лазерной технике, информатике и медицине» при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №12-02-31345 мол_А_2012) и УНК ФИАН.

Приложение 1

Будем полагать, что усилитель находится в состоянии глубокого насыщения усиления и справедливы соотношения

$$g \gg 1, \ln(u/u_0) \ll g\alpha L. \quad (\text{П1.1})$$

Логарифмируя выражение (5), получаем с учетом (П1.1):

$$g\alpha L = \ln\left(\frac{u}{u_0}\right) + (g+1)\ln\left(\frac{g-u_0}{g-u}\right) \approx g \ln\left(\frac{g-u_0}{g-u}\right). \quad (\text{П1.2})$$

Следовательно,

$$\frac{g-u_0}{g-u} \approx \exp(\alpha L). \quad (\text{П1.3})$$

Отсюда

$$u = u_0 \exp(-\alpha L) + g[1 - \exp(-\alpha L)], \quad (\text{П1.4})$$

$$\frac{du}{dg} = 1 - \exp(-\alpha L). \quad (\text{П1.5})$$

Из выражений (6)–(8) следует, что

$$\frac{dP}{du} = \frac{\hbar\omega_0 W d}{\sigma\tau}, \quad \frac{dg}{dJ} = \frac{\Gamma\sigma\tau}{\alpha e W_0 d_a L}, \quad (\text{П1.6})$$

откуда вытекает окончательное выражение для производной выходной мощности по току:

$$\frac{dP}{dJ} = \frac{dP}{du} \frac{du}{dg} \frac{dg}{dJ} = \Gamma_w \frac{\hbar\omega_0}{e} \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha L}.$$

Приложение 2 или

Поле распространяющегося по усилителю произвольного модулированного сигнала представим в виде

$$\mathcal{E}(z, t) = \frac{1}{2} \{ E_0(z) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \times [1 + \xi(z, t)] + \text{компл. сопр.} \}, \quad (\text{П2.1})$$

где $E_0(z)$ и $\xi(z, t)$ – медленно меняющиеся функции z . Комплексную функцию $\xi(z, t)$, определяющую характер модуляции сигнала, представим в виде суммы действительной и чисто мнимой функций: $\xi(z, t) = a(z, t) + b(z, t)$, где

$$\begin{aligned} a(z, t) &= \frac{1}{2} [\xi(z, t) + \xi(z, t)^*]; \\ b(z, t) &= \frac{1}{2} [\xi(z, t) - \xi(z, t)^*]. \end{aligned} \quad (\text{П2.2})$$

Далее представим функции $\xi(z, t)$, $a(z, t)$ и $b(z, t)$ в виде интегралов Фурье:

$$\begin{aligned} \xi(z, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \zeta(z, \Omega) \exp[i\Omega(n_{\text{gr}} z/c - t)] d\Omega \\ &= \int_0^{\infty} \{ V_{+1}(z, \Omega) \exp[i\Omega(n_{\text{gr}} z/c - t)] + V_{-1}(z, \Omega) \exp[-i\Omega(n_{\text{gr}} z/c - t)] \} d\Omega, \end{aligned} \quad (\text{П2.3})$$

$$\begin{aligned} a(z, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{a}(z, \Omega) \exp[i\Omega(n_{\text{gr}} z/c - t)] d\Omega, \\ b(z, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{b}(z, \Omega) \exp[i\Omega(n_{\text{gr}} z/c - t)] d\Omega. \end{aligned}$$

Исходя из определения функций $a(z, t)$ и $b(z, t)$ (П2.2), для их спектральных компонент будут справедливы соотношения

$$\tilde{a}(z, \Omega) = \tilde{a}^*(z, -\Omega), \quad \tilde{b}(z, \Omega) = -\tilde{b}^*(z, -\Omega), \quad (\text{П2.4})$$

а для $\Omega \geq 0$

$$\begin{aligned} \tilde{a}(z, \Omega) &= \frac{1}{2} [V_{+1}(z, \Omega) + V_{-1}^*(z, \Omega)], \\ \tilde{b}(z, \Omega) &= \frac{1}{2} [V_{+1}(z, \Omega) - V_{-1}^*(z, \Omega)]. \end{aligned} \quad (\text{П2.5})$$

Поскольку для всех пар $V_{\pm 1}(z, \Omega)$, входящих в (П2.5), будут справедливы выражения (11)–(13), то для $\tilde{a}(z, \Omega)$ и $\tilde{b}(z, \Omega)$ получим:

$$\begin{aligned} \tilde{a}(z, \Omega) &= K(z, \Omega) \tilde{a}(0, \Omega), \\ \tilde{b}(z, \Omega) &= \tilde{b}(0, \Omega) + iR[1 - K(z, \Omega)] \tilde{a}(0, \Omega). \end{aligned} \quad (\text{П2.6})$$

Тогда согласно (П2.3)

$$\begin{aligned} a(z, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{a}(0, \Omega) K(u(z), \Omega) \exp(-i\Omega t') d\Omega, \\ b(z, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{b}(0, \Omega) \exp(-i\Omega t') d\Omega \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} iR[1 - K(z, \Omega)] \tilde{a}(0, \Omega) \exp(-i\Omega t') d\Omega, \end{aligned} \quad (\text{П2.7})$$

$$b(z, t) = b(0, t') + iR[a(0, t') - a(z, t)]. \quad (\text{П2.8})$$

Здесь $t' = t - z/v_{\text{gr}}$; $v_{\text{gr}} = c/n^*$. Обозначив $a(0, t) \equiv a(t)$, $a(L, t) \equiv A(t)$, $a(\Omega) \equiv \tilde{a}(0, \Omega)$ и $b(0, t) \equiv b(t)$, $b(L, t) \equiv B(t)$, окончательно получим

$$\begin{aligned} A(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} a(\Omega) K(u(L), \Omega) \exp(-i\Omega t') d\Omega, \\ B(t) &= b(t') + iR[a(t') - A(t)]. \end{aligned}$$

1. Kwok C.H., Penty R.V., White L.H., Hasler K.-H., Sumpf B., Erbert G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **21**, 301 (2009).
2. Michel N., Ruiz M., Calligaro M., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7616**, 76161F1 (2010).
3. Богатов А.П., Дракин А.Е., Дьячков Н.В. *Квантовая электроника*, **40**, 782 (2010).
4. Богатов А.П., Дьячков Н.В., Дракин А.Е., Гущик Т.И. *Квантовая электроника*, **43**, 699 (2013).
5. Sodnik Z., Furch B., Lutz H. *IEEE J. Sel. Topic Quantum Electron.*, **16**, 1051 (2010).
6. Лобинцов А.А., Успенский М.Б., Шишкин В.А., Шраменко М.Б., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **40**, 305 (2010).
7. Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк А.А. и др. *Квантовая электроника*, **32**, 1099 (2002).
8. Плисюк С.А., Батрак Д.В., Дракин А.Е., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **36**, 1058 (2006).
9. Oudar J.L., Hulin D., Migus A., Antonetti A., Alexandre F. *Phys Rev. Lett.*, **55**, 2074 (1985).
10. Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **14**, 2190 (1987).
11. Акимова И.В., Богатов А.П., Дракин А.Е., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **25**, 647 (1998).
12. Мифтахутдинов Д.Р., Дьячков Н.В., Поповичев В.В. и др. В сб. *Труды 6-го Белорусско-Российского семинара по полупроводниковым лазерам и системам* (Минск, 2007, с. 23).
13. Мифтахутдинов Д.Р., Богатов А.П., Дракин А.Е. *Квантовая электроника*, **40**, 583 (2010).
14. Мифтахутдинов Д.Р., Богатов А.П., Дракин А.Е. *Квантовая электроника*, **40**, 589 (2010).
15. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Кобилджанов О.А., Магдазин В.Р., Хайдаров А.В. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, №1, 16 (1987).
16. Agrawal G.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 2297 (1989).
17. Дьячков Н.В., Богатов А.П., Гущик Т.И., Дракин А.Е. *Квантовая электроника*, **44**, 1005 (2014).
18. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Sverdlov V.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11**, 510 (1975).
19. Agrawal G.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 147 (1988).
20. Mork J., Tromborg V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 123 (1988).
21. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Рахвальский М.П., Хайретдинов К.А. *Квантовая электроника*, **10**, 1851 (1983).
22. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Kobildzhanov O.A., Madgazin V.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 1064 (1987).
23. Bogatov A.P., Rakhvalskii M.P. *Laser Phys.*, **2**, 533 (1992).
24. Батрак Д.В., Богатов А.П., Каменец Ф.Ф. *Квантовая электроника*, **33**, 941 (2003).
25. Runge P., Elshner R., Bunge C.-A., Petermann K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 629 (2009).
26. Sverdlov V., Pfeiffer H.-U., Zibik E., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8605**, 860508-1 (2013).
27. Богатов А.П., Голдобин И.С., Елисеев П.Г. и др. *Препринт ФИАН № 221* (М.: 1987).
28. Державин С.И., Дюкель О.А., Лындин Н.М. *Квантовая электроника*, **42**, 561 (2012).
29. Богатов А.П. *Труды ФИАН*, **166**, 68 (1986).