

Генерация частотно-модулированных оптических импульсов ИК диапазона в полупроводниковой волноводной структуре с реализуемой волной пространственного заряда

А.С.Абрамов, И.О.Золотовский, А.С.Кадочкин, С.Г.Моисеев,
И.С.Паняев, Д.Г.Санников, М.С.Явтушенко, А.А.Фотиади, В.В.Светухин

Рассмотрены условия усиления и модуляции электромагнитного излучения при его взаимодействии с волной пространственного заряда, формируемой в полупроводниковой цилиндрической структуре. Показана возможность реализации результирующего усиления $G > 10^3$ м⁻¹, а также сильной фазовой модуляции (чирпа) для волновых пакетов, распространяющихся на поверхности полупроводникового цилиндрического волновода. Предложена кольцевая схема лазера, способная обеспечить генерацию частотно-модулированных импульсов субнаносекундной длительности с пиковой мощностью свыше 1 кВт и несущей частотой, перестраиваемой в широком спектральном диапазоне.

Ключевые слова: полупроводниковый цилиндрический волновод, волна пространственного заряда, фазовая модуляция, генерация частотно-модулированных импульсов.

1. Введение

Многочисленные нелинейные эффекты в прямозонных полупроводниках $A_{III}B_V$ (арсенид галлия, фосфид индия и др.) открывают широкие возможности для разработки и создания электронных и фотонных устройств оптической обработки сигналов, преобразования длин волн, усиления, генерации лазерных импульсов [1, 2]. Кроме того, некоторые из указанных полупроводников обладают отрицательным дифференциальным сопротивлением, что при наличии положительной обратной связи позволяет изготавливать на их основе усилители и генераторы СВЧ колебаний. К подобного рода полупроводниковым приборам относятся, например, диоды Ганна [3, 4]. Работа усилителей бегущей волны и активных линий передачи, реализованных в полупроводниковых пленках, основана на эффекте усиления волны пространственного заряда (ВПЗ) в полупроводниковой плазме [5, 6]. Первоначально термин «волна пространственного заряда» возник в СВЧ технике для обозначения волнообразного

распространения возмущений плотности и скорости пространственного заряда в электронном пучке [7, 8]. В физике полупроводников под ВПЗ понимают пространственно-временные возмущения плотности заряда, возникающие в полупроводниках с отрицательной дифференциальной подвижностью в сильных электрических полях [9–11]. При распространении ВПЗ в полупроводниковом кристалле происходит отклонение концентрации свободных носителей заряда от ее равновесного значения. Это приводит к периодическому изменению диэлектрической проницаемости (ДП). Возникающая при этом глубина модуляции ДП оказывается достаточной для реализации эффективного взаимодействия «ВПЗ – оптическая волна». В результате междолинного переноса электронов дифференциальная проводимость образца становится отрицательной, что создает условия для генерации и усиления собственных ВПЗ [12], которые могут усиливаться и распространяться со скоростью, близкой к скорости дрейфа носителей $v_0 \approx 10^5$ м/с. Формирование электронной ВПЗ-решетки может быть осуществлено для полупроводниковых структур на основе n-GaAs или n-InSb в преддоменном режиме в условиях эффекта Ганна [13].

На основе ВПЗ также возможно создание фоторефрактивных решеток в электрооптических кристаллах [14]. В работах [15, 16] рассматривалась дифракция света на ВПЗ в объемных полупроводниковых кристаллах. Исследовано распространение ВПЗ в n-GaAs-волноводах без усиления и поглощения, а также режимы усиления и генерации оптических волн в случае внешней оптической накачки [17, 18]. Было показано, что ВПЗ образует периодическую решетку и играет роль распределенной обратной связи для прямой и обратной волн с разными частотами. В работе [19] предложен механизм прямого токового усиления поверхностных мод, распространяющихся на поверхности цилиндрического волновода, изготовленного на основе непрямозонного полупроводника – легированного кремния. Показано, что усиление в соответствующей волноводной структуре может осуществляться в широком спектральном диапазоне – от дальнего ИК до

А.С.Абрамов, И.С.Паняев, Д.Г.Санников, М.С.Явтушенко. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Льва Толстого, 42; e-mail: aleksei_abramov@mail.ru

И.О.Золотовский, А.С.Кадочкин. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Льва Толстого, 42; Научно-производственный комплекс «Технологический центр», Россия, 124498 Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1, стр. 7

С.Г.Моисеев. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Льва Толстого, 42; Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Россия, 119334 Москва, Ленинский просп., 32а

А.А.Фотиади. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Льва Толстого, 42; Electromagnetism and Telecommunication Department, University of Mons, B-7000 Mons, Belgium

В.В.Светухин. Научно-производственный комплекс «Технологический центр», Россия, 124498 Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1, стр. 7

видимого включительно. Обнаружено, что в ближнем ИК диапазоне инкремент усиления может превышать потери более чем на 10^3 см^{-1} . Однако, как было отмечено в [19], непрямозонный полупроводник не является оптимальным материалом для изготовления усилителей с максимальными энергетическими характеристиками (инкрементом усиления).

В настоящей работе анализируются условия усиления и фазовой модуляции поверхностной волны, реализуемые за счет токовой накачки и формирования ВПЗ в прямозонной полупроводниковой структуре. Показано, что соответствующие волноводы могут быть использованы для создания на их основе генераторов ультракоротких импульсов излучения, перестраиваемого в широком спектральном диапазоне.

2. Взаимодействие «оптическая волна – постоянный дрейфовый ток». Призменная синхронизация

Для усиления электромагнитного излучения в рассматриваемой полупроводниковой структуре необходимо его эффективное взаимодействие с волной дрейфового тока. Данное условие выполняется при согласовании фазовой скорости усиливаемой волны с дрейфовой скоростью носителей тока. Соответствующий режим усиления света аналогичен режиму функционирования лампы обратной волны [20–23]. Условие синхронизма можно обеспечить, вводя свет в цилиндрический волновод через призму или решетку под некоторым углом θ к образующей цилиндра [19]. В этом случае поверхностная волна (световой пучок) может распространяться по спиральной траектории и замедляться.

Пусть волна распространяется по спирали с соответствующей криволинейной координатой ξ и волновым числом $\beta = \beta_\xi = (\beta_z^2 + \beta_\perp^2)^{1/2} = k_0 n_m(\omega)$. Здесь β_z и β_\perp – продольная и поперечная составляющие волнового вектора; $k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме; $n_m(\omega)$ – показатель преломления материала структуры. Синхронизация скоростей дрейфового тока и туннелирующей волны достигается за счет подбора угла ввода излучения θ в волновод и позиционированием входной призмы (рис. 1). При этом элементарные смещения замедляемой волны, распространяющейся по спиральной координате ξ , связаны с элементарными смещениями вдоль продольной оси z соотношением $d\xi \approx (cn_m v_0) dz = dz/\sin\theta$, где v_0 – дрейфовая скорость тока, примерно равная фазовой скорости световой волны вдоль направления оси z , а $\sin\theta \approx (v_0/c)n_m$ – параметр замедления оптической волны в рассматриваемой структуре.

Как было показано в работе [19], в случае синхронизации скоростей результирующее (погонное) усиление волны на единицу длины вдоль оси z определяется выражением

$$G = \alpha_z - \gamma \approx \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\eta^2 \omega_p^2 \omega}{2v_{\text{ph}}^2 v_g} \right)^{1/3} - \frac{v_{\text{ph}}}{v_0} \beta'' \quad (1)$$

где α_z и γ – соответственно погонные инкременты усиления и затухания; β'' – мнимая часть волнового числа; $\omega_p = \sqrt{N_0 e^2 / m_{\text{eff}}^* \epsilon_0}$ – плазменная частота полупроводника без учета его ДП $\epsilon = n_m^2$; N_0 – концентрация электронов; e и m_{eff}^* – заряд и эффективная масса элект-

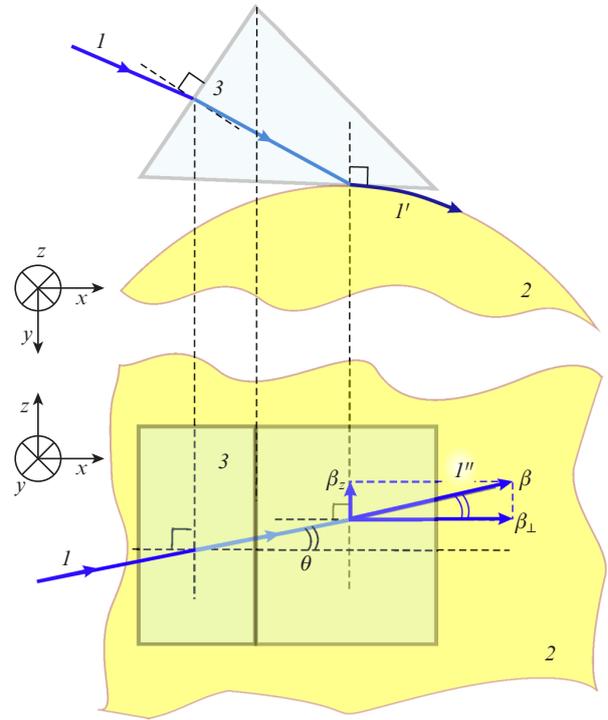


Рис. 1. Призменный ввод излучения в волновод [19]: I и I' – входной и замедляемый пучки света; 2 – цилиндрический волновод; 3 – призма; θ – угол между волновым вектором входного пучка и направляющей цилиндра; β_z и β_\perp – продольная и радиальная составляющие волнового вектора.

рона; ϵ_0 – ДП вакуума; $v_g = (\partial\beta/\partial\omega)_{\omega=\omega_0}^{-1} \approx v_{\text{ph}} = cn_m$ – групповая скорость замедляемого светового пучка; $\eta^2 = \langle |E_{\text{TM}}|^2 \rangle / (\langle |E_{\text{TM}}|^2 \rangle + \langle |E_{\text{TE}}|^2 \rangle)$ – усредненная по времени приведенная плотность энергии волны для ТМ поляризации. Обозначения поляризаций ТЕ и ТМ волн соответствуют используемым в СВЧ технике [23]. При этом

$$\langle |E_{\text{TE, TM}}|^2 \rangle = \frac{1}{V_{\text{eff}}} \int_0^\infty |E_{\text{TE, TM}}|^2 dV \quad (2)$$

где

$$V_{\text{eff}} = \frac{1}{|E_0|^2} \int_0^\infty |E(x, y, z)|^2 dV$$

– эффективный объем усиливаемой моды; dV – элемент объема; $|E|^2 = |E_{\text{TM}}|^2 + |E_{\text{TE}}|^2$ – приведенная плотность энергии медленной (распространяющейся по спирали) волны с учетом вклада ТЕ и ТМ компонент (в единицах $\text{В}^2/\text{м}^2$).

Из соотношения (1) видно, что инкремент усиления не зависит от выбора траектории, тогда как продольные потери зависят от оптической длины пути в световоде. При малых скоростях туннелирования замедляемой волны ($v_0 \ll 10^5 \text{ м/с}$) увеличение потерь на погонный метр может помешать реализовать ее эффективное усиление. С другой стороны, условие эффективного усиления волны можно записать как $\alpha_\xi > \beta''$, где

$$\alpha_\xi \approx \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{v_0}{v_{\text{ph}}} \left(\frac{\eta^2 \omega_p^2 \omega}{2v_{\text{ph}}^2 v_g} \right)^{1/3} \quad (3)$$

– усиление замедляемого волнового пакета вдоль спиральной координаты.

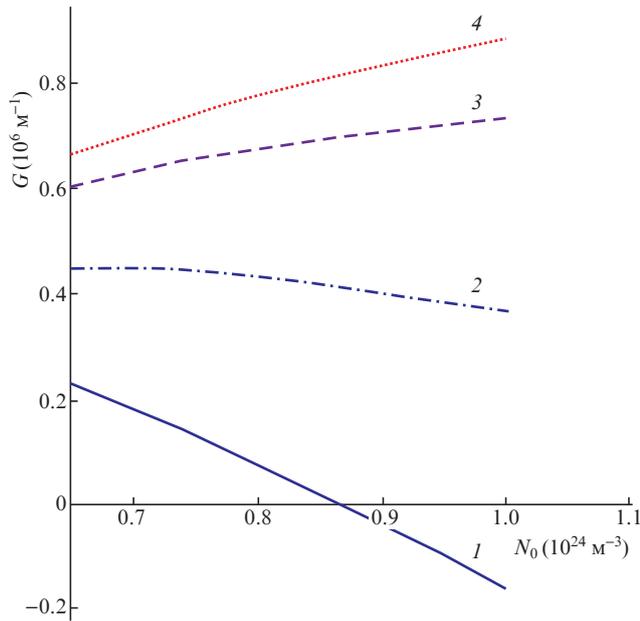


Рис.2. Зависимости результирующего усиления от концентрации электронов в легированном n-GaAs-волноводе при различных значениях параметра замедления: $\sin\theta = 0.0003$ (1), 0.0006 (2), 0.002 (3) и 0.02 (4); $\eta = 0.5$, $m_{\text{eff}} = 0.065m_0$, $n = 3.3702$ (на длине волны $\lambda = 1.55$ мкм и при температуре $T = 293$ К) [24, 25].

На рис.2 представлены зависимости результирующего усиления от концентрации электронов в GaAs-структуре, полученные численно на основе соотношения (1). Для расчета концентрационной зависимости поглощения $\beta''(N_0)$ использованы экспериментальные данные для прямозонного арсенида галлия из монографии [24]. В ближней ИК области ($\lambda = 1.55$ мкм) показатель преломления этого материала $n_m \approx 3.37$ [25]. Из рис.2 видно, что при малых углах ввода результирующее усиление G может стать нулевым и даже отрицательным (кривая 1). Для n-GaAs не наблюдается явно выраженных максимумов результирующего усиления. Для кремния зависимости $G(N_0)$ могут иметь максимумы при небольших значениях параметра замедления [19]. Появление подобных максимумов связано с конкуренцией усиления α_z и потерь γ . Однако в случае GaAs отсутствие максимумов может быть обусловлено как узостью выбранной области изменения концентраций, так и большим отличием в значениях параметров (эффективная масса носителей, показатель преломления и т. д.) по сравнению с кремнием. При определенном угле ввода результирующее усиление может слабо зависеть от концентрации (кривая 2 на рис.2), для больших значений θ увеличение концентрации приводит к росту G (кривые 3, 4) вплоть до $G \approx 0.9 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ (кривая 4). Это указывает на возможность создания генераторов лазерных импульсов на основе цилиндрических GaAs-структур с замедляемыми модами на поверхности, накачиваемых непосредственно электрическим током.

3. Взаимодействие «оптическая волна – переменный ток накачки». Пространственная синхронизация

Кроме призмной синхронизации замедляемого волнового пакета и дрейфового тока за счет контроля угла ввода, может применяться схема, использующая не по-

стоянный, а переменный ток накачки, определяемый соотношением

$$I = I_0[1 + \kappa \cos(\Omega t - qz)], \quad (4)$$

где κ – глубина модуляции тока, а частота Ω и волновое число q модулирующей токовой волны связаны приближенно как $\Omega/q \approx v_0$. Отметим, что концентрация электронов в полупроводнике, ДП и, как следствие, показатель преломления изменяются по закону, аналогичному соотношению (4) [9, 11].

В условиях больших напряжений дрейфовую скорость тока можно считать постоянной и равной дрейфовой скорости насыщения. Тогда неравновесные заряды, формирующие ВПЗ, будут представлять собой сгустки зарядовой плотности (банчи), для концентрации электронов в которых верно соотношение $N_0^{\text{eff}} \approx N_0[1 + \kappa \cos(\Omega t - qz)]$. Как следствие, для плазменной частоты полупроводника можно записать $\omega_p^2 \approx \omega_{p0}^2[1 + \kappa \cos(\Omega t - qz)]$.

Диэлектрическая проницаемость среды определяется как $\epsilon_{\text{eff}} \approx \epsilon_\infty - \omega_p^2/(\omega - i\gamma_c)$, где ϵ_∞ – диэлектрическая проницаемость на высоких частотах; γ_c – частота столкновений, обратно пропорциональная времени передачи импульса. Показатель преломления в приближении $\gamma_c \rightarrow 0$ можно записать как

$$n^{\text{eff}} \approx n[1 + m \cos(\Omega t - qz)] \approx n - \frac{\omega_{p0}^2 \kappa}{2\omega^2} \cos(\Omega t - qz). \quad (5)$$

Здесь n – «равновесный» показатель преломления ($n^2 \approx \epsilon_\infty$); m – глубина модуляции. В этом случае можно обеспечить дополнительную синхронизацию волны типа моды шепчущей галереи (МШГ) [26] и волны пропускаемого через цилиндр дрейфового тока, даже без прецизионной подстройки призмных устройств ввода. Так, при распространении излучения в полупроводниковой структуре со сформированной бегущей волной изменения показателя преломления может происходить автоматическое «затягивание» излучения в «потенциальную яму» максимума показателя преломления. Данное условие выполняется в случае реализации неравенства $|m|n \approx |\kappa| \omega_{p0}^2/2\omega^2 \gg \Delta v^2/2v_{\text{ph}}^2$. Здесь $\Delta v \approx v_{\text{ph}} \sin\theta - v_0$ – рассогласование вдоль оси z фазовой скорости поверхностной волны и дрейфовой скорости тока. Видно, что в случае $m \gg 10^{-6}$ соответствующее условие выполняется практически всегда.

Рассматриваемая в настоящей работе система в большой степени напоминает классическую спиральную замедляющую систему [20–23]. Главное отличие заключается в том, что в предлагаемой замедляющей системе замедляемая волна движется со скоростью, равной дрейфовой скорости тока. Как будет показано ниже, это важное обстоятельство обеспечивает помимо усиления сильную фазовую модуляцию поверхностной волны, синхронизируемую с ВПЗ. Кроме того, формируемая в этом случае динамическая решетка показателя преломления позволяет стабилизировать дифракционное «расплывание» распространяющегося по спирали излучения.

4. Механизм образования ВПЗ в полупроводниках

Как отмечалось, скорость распространения ВПЗ близка к скорости дрейфа носителей и составляет $\sim 10^5$ м/с, что позволяет использовать соответствующий эффект

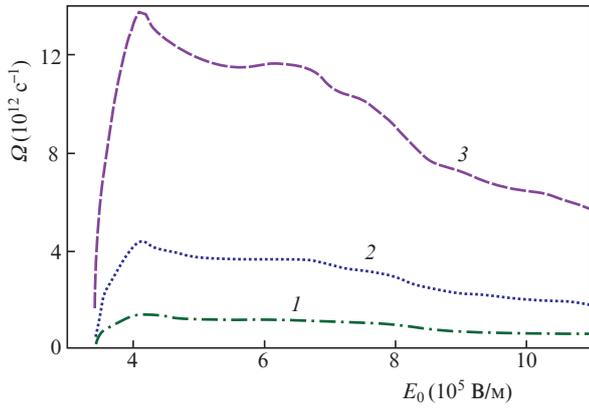


Рис.3. Зависимости частоты неусиливающейся ВПЗ от приложенного постоянного поля в n-GaAs-структуре при концентрации носителей $N_0 = 10^{14}$ (1), 10^{15} (2) и 10^{16} см^{-3} (3); $\varepsilon = 12.5$, $\mu_1 = 0.31$ $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $T = 300$ К.

для автоматической синхронизации поверхностной туннелирующей волны и волны дрейфового тока. В полупроводниковых пленках с отрицательной дифференциальной проводимостью при определенных условиях могут распространяться ВПЗ с нарастающей амплитудой [6].

В одномерном случае дисперсионное уравнение, связывающее волновое число q и частоту ВПЗ Ω , имеет вид [27]

$$i(\Omega - qv_0) + \omega_M \mu_1 + Dq^2 = 0, \quad (6)$$

где $\mu_1 = \mu_0^{-1}(dv/dE)$ – дифференциальная подвижность электронов; μ_0 – подвижность «неразогретых» электронов; $\omega_M = eN_0\mu_0/(\varepsilon_0\varepsilon)$ – частота максвелловской релаксации; D – коэффициент диффузии, который в общем случае является анизотропным.

Частоту ВПЗ, распространяющейся в волноводе без усиления и затухания, можно оценить из уравнения (6): $\Omega = v_0 \sqrt{-\mu_1 \omega_M / D}$. На рис.3 представлены зависимости частоты неусиливающейся ВПЗ от приложенного постоянного поля в GaAs-структуре. В качестве расчетных параметров GaAs взяты экспериментальные данные для коэффициента диффузии и дрейфовой скорости при $T = 300$ К [28, 29]. Обе эти величины сильно зависят от напряженности внешнего электрического поля. Из рис.3 видно, что в области отрицательной дифференциальной подвижности частота имеет два максимума, первый из которых представляет наибольший интерес и соответствует полю вблизи $E_0 = 4.5 \times 10^5$ В/м. В области $E_0 = 2.0 \times 10^5$ В/м частота ВПЗ сильно изменяется при малом изменении напряженности. Таким образом, для получения ТГц модуляции в резонаторе длиной $l = 0.1$ мм разность потенциалов должна составлять 30–45 В. В этом диапазоне частота достигает огромных значений, $\Omega \approx (5-6) \times 10^{12}$ с^{-1} .

5. Фазовая модуляция поверхностной замедляемой волны

Использование ВПЗ в качестве синхронизирующего эффекта приводит не только к эффективному усилению замедляемого волнового пакета, но и к его сильной фазовой модуляции. Рассмотрим волновой пакет, туннелирующий с малой скоростью вдоль продольной оси z волно-

водной структуры, что возможно при $\beta_z = \beta_\xi : \beta_\perp$. В этом случае электрическое поле волны можно представить в виде

$$E(\xi, t, r, \varphi) = A(\xi, t) \Phi(\xi, r, \varphi) \exp\left(i\omega t - i \int_0^l \beta_\xi d\xi\right) + \text{c.c.}, \quad (7)$$

где $A(\xi, t)$ – медленно меняющаяся амплитуда оптической туннелирующей волны, распространяющейся вдоль спиральной траектории ξ , а $\Phi(\xi, r, \varphi)$ – функция, определяющая радиальную и азимутальную зависимости поля в волноводной структуре.

В приближении малости нелинейных эффектов и при условии самосинхронизированного взаимодействия ВПЗ с волновым пакетом для его огибающей можно записать [30, 31]

$$\frac{\partial A}{\partial \xi} = -i \frac{mn\omega}{c} \cos(\Omega\tau) A + (\alpha_\xi - \beta'') A, \quad (8)$$

где $\tau = t - \xi/v_g$ – время в бегущей системе координат, связанной со «спиральной» координатой ξ . В нашем случае $m < 0$, поскольку в области электронных «пучностей» имеет место минимум показателя преломления.

Пренебрегая нелинейными эффектами, для квазинепрерывного излучения зависимость амплитуды поля от z можно представить в виде

$$\begin{aligned} A(z, t) &\approx A_0 \exp\left(\left[\frac{\sqrt{3}}{2v_{\text{ph}}}\left(\frac{\eta^2 \omega_{\text{p0}}^2 \omega}{2}\right)^{1/3} - \frac{v_{\text{ph}} \beta''}{v_0} - \frac{imn\omega \cos(\Omega\tau)}{v_0}\right] z\right) \\ &\approx A_0 \exp\left(\left[\frac{\sqrt{3}}{2v_{\text{ph}}}\left(\frac{\eta^2 \omega_{\text{p0}}^2 \omega}{2}\right)^{1/3} - \frac{v_{\text{ph}} \beta''}{v_0} + \frac{i\omega_{\text{p0}}^2 \kappa \cos(\Omega\tau)}{2\omega v_0}\right] z\right). \end{aligned} \quad (9a)$$

Как было показано выше, инкремент усиления G может достигать огромных значений, превышающих 10^5 м^{-1} . В этом случае необходимо ввести насыщение усиления, сделав переход

$$\frac{\sqrt{3}}{2v_{\text{ph}}}\left(\frac{\eta^2 \omega_{\text{p0}}^2 \omega}{2}\right)^{1/3} \rightarrow \frac{\sqrt{3}}{1 + P/P_s} \frac{1}{2v_{\text{ph}}}\left(\frac{\eta^2 \omega_{\text{p0}}^2 \omega}{2}\right)^{1/3},$$

где P_s – мощность насыщения излучения в волноводе с реализуемой ВПЗ.

Запишем мощность насыщения как $P_s \approx \zeta P_0$, где P_0 – мощность электрического источника накачки; ζ – эффективность преобразования кинетической энергии дрейфового тока. Потенциальный КПД такой системы в ТГц диапазоне можно оценить как $\zeta \approx 10^{-1} - 10^{-3}$. Поскольку мощность соответствующих источников накачки достигает очень больших значений (свыше 1 кВт в импульсном режиме), средняя мощность модулируемого излучения может составлять до 100 Вт и выше. Таким образом, для амплитуды волны в активном волноводе-модуляторе с реализуемой ВПЗ (на погонный метр модулятора) имеем

$$A(z, t) \approx A_0(t) \exp\left(\left[\frac{\sqrt{3}}{2v_{\text{ph}}}\frac{1}{1 + P/P_s}\left(\frac{\eta^2 \omega_{\text{p0}}^2 \omega}{2}\right)^{1/3} - \frac{v_{\text{ph}} \beta''}{v_0} + \frac{i\omega_{\text{p0}}^2 \kappa \cos(\Omega\tau)}{2\omega v_0}\right] z\right)$$

$$- \frac{v_{ph}\beta''}{v_0} + \frac{i\omega_{p0}^2 \kappa \cos(\Omega\tau)}{2\omega v_0} \Big|_z \Big). \quad (96)$$

В рассматриваемом случае мы можем получить не только большое усиление замедляемой световой волны, но и ее сильную фазовую модуляцию. При этом глубина фазовой модуляции определяется как [2]

$$\delta \approx mn\omega l/2v_0 \approx -\omega_{p0}^2 \kappa/4\omega v_0. \quad (10)$$

Оценка (10) показывает, что для выбранных значений параметров глубина фазовой модуляции достигает больших значений ($\delta \approx 20 \gg \pi/2$) за счет большой эффективной длины взаимодействия. В силу возможной компенсации потерь длина l может быть практически любой. Ограничивающими факторами здесь могут быть нелинейные эффекты. Таким образом, видно, что предлагаемый модулятор способен обеспечить большую частоту (до единиц ТГц) и глубину модуляции электромагнитного излучения в ближнем ИК диапазоне.

Отметим также, что в нитрид-галлиевых пленках усиление ВПЗ позволяет усиливать электромагнитные сигналы в терагерцевом, ИК и оптическом диапазонах. В диапазоне частот до 400 ГГц можно использовать прямое усиление волны пространственного заряда, а в высокочастотной части терагерцевого диапазона и в оптическом диапазоне – супергетеродинное усиление, т.е. перевод усиления в электромагнитную волну с помощью трехволнового взаимодействия [32, 33].

6. Импульсная генерация в полупроводниковом цилиндрическом волноводе с динамической решеткой ВПЗ

Таким образом, при соответствующем подборе параметров ввода и управляющего напряжения усиление замедляемого пучка может осуществляться в исключительно широком спектральном диапазоне. При этом возникает опасность возбуждения поверхностных мод на паразитных частотах, например с различными азимутальными индексами и теми же продольными скоростями, что и дрейфовый ток. Все это в каждом отдельном случае приводит к прекращению когерентного усиления сигнала генератора. В связи с этим для успешного запуска режима генерации частоты генерируемых колебаний должны быть собственными частотами резонатора, что соответствует колебаниям с высокой добротностью Q .

Для решения данной проблемы предлагается кольцевая резонаторная схема, представленная на рис.4. Входной пучок I вводится в цилиндрический волновод 2, который совмещает в себе свойства усилителя и модулятора. Частота генерации задается с помощью призмы 3 путем выбора условий ввода и настройкой зеркал внешнего резонатора. Эффективность усиления автоматически обеспечивается бегущей ВПЗ, «затягивающей» замедляемый пучок. Внешний резонатор состоит из прозрачного зеркала 5, эталона Жира–Турнуа 6 и непрозрачного (для определенного диапазона частот) зеркала 7. Эталон Жира–Турнуа осуществляет контроль фазы излучения и необходим для дополнительной селекции мод определенной частоты ω , а также для управления дисперсионными свойствами резонатора. Внешний резонатор обеспечивает режим импульсной генерации типа режима активной

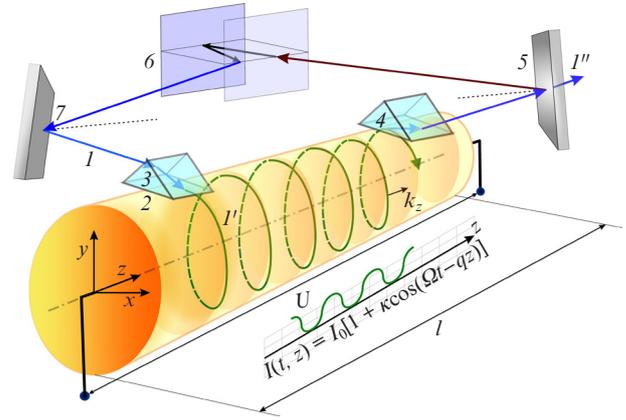


Рис.4. Схема генератора с внешними зеркалами:

I – входящий световой пучок; I' – световой пучок, замедляемый вдоль направления z (винтовая линия); I'' – выводимое из генератора излучение; 2 – полупроводниковый цилиндрический волновод (l – расстояние между контактными площадками, U – разность потенциалов); 3 и 4 – призмы ввода и вывода излучения; 5 – частично прозрачное зеркало с $R = 0.95$; 6 – интерферометр Жира–Турнуа; 7 – отражающее зеркало с $R = 1$.

синхронизации мод и дополнительную стабилизацию излучения на определенной частоте. Выделение мод определенного спектрального диапазона происходит за счет увеличения добротности соответствующих колебаний внутри формируемой резонаторной структуры. С этой целью зеркало 7 может быть изготовлено на основе магнитоактивной фотонно-кристаллической структуры. Подобные зеркала являются магнитоуправляемыми и способны отражать свет как под определенным углом, так и с определенной выбранной длиной волны [34–37]. Это позволит обеспечить дополнительную «степень свободы» для управления генерируемой частотой.

Используя традиционный подход, изложенный в классических работах [38, 39], можно оценить характеристики подобного типа лазера. Как было показано в [2], в этом случае может формироваться последовательность коротких импульсов гауссовой формы:

$$A(z = 0, t) = A_0 \exp[-(\tau_s^{-2} - i\phi)t^2], \quad (11)$$

где параметры τ_s и ϕ – длительность и скорость частотной модуляции (чирп) генерируемого импульса соответственно.

Полагая, что $\omega\tau_s \gg 1$, длительность и чирп импульсов можно записать в виде

$$\tau_s \approx \frac{1}{|\Omega|\omega_{p0}} \sqrt{\frac{\omega G v_0}{2|\kappa|n}}, \quad (12a)$$

$$\phi \approx -2|\kappa|n\omega_{p0}^2 \Omega^2 / G v_0 \omega. \quad (12b)$$

На рис.5 приведены зависимости длительности и чирпа генерируемых импульсов от концентрации электронов. Для численного анализа выбраны типичные параметры полупроводниковой структуры и вводимого излучения: $\kappa = 10^{-5}$, $n = 3.4$, $v_0 = 10^5$ м/с, $\omega = 1.2 \times 10^{15}$ с⁻¹, $\Omega = 10^{10}$ с⁻¹, $\omega_{p0} = 1.5 \times 10^{15}$ с⁻¹. Длительность генерируемых импульсов будет зависеть от величины коэффициента усиления. При заданном наборе параметров коэффициентам усиления $G = (1, 2, 4, 9) \times 10^5$ м⁻¹ будут соответствовать генери-

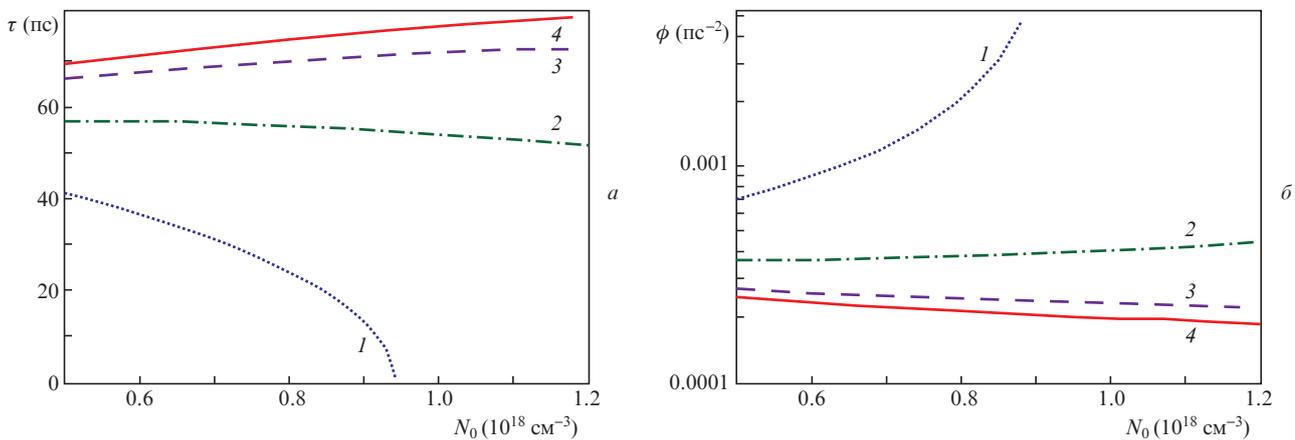


Рис.5. Зависимости длительности импульса (а) и chirp (б) от концентрации электронов в n-GaAs-структуре при различных значениях параметра замедления: $\sin\theta = 0.0003$ (1), 0.0006 (2), 0.002 (3) и 0.02 (4); частота ВПЗ $\Omega = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, глубина модуляции показателя преломления $m = 10^{-5}$, скорость дрейфа $v_0 = 10^5 \text{ м/с}$. Другие параметры те же, что и для рис.2.

руемые импульсы с длительностями $\tau_s \approx 25, 35, 50$ и 75 пс. Видно, что особенности рассматриваемого генератора делают возможным получение импульсов излучения ближнего ИК диапазона с длительностью значительно меньше единиц наносекунд. Отметим, что в рассматриваемом случае мы пренебрегаем влиянием нелинейных эффектов. Генерация ультракоротких импульсов длительностью менее 1 пс может осуществляться в условиях формирования ВПЗ с частотой модуляции $\Omega > 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Полученные отрицательные значения chirp ϕ позволяют надеяться на реализацию эффективного сжатия импульсов в исследуемой системе.

7. Заключение

В работе показано, что в полупроводниковом цилиндрическом резонаторе возможно добиться как прямого усиления с соответствующим коэффициентом $G > 10^5 \text{ м}^{-1}$, так и глубокой фазовой модуляции волновых пакетов лазерного излучения при их синхронизации с реализуемой ВПЗ. При этом в ближнем ИК диапазоне могут быть получены большие частоты модуляции электромагнитного излучения, вплоть до терагерцевых значений. Глубина модуляции ДП при этом существенно превышает единицу. Несущая частота соответствующих волновых пакетов может перестраиваться в широком спектральном диапазоне – от терагерцевого до ближнего ИК. Перестройка частоты в предложенном генераторе может осуществляться, например, с использованием упомянутых выше магнитных фотонных кристаллов, используемых в схеме в качестве отражающих зеркал и работающих по принципу перестраиваемого фильтра (см. рис.4).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-42-730005) и Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 075-15-2021-581, стипендия президента РФ, проект СП-4058.2021.5).

1. Vyas K., Espinosa D.H.G., Nutama D., et al. *Adv. Phys. X*, **7**, 2097020 (2022).
2. Yariv A., Yeh P. *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications*. Ed. by A.Sedra (New York, Oxford: Oxford University Press, 2007).
3. Шур М.С. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М.: Мир, 1991).
4. Кардона Ю.П. *Основы физики полупроводников* (М.: Физматлит, 2002).

5. Kumabe K., Kanbe H. *Int. J. Electron.*, **58**, 587 (1985).
6. Shur M. *Physics of Semiconductor Devices* (Prentice Hall, 1990).
7. Ramo S., Whinnery J.R., Duzer T. Van. *Fields and Waves in Communication Electronics* (John Wiley & Sons, 1994).
8. Rowe J.E. *Nonlinear Electron-Wave Interaction Phenomena* (Academic Press, 1965).
9. Shur M. *GaAs devices and Circuits* (New York: Plenum Press, 1987).
10. Vlaardingerbroek M.T. *Transferred Electron Devices* (Academic Press, 1969).
11. Барыбин А.А. *Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами* (М.: Наука, 1986).
12. Ridley B.K., Watkins T.B. *Proc. Phys. Soc.*, **78**, 293 (1961).
13. Proklov V.V., Shkerdin G.N., Gulyaev Y.V. *Solid State Commun.*, **10**, 1145 (1972).
14. Sturman B.I., in *Photorefractive Materials and Their Applications 1. Basic Effects*. Ed. by P.Gunter, J.P.Huignard (New York: Springer science, 2006, vol. 113, pp 119 – 162).
15. Barybin A.A., Mikhailov A.I. *Tech. Phys.*, **45**, 189 (2000).
16. Chaika G.E., Malnev V.N., Panfilov M.I. *Opt. Spectrosc.*, **81**, 437 (1996).
17. Panyaev I., Zolotovskii I., Sannikov D. *Opt. Commun.*, **459**, 125026 (2020).
18. Zolotovskii I.O., Panyaev I.S., Sannikov D.G. *Opt. Quantum Electron.*, **51**, 1 (2019).
19. Abramov A.S., Zolotovskii I.O., Kadochkin A.S., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **37**, 2314 (2020).
20. Clappitt L.L. *Proc. IEEE*, **61**, 279 (1973).
21. Pierce J.R. *Electrons and Waves* (New York: Anchor Books, 1964).
22. Shevchik V.N., Shvedov G.N., Soboleva A.V. *Wave and Oscillatory Phenomena in Electron Beams at Microwave Frequencies* (London: Pergamon, 1966).
23. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. *Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков* (М.: Физматлит, 2004).
24. Уханов Ю.И. *Оптические свойства полупроводников* (М.: Наука, 1977).
25. Skauli T. et al. *J. Appl. Phys.*, **94**, 6447 (2003).
26. Городецкий М.Л. *Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью* (М.: Физматлит, 2011).
27. Левинштейн М.Е., Пожела Ю.К., Шур М.С. *Эффект Ганна* (М.: Сов. радио, 1975).
28. Ruch J.G., Fawcett W. *J. Appl. Phys.*, **41**, 3843 (1970).
29. Ruch J.G., Kino G.S. *Phys. Rev.*, **174**, 921 (1968).
30. Moiseev S.G. et al. *Ann. Phys.*, **530**, 1800197 (2018).
31. Zolotovskii I.O. et al. *Opt. Spectrosc.*, **117**, 822 (2014).
32. Grimalsky V., Koshevaya S. *Terahertz Sci. Technol.*, **6**, 165 (2013).
33. Grimalsky V.V. et al. *Radioelectron. Commun. Syst.*, **54**, 401 (2011).
34. Belotelov V.I., Zvezdin A.K. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **22**, 286 (2005).
35. Eliseeva S.V., Fedorova I.V., Sementsov D.I. *Adv. Electromagn.*, **6**, 83 (2017).
36. Inoue M., Arai K. *J. Appl. Phys.*, **83**, 6768 (1998).
37. Lyubchanskii I.L., Dadoenkova N.N., Lyubchanskii M.I., Shapovalov E.A., Rasing T. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, 277 (2003).
38. Kuizenga D.J., Siegman A.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6**, 694 (1970).
39. Kuizenga D.J., Siegman A.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6**, 709 (1970).