

ФОТОНИКА: МЕТОДЫ, КОМПОНЕНТЫ, СИСТЕМЫ

УДК 621.373

ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ
ИЗ ФАЗОВО-МОДУЛИРОВАННОЙ ВОЛНЫ, УСИЛЕННОЙ
В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ
ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА© А. С. Абрамов¹, И. О. Золотовский¹, В. А. Лапин¹,
С. Г. Моисеев^{1,2}, Д. Г. Санников¹¹ Ульяновский государственный университет,
432970, г. Ульяновск, ул. Льва Толстого, 42² Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН,
432071, г. Ульяновск, ул. Гончарова, 48/2
E-mail: aleksei.abramov@mail.ru

Рассмотрена динамика взаимодействия электромагнитного излучения ближнего инфракрасного диапазона с волной пространственного заряда (ВПЗ), распространяющейся в объеме полупроводникового цилиндрического волновода на основе n -GaAs. Продемонстрирована возможность фазовой модуляции замедляемой электромагнитной волны типа моды «шепчущей галереи» с глубиной от 10 до 30 рад. Показано, что при дальнейшем распространении в оптическом волноводе модулированное по фазе излучение распадается на последовательность ультракоротких импульсов, частота следования которых совпадает с частотой ВПЗ, реализуемой в волноводе. Обнаружено, что пиковая мощность сформированных импульсов превосходит среднюю мощность вводимого в волновод излучения приблизительно на три порядка и может достигать значений 20–50 Вт. Оптимальная длина, на которой происходит формирование оптических импульсов за пределами волновода, существенно зависит от амплитуды и частоты модуляции концентрации свободных носителей заряда, связанной с распространяющейся ВПЗ.

Ключевые слова: полупроводниковый волновод, волна пространственного заряда, фазовая модуляция, генерация ультракоротких импульсов.

DOI: 10.15372/AUT20250101

EDN: SNRYEI

Введение. Усиление электромагнитного (ЭМ) излучения в волноводящих структурах может быть достигнуто за счёт его взаимодействия с дрейфовым током в условиях выполнения фазового синхронизма — согласования фазовой скорости ЭМ-волны и дрейфовой скорости свободных носителей заряда [1–5]. Подобный режим усиления ЭМ-волны реализуется, например, в лампе обратной волны СВЧ-диапазона [1, 6, 7]. Для направляющих структур один из способов достижения фазового синхронизма заключается в снижении скорости движения ЭМ-волны вдоль оси волновода. Так, в круговом цилиндрическом волноводе подобное замедление реализуется посредством ввода излучения под некоторым малым углом к касательной плоскости цилиндра. В этом случае образующуюся поверхностную ЭМ-волну можно рассматривать в качестве моды «шепчущей галереи» (МШГ) [8]. Такие моды распространяются по цилиндрической винтовой линии (цилиндрической спирали) с малым шагом, а скорость их перемещения вдоль оси волновода может быть близкой к величине дрейфовой скорости тока, созданного приложенной к торцам волновода электрической

разностью потенциалов. Достигаемое в волноводе усиление определяется эффективностью перекачки энергии от протекающей вдоль оси волновода токовой волны к ЭМ-волне.

Условия выполнения фазового синхронизма между движущейся поверхностной ЭМ-волной и токовой волной, распространяющейся со скоростью дрейфа свободных носителей в материале волновода, а также эффективность переноса энергии к ЭМ-волне рассмотрены в работах [9–11]. В [12] предложен механизм прямого токового усиления поверхностной ЭМ-волны в цилиндрическом волноводе, изготовленном на основе непрямоугольного полупроводника — легированного кремния. Отмечалось, что непрямоугольный полупроводник не является оптимальным материалом для изготовления усилителей с максимальными энергетическими характеристиками. Высокие значения коэффициента усиления достигаются в случае использования цилиндрических структур с высокой поверхностной проводимостью. Для этого, например, на поверхность структуры наносят покрытия на основе композитов с углеродными нанотрубками [13]. В [14] рассмотрено распространение света в цилиндрическом диэлектрическом волноводе с оболочкой из анизотропного метаматериала, где замедление электромагнитной волны может быть реализовано за счёт использования специального профиля геометрии сердцевинки. В статье [15] предложен спиральный волновод с нанесённым дисперсионным метаматериалом, осуществляющим замедление и остановку ЭМ-волны.

В представленной работе рассматривается синхронизация поверхностной ЭМ-волны типа МШГ с волной пространственного заряда (ВПЗ) внутри полупроводникового цилиндрического волновода. Анализируются условия, приводящие к сильной фазовой модуляции поверхностной ЭМ-волны.

Цель работы заключается в исследовании условий, при которых возможно преобразование фазово-модулированного излучения в последовательность ультракоротких импульсов в волноводе.

Волны пространственного заряда в n -GaAs. Дисперсионное соотношение.

Для исследования взаимодействия поверхностной ЭМ-волны с дрейфовым током в цилиндрическом полупроводниковом волноводе на основе n -GaAs необходимо рассмотреть ВПЗ, возникающую в условиях токовой накачки, когда к противоположным торцам волновода приложена постоянная разность электрических потенциалов. Дрейфовая скорость носителей заряда v_0 в полупроводниковом образце на основе n -GaAs зависит от величины напряжённости внешнего электрического поля E и хорошо описывается в рамках модели Ридли — Уоткинса — Хилсума [16, 17]:

$$v_0(E) = v_s \left[1 + \frac{E/E_s - 1}{1 + A(E/E_s)^t} \right]. \quad (1)$$

Здесь поле насыщения $E_s = v_s/\mu$, скорость насыщения $v_s(\mu) = (0,6 + 0,6\mu - 0,2\mu^2)10^5$, а подгоночные функции $t(\mu) = 4 + 1280/\text{sh}(40\mu)$ и $A(\mu) = 0,6[\exp(10\mu - 2) + \exp(-35\mu + 7)]^{-1} + 0,01$ определяются подвижностью носителей заряда μ в образце. При комнатной температуре результаты расчётов, полученные с помощью выражения (1), хорошо согласуются с результатами экспериментов [18].

При относительно высоких напряжённостях приложенного электрического поля в объёме полупроводника происходит образование ВПЗ [17, 19]. Эти волны характеризуются частотой Ω и волновым числом q , которые связаны с фазовой скоростью соотношением $v_{scw} = \Omega/q$. Связанное с ВПЗ изменение в пространстве и времени концентрации свободных носителей заряда полупроводникового волновода можно описать приближённым соотношением $N(z, t) \approx N_0[1 + \kappa \cos(\Omega t - qz)]$, где N_0 — концентрация свободных носителей заряда в отсутствие ВПЗ, малый параметр $\kappa > 0$ определяет глубину модуляции

концентрации носителей. Как следствие, для значения плазменной частоты полупроводника можно записать выражение $\omega_p = \omega_{p0}[1 + \kappa \cos(\Omega t - qz)]^{1/2}$, где «невозмущённая» плазменная частота $\omega_{p0} = (e^2 N_0 / \varepsilon_\infty \varepsilon_0 m_{eff})^{1/2}$ определяется эффективной массой m_{eff} и концентрацией носителей N_0 в отсутствие ВПЗ. В приближении малости частоты столкновений свободных носителей заряда ($\gamma_c \rightarrow 0$) эффективный показатель преломления волны в волноводе n -GaAs определяется зависимостью плазменной частоты от локального значения концентрации свободных носителей заряда и может быть записан в виде [11, 20, 21]

$$n_{eff}(z, t) \approx \sqrt{\varepsilon_\infty} \left(1 - \frac{\omega_{p0}^2}{2\omega^2} - \frac{\omega_{p0}^2}{2\omega^2} \kappa \cos(\Omega t - qz) \right) \approx n_0[1 + m \cos(\Omega t - qz)], \quad (2)$$

где ε_∞ — диэлектрическая проницаемость полупроводника на высоких частотах, n_0 — показатель преломления полупроводника в отсутствие возмущений, $m \approx -\omega_{p0}^2 \kappa / 2\omega^2$ — глубина амплитудной модуляции показателя преломления, связанная с распространяющейся ВПЗ. Для положительных значений глубины модуляции концентрации носителей заряда κ параметр $m < 0$. Это означает, что области локальных максимумов значений показателя преломления $n_{eff} \approx (1 + |m|)n_0$ будут совпадать с областями разрежения носителей заряда, в которых локальное значение концентрации составляет $N \approx (1 - \kappa)N_0$. Вследствие этого распространяющаяся в волноводе ЭМ-волна будет «затягиваться» в область меньших значений концентраций пространственного заряда.

Таким образом, распространение ВПЗ в объёме цилиндрического полупроводникового волновода приводит к возбуждению бегущей волны изменения показателя преломления (2), обеспечивающей модуляцию его невозмущённой части на величину $|\Delta n| \approx |mn_0|$.

Рассмотрим вопрос о возможных значениях частоты ВПЗ, образующейся в объёме полупроводника при приложении внешних электрических полей, превосходящих пороговые значения E_t . Для получения взаимосвязи между волновым числом q и частотой Ω ВПЗ в тонких плёнках n -GaAs используются различные модели на основе квазигидродинамического приближения [22]. Постоянная распространения ВПЗ в общем случае имеет действительную и мнимую части: $q = q' + iq''$. Положительным значениям мнимой части $q'' > 0$ отвечает усиление волны в полупроводниковой структуре, при $q'' < 0$ наблюдается затухание. Так, дисперсионные зависимости $q(\Omega)$ могут быть получены при совместном решении системы уравнений баланса — соотношений, описывающих стационарные изменения средней скорости дрейфа носителей, их плотности и средней энергии в соответствующей долине [23]. В рамках данной модели зависимости $q(\Omega)$ являются практически линейными в широком диапазоне частот $\Omega < 10^{12}$ рад/с. Фазовая скорость зарядовой волны в этом случае сопоставима со скоростью дрейфа свободных носителей заряда и составляет $\Omega/q' \approx 2 \cdot 10^5$ м/с. Отметим, что для более точного описания волновых процессов в тонких плёнках, обладающих отрицательной дифференциальной проводимостью, используется модель усреднённого баланса, учитывающая теплопроводность и диффузию носителей заряда [24].

Рассмотрим изменения параметров модели вдоль продольной координаты z . В этом случае совместное решение уравнений непрерывности и Пуассона приводит к дисперсионному соотношению [19]

$$i(\Omega - qv_{SCW}) + \omega_m \mu_1 + Dq^2 = 0, \quad (3)$$

где введена безразмерная дифференциальная подвижность электронов $\mu_1 = \mu^{-1}(dv/dE)$, μ — подвижность электронов, $\omega_m = \frac{e\mu_1 N_0}{\varepsilon_\infty \varepsilon_0}$ — частота максвелловской релаксации, обратная времени рассасывания флуктуации пространственного заряда [16], D — коэффициент диффузии. В структуре без затухания и усиления волновое число является вещественным

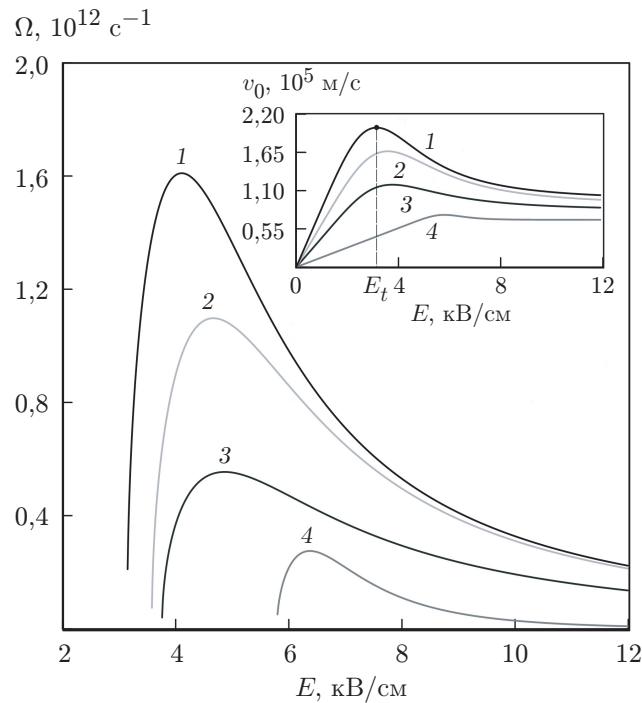


Рис. 1. Зависимость частоты Ω ВПЗ в GaAs от прикладываемого внешнего поля E для значений подвижности свободных носителей заряда $\mu = 0,85$ (кривая 1), 0,62 (кривая 2), 0,42 (кривая 3), 0,14 (кривая 4) $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. На вставке изображены полученные с помощью соотношения (1) зависимости дрейфовой скорости свободных носителей заряда от напряжённости электрического поля для тех же значений подвижности

($q = q'$), амплитуда ВПЗ при распространении по образцу остаётся практически неизменной, а частота ВПЗ задаётся уравнением

$$\Omega = v_{SCW} \sqrt{-\mu_1 \omega_m / D}. \quad (4)$$

Таким образом, согласно (4), существование ВПЗ ограничивается областью отрицательной дифференциальной подвижности ($\mu_1 < 0$), т. е. областью отрицательных значений производной dv/dE .

На рис. 1 показаны рассчитанные с помощью вышеприведённых соотношений зависимости частоты ВПЗ от прикладываемого внешнего поля для различных значений подвижности свободных носителей заряда. В качестве расчётных параметров GaAs взяты экспериментальные данные для коэффициента диффузии и дрейфовой скорости при $T = 300 \text{ К}$ [18, 25], которые являются функциями напряжённости внешнего электрического поля. Также полагается, что скорость ВПЗ постоянна и равна $v_{SCW} = 2 \cdot 10^5 \text{ м/с}$. На вставке рис. 1 представлены полевые зависимости дрейфовой скорости $v_0(E)$. Видно, что дрейфовая скорость носителей заметно меняется в широком диапазоне напряжённости электрических полей примерно до 8 кВ/см. Диапазон $E < 4 \text{ кВ/см}$ характеризуется быстрым ростом дрейфовой скорости свободных носителей заряда при изменении напряжённости поля. Для значения $\mu = 0,85 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ отмечено пороговое значение внешнего поля E_t , которое определяется подвижностью носителей заряда в полупроводнике. При значении поля $E = E_t$ достигается максимальное значение дрейфовой скорости. Для значений напряжённости поля $E > E_t$ реализуется условие отрицательной дифференциальной

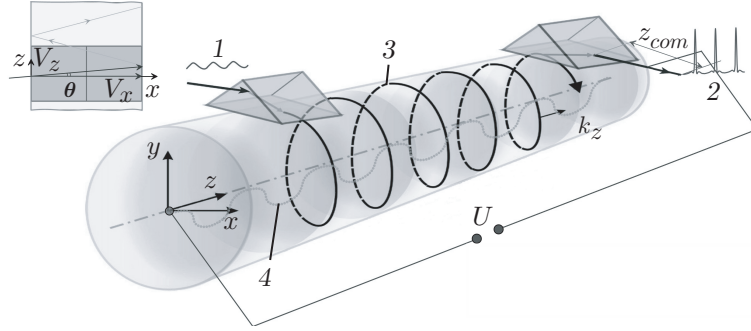


Рис. 2. Геометрия задачи с изображением траектории замедляемой ЭМ-волны (показана винтовой линией) в полупроводниковом цилиндрическом волноводе при малых углах ввода. Обозначения: 1 — вводимое излучение; 2 — выводимое излучение; 3 — замедляемая ЭМ-волна; 4 — волна дрейфового тока; v_z и v_x — продольная и поперечная составляющие скорости ЭМ-волны; θ — угол ввода ЭМ-волны в волновод; U — разность электрических потенциалов, приложенная к торцам волновода; z_{com} — длина компрессии ЭМ-волны

подвижности $dv/dE < 0$. Образование ВПЗ в объёме полупроводника может происходить в области $E > E_t$ при выполнении условия Кремера, связывающего концентрацию носителей и длину образца l [17]:

$$2\pi n_0 \sqrt{\frac{D}{eN_0 |dv/dE|}} < l < \frac{3\varepsilon_0 n_0^2 v_0}{eN_0 |dv/dE|}.$$

Из представленных на рис. 1 зависимостей видно, что при бóльших значениях подвижности носителей заряда зависимость $\Omega(E)$ имеет выраженный максимум. При значениях подвижности $\mu > 0,6 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ частота Ω достигает терагерцевых значений. При уменьшении подвижности максимум кривой $\Omega(E)$ снижается и смещается в область более высоких напряжённостей поля. Отметим, что критическое значение напряжённости поля в диодах Ганна на основе $n\text{-GaAs}$ составляет около 3 кВ/см [17]. Поскольку длина рассматриваемого в работе волновода $n\text{-GaAs}$ $l = 0,1 \text{ мм} = 100 \text{ мкм}$ сопоставима с типичными размерами диода Ганна (100 мкм), электрическое напряжение на торцах волновода составит $U = E \cdot l = (30\text{--}120) \text{ В}$, что легко достигается на практике без специальных приёмов.

Фазовая модуляция поверхностной волны. Генерация ультракоротких импульсов. Обеспечить взаимодействие сформированной в объёме полупроводника ВПЗ и спиральной ЭМ-волны возможно при использовании схемы, представленной на рис. 2. Электромагнитная волна вводится в цилиндрический волновод через призму под некоторым малым углом θ к поперечному сечению цилиндрического волновода. В этих условиях формируется ЭМ-волна, распространяющаяся вдоль поверхности волновода по винтовой траектории с малым шагом. Вывод излучения из волновода осуществляется через вторую призму, расположенную на некотором расстоянии от первой. Призменный метод возбуждения МШГ описывается, например, в работе [26]. Альтернативой данному способу является схема ввода, предполагающая ввод электромагнитного излучения через специальный сужающийся волоконный элемент — тэйпер [27], через который также может осуществляться и вывод излучения. Отмечена возможность вывода МШГ из резонатора практически без потерь [28]. Данная конфигурация также предусматривает наличие волоконного тэйпера, содержащего высокочастотные кремниевые микросферы.

Таблица 1

Параметры цилиндрического волновода-модулятора и волоконного световода

Волновод-модулятор	δ_a	$\Omega_a, \text{с}^{-1}$	$l, \text{мм}$	$\Omega, \text{с}^{-1}$	$P_n, \text{Вт}$
	10^{-3}	10^{10}	0,1	$10^{11}, 5 \cdot 10^{11}, 10^{12}$	0,1
Волоконный световод	$R, \text{Вт}^{-1}\text{м}^{-1}$	$\tau_R, \text{с}$	$d_2, \text{с}^2/\text{м}$	$d_3, \text{с}^3/\text{м}$	$g, \text{м}^{-1}$
	10^{-3}	$3 \cdot 10^{-15}$	$2 \cdot 10^{-26}$	10^{-41}	0

Малые углы ввода $\theta \ll 1$ обеспечивают существенное снижение скорости перемещения ЭМ-волны вдоль оси волновода: $v_z = v \sin \theta \ll v$, где $v = c/n_0$ — фазовая скорость волны в материале волновода, характеризующегося показателем преломления $n_0 = n_0(\omega)$. Продольная скорость v_z может отличаться от фазовой скорости v более чем на два порядка величины [10, 12, 14], принимая значения, сопоставимые с фазовой скоростью ВПЗ. Это приводит к самосинхронизированному взаимодействию между ЭМ-волной, распространяющейся вдоль поверхности цилиндра, и ВПЗ в объёме полупроводникового волновода.

Для расчёта длины пути, проходимого излучением до точки его дальнейшего вывода в пассивный волоконный световод, необходимо знать диаметр полупроводникового цилиндра. Диаметр цилиндра можно оценить исходя из количества витков «намотки» N и расстояния между ними (шага спирали) $\Delta l = l/N$ с помощью следующего соотношения:

$$d \approx \frac{\Delta l}{\pi} \frac{V_{ph}}{V_0} = \frac{\Delta l c}{\pi n_0 V_0}.$$

Предположим, что на рассматриваемой длине $l = 100$ мкм укладывается $N = 100$ шагов спирали. Тогда $\Delta l = 1$ мкм для $n_0 = 3,37$ и $V_0 = 10^5$ м/с диаметр цилиндра составит $d \approx 10^{-4}$ м = 100 мкм. В этом случае общая длина пути светового пучка равна $l_{common} = 2\pi rN \approx 3,1$ см, что является достаточным для осуществления эффективного взаимодействия.

В данных условиях реализуется глубокая фазовая модуляция введённого ЭМ-излучения. На выходе из волновода амплитуда модулируемого излучения определяется соотношением

$$A_s(z = l, t) \approx \sqrt{P_n} [1 + \delta_a \cos(\Omega_a t)] \exp[-i\delta \cos(\Omega t)], \quad (5)$$

где $\delta_a \ll 1$ и Ω_a — глубина и частота амплитудной модуляции соответственно, P_n — мощность насыщения. Фазовый множитель δ определяет глубину фазовой модуляции на выходе из цилиндрического волновода. Данный параметр можно оценить из соотношения [29]

$$\delta \approx mn_0\omega l/2v_0 \approx -\omega_{p0}^2 l\kappa/4\omega v_0. \quad (6)$$

Расчётные параметры волновода, используемые в данной работе, приведены в верхней части табл. 1. Важно отметить, что для минимизации нелинейных эффектов мощность вводимого в систему квазинепрерывного излучения должна быть относительно мала (менее 10 мВт). Кроме того, для стабилизации излучения необходимо, чтобы модулирующий волновод имел нормальную дисперсию групповых скоростей.

На рис. 3 представлены зависимости абсолютной величины глубины фазовой модуляции $|\delta|$ для области полей $E > E_t$ от внешнего поля для четырёх выбранных значений подвижности носителей при $n_0 = 3,37$, глубине модуляции $|m| = 10^{-5}$, несущей частоте ЭМ-волны $\omega = 2\pi c/\lambda_0 \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и плазменной частоте $\omega_{p0} \approx 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Для выбранных значений параметров глубина фазовой модуляции принимает значения в диапазоне

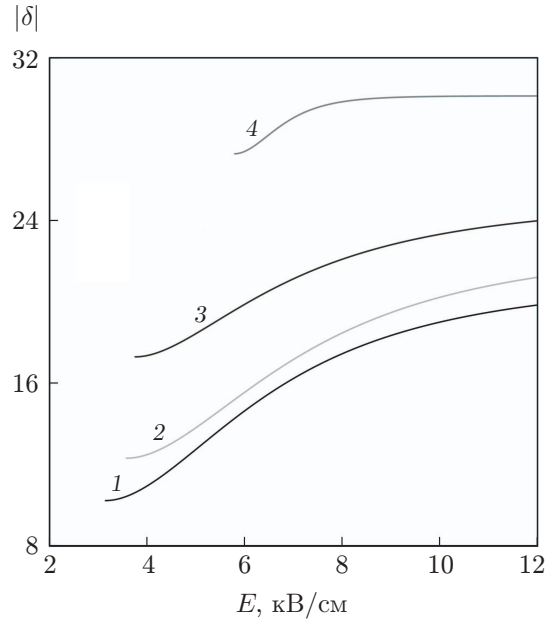


Рис. 3. Зависимость глубины фазовой модуляции от прикладываемого внешнего поля для значений подвижности носителей $\mu = 0,85$ (кривая 1), $0,62$ (кривая 2), $0,42$ (кривая 3), $0,14$ (кривая 4) $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$

от -10 до -30 рад. Все зависимости носят монотонный характер и при больших значениях полей слабо зависят от внешнего поля, так как дрейфовая скорость в этих областях выходит на насыщение. Анализ показывает, что для больших значений подвижности, к примеру для $\mu = 0,85 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, набег фазы $|\delta| \approx 15$, в то время как для $\mu = 0,14 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ набег фазы возрастает (по абсолютной величине) практически вдвое, достигая величины $|\delta| \approx 30$. Отметим, что при больших значениях подвижности достигается большая управляемость параметром модуляции δ за счёт изменения величины прикладываемого поля. Таким образом, приобретаемый ЭМ-волной набег фазы существенно зависит от подвижности носителей в полупроводниковом образце, которая, в свою очередь, определяет зависимость $v_0(E)$.

Далее покажем, что модулированная по фазе волна вида (5) может быть преобразована в последовательность ультракоротких импульсов (УКИ) с частотой следования Ω . В простейшем случае формирование последовательности импульсов может происходить в нелинейной диспергирующей среде за счёт нелинейных эффектов модуляционной неустойчивости [29–31]. После прохождения волновода-модулятора излучение приобретает сильную фазовую модуляцию и выводится через вторую призму. Дальнейшая динамика излучения рассматривается в пассивном волоконном световоде (не показан на рис. 2) и описывается стандартным уравнением распространения [30]:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} - i \frac{d_2}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial \tau^2} - \frac{d_3}{6} \frac{\partial^3 A_s}{\partial \tau^3} + iR \left(|A_s|^2 - \tau_R \frac{\partial |A_s|^2}{\partial \tau} \right) A = -gA_s, \quad (7)$$

где g — параметр, характеризующий затухание в среде, R — параметр керровской нелинейности, τ_R — время нелинейного отклика среды, $\tau = t - \int_0^z \frac{dz}{U_g(z)}$ — время в бегущей системе координат, $U_g(z)$ — групповая скорость волнового пакета, $d_n = (\partial^n \beta / \partial \omega^n)_{\omega=\omega_0}$ —

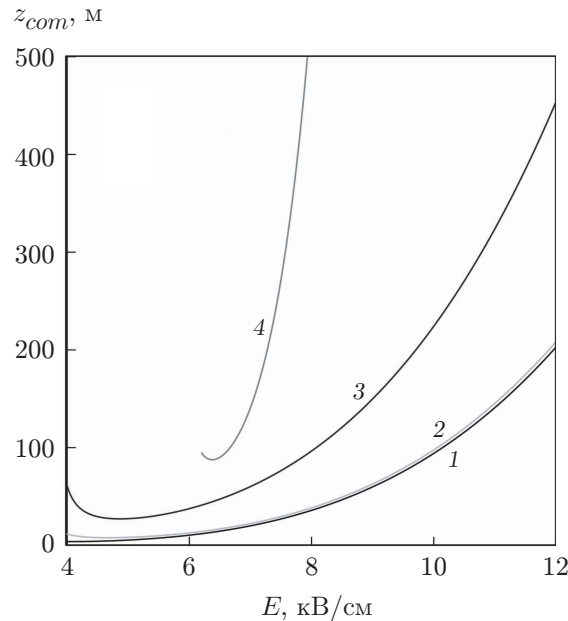


Рис. 4. Зависимость длины оптимальной компрессии z_{com} от прикладываемого внешнего поля E для значений подвижности носителей $\mu = 0,85$ (кривая 1), 0,62 (кривая 2), 0,42 (кривая 3), 0,14 (кривая 4) $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$

дисперсионные параметры n -го порядка [27, 28]. В (7) учитывается кубическая нелинейность и рамановское саморассеяние. Расчётные параметры, используемые в численном моделировании, приведены в табл. 1.

При распространении модулированного сигнала в волоконном каскаде под влиянием нелинейных эффектов модуляционной неустойчивости происходит формирование последовательности импульсов. Устойчивая последовательность УКИ окончательно формируется на некоторой длине пассивного участка волокна — длине оптимальной компрессии импульсов. На данном участке пиковые мощности импульсов существенно возрастают, а спектр излучения значительно уширяется. Важной особенностью рассматриваемой задачи является отрицательное значение скорости частотной модуляции $\alpha = \delta\Omega^2/2 < 0$ у формируемой ЭМ-волны. Это открывает возможность для дополнительного сжатия формируемых импульсов в среде с нормальной дисперсией. Указанное обстоятельство позволяет минимизировать негативное влияние нелинейных эффектов — прежде всего, модуляционной неустойчивости, вызываемой четырёхволновым смешением в среде с кубической нелинейностью [30–32]. Компрессионная длина, т. е. дистанция, на которой образуется свехимпульс за пределами волновода-модулятора, приблизительно равна [33]

$$z_{com} \approx |1/\alpha d_2| \approx 2/\Omega^2 |\delta d_2|. \quad (8)$$

Зависимости компрессионных длин от прикладываемого внешнего поля приведены на рис. 4. Для выбранных параметров $z_{com} < 500$ м. При высоких значениях подвижности зависимости $z_{com}(E)$ практически совпадают, длина оптимальной компрессии при этом оказывается менее 200 м. В этой области в световодах с нормальной дисперсией и начальной отрицательной скоростью частотной модуляции (отрицательным чирпом) в силу компрессии частотно-модулированных волновых пакетов формируются субпикосекундные импульсы с пиковой мощностью много больше мощности вводимого излучения. При этом частота следования соответствующих импульсов практически в точности равна частоте Ω ВПЗ, сформированной в волноводе-модуляторе.

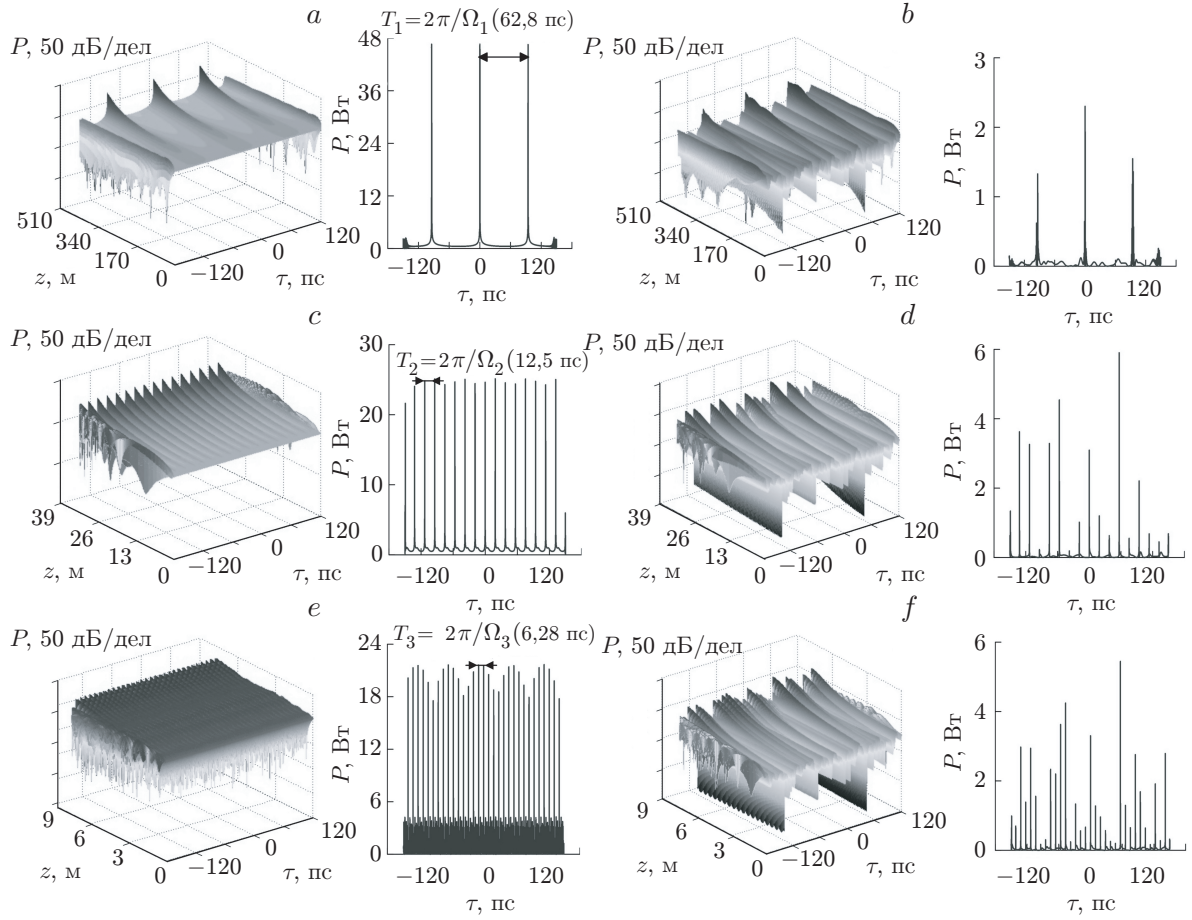


Рис. 5. Эволюционные картины огибающей (*a*, *c*, *e*) и соответствующие им профили импульсов (*b*, *d*, *f*) на длине пробега в световоде, отвечающей максимальной компрессии излучения. Начальные условия: левая панель — слабо-модулированное излучение, правая панель — низкоамплитудный гауссов шум.

Частоты модуляции: $\Omega = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ (*a*), $5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ (*b*), 10^{12} с^{-1} (*c*)

Таблица 2

Соответствие частоты модуляции Ω и величины прикладываемого поля E (кВ/см) для выбранных значений подвижности носителей

$\mu, \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$\Omega, \text{ с}^{-1}$		
	10^{11}	$5 \cdot 10^{11}$	10^{12}
0,14	8	—	—
0,42	—	5,7 4,28	—
0,62	—	3,69 7,95	4,15 5,35
0,85	—	3,184 8,21	3,34 5,94

На рис. 5, *a*, *c*, *e* приведены зависимости эволюции огибающей ЭМ-волны вида (5), распространяющейся в волоконном световоде, для значений частоты модуляции токовой волны $\Omega = 10^{11}$, $5 \cdot 10^{11}$, 10^{12} с⁻¹. Для задания соответствующих частот модуляции при выбранной подвижности необходима регулировка величины напряжённости прикладываемого поля. На основе анализа зависимостей $\Omega(E)$, представленных на рис. 2, получены значения параметров, которые сведены в табл. 2, где для каждого выбранного значения подвижности приведены соответствующие частоты модуляции Ω и значения напряжённости прикладываемого поля E . Отметим, что частоты модуляции $\Omega = 5 \cdot 10^{11}$ с⁻¹ и 10^{12} с⁻¹ достигаются при двух значениях поля. Однако в области высоких полей управление является наиболее удобным и не требует тонкой подстройки. Длины оптимальной компрессии с высокой степенью точности определяются выражением (8). Для проведения численного расчёта нами выбраны относительно малые значения мощности насыщения $P_n = 0,1$ Вт. На практике возможно достижение потенциально больших значений. Кроме того, здесь и далее мы полагаем, что за пределами цилиндрического световода-модулятора потерями можно пренебречь.

Из представленных на рис. 5 зависимостей видно, что во всех рассмотренных случаях на соответствующей оптимальной длине компрессии образуются устойчивые последовательности УКИ с субпикосекундной длительностью и различной частотой следования, совпадающей с частотой Ω модулирующей ВПЗ. Пиковая мощность образующихся УКИ превосходит начальную мощность излучения приблизительно в 50 раз. При терагерцевых значениях параметра Ω оптимальные длины компрессии могут варьироваться от одного до нескольких сотен метров (см. рис. 4). Важной особенностью предлагаемой схемы является возможность перестройки частоты следования УКИ за счёт контроля частоты модулирующей токовой волны. Это осуществляется за счёт изменения электрического напряжения, приложенного к торцам полупроводникового цилиндра.

Анализ показывает, что подобные последовательности УКИ также могут образовываться в предлагаемой схеме, если в качестве начальных условий использовать низкоамплитудный шум (см. рис. 5, *b*, *d*, *f*). В этих условиях качество конечной генерации и достигаемые пиковые мощности оказываются тем выше, чем выше частота модуляции сформированной в цилиндрическом волноводе ВПЗ. В рассматриваемом случае цилиндр с реализуемой ВПЗ ведёт себя как генератор, сочетающий в себе свойства активной среды — модулятора и резонатора. Режим активной синхронизации мод, способствующий формированию последовательностей УКИ, происходит за пределами резонатора.

Заключение. В представленной работе рассмотрен цилиндрический волновод на основе *n*-GaAs, в котором осуществляется синхронизация поверхностной волны типа моды «шепчущей галереи» и волны пространственного заряда. Показано, что в подобной волноводной структуре может осуществляться фазовая модуляция волновых пакетов с глубиной от 10 до 30 рад. На выходе из волновода-модулятора ЭМ-волна характеризуется отрицательным значением чирпа, а её дальнейшая временная компрессия возможна в среде с нормальной дисперсией групповых скоростей. Найдены значения длин формирования УКИ z_{com} , на которых в результате когерентного сложения отдельных спектральных компонент изначально непрерывная волна трансформируется в последовательность импульсов с пиковой мощностью $P \approx 20\text{--}50$ Вт, что существенно (приблизительно в 50 раз) превосходит среднюю мощность фонового излучения. Полученные результаты могут быть использованы при разработке лазерных генераторов оптического диапазона с возможностью перестройки частоты следования сигналов.

Отметим, что распространение МППГ в цилиндрическом волноводе, рассмотренное в представленной работе, во многом сходно с объектами современной нанофотоники, получившими название SNAP-микрорезонаторы (Surface Nanoscale Axial Photonics). Подобные оптические элементы обладают высокой добротностью и всё больше привлекают вни-

мание исследователей в нелинейной и квантовой оптике [34]. Например, цилиндрические SNAP-микрорезонаторы могут быть выполнены на базе стандартного оптического волокна с изменяющимся диаметром [27].

Также добавим, что в качестве альтернативных методов получения сверхкоротких импульсов могут использоваться методы, основанные на генерации разностной частоты полями сигнальной и холостой волн за счёт оптического параметрического усиления слабого затравочного поля мощными сверхкороткими импульсами [35, 36].

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-19-00880).

Конфликт интересов. Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Трубецков Д. И., Храмов А. Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Т. 1. М.: Физматлит, 2003. 496 с.
2. Shevchik V. N., Shvedov G. N., Soboleva A. V. Wave and Oscillatory Phenomena in Electron Beams at Microwave Frequencies. Vol. 34. International Series of Monographs on Electronics and Instrumentation. Oxford: Pergamon Press, 1966. 362 p.
3. Clampitt L. L. High-power microwave tubes // Proc. of the IEEE. 1973. **61**, Iss. 3. P. 279–280. DOI: 10.1109/PROC.1973.9031.
4. Pierce J. R. Electrons and Waves. Vol. 3. N. Y.: Anchor Books, 1964. 226 p.
5. Золотовский И. О., Коробко Д. А., Минвалиев Р. Н., Остаточников В. А. Генератор излучения в дальнем ИК и ТГц диапазонах на основе нелинейных метаматериалов с реализуемым отрицательным значением показателя преломления // Оптика и спектроскопия. 2014. **117**, вып. 5. С. 847–857. DOI: 10.7868/S0030403414110257.
6. Тотьменинов Е. М., Ростов В. В. Генерация последовательности мощных ультракоротких микроволновых импульсов на основе эффекта сверхизлучения релятивистской лампы обратной волны с отражателями на концах пространства взаимодействия // Письма в ЖТФ. 2021. **47**, вып. 1. С. 51–54. DOI: 10.21883/PJTF.2021.01.50460.18527.
7. Гинзбург Н. С., Заславский В. Ю., Иляков Е. В. и др. Пространственно-развитая коаксиальная 30-GHz лампа обратной волны с синхронизацией излучения двумерной брэгговской структурой // Письма в ЖТФ. 2013. **39**, вып. 11. С. 29–37.
8. Городецкий М. Л. Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. М.: Физматлит, 2011. 417 с.
9. Moiseev S. G., Dadoenkova Yu. S., Kadochkin A. S. et al. Generation of slow surface plasmon polaritons in a complex waveguide structure with electric current pump // Annalen der Physik. 2018. **530**, Iss. 11. 1800197.
10. Абрамов А. С., Золотовский И. О., Моисеев С. Г., Семенцов Д. И. Усиление и генерация поверхностных плазмон-поляритонов в структуре полупроводниковая плёнка — диэлектрик // Квантовая электроника. 2018. **48**, № 1. С. 22–28.
11. Торчигин В. П. Усиление световых импульсов в световодах с периодически изменяющимся показателем преломления // Квантовая электроника. 1995. **22**, № 5. С. 509–510.
12. Abramov A. S., Zolotovskii I. O., Kadochkin A. S. et al. Cylindrical silicon near-IR optical amplifier driven by direct current // JOSA B. 2020. **37**, Iss. 8. P. 2314–2318. DOI: 10.1364/JOSAB.390277.
13. Bisheh H., Wu N. Wave propagation in piezoelectric cylindrical composite shells reinforced with angled and randomly oriented carbon nanotubes // Composites Part B: Eng. 2019. **160**. P. 10–30. DOI: 10.1016/j.compositesb.2018.10.001.

14. **Zhang Q., Jiang T., Feng Y.** Slow-light propagation in a cylindrical dielectric waveguide with metamaterial cladding // *Journ. Phys. D: Appl. Phys.* 2011. **44**, Iss. 47. 475103. DOI: 10.1088/0022-3727/44/47/475103.
15. **Sharma D. K., Pathak S. K.** Slowing and stopping of wave in dispersive metamaterial loaded helical guide // *Opt Exp.* 2016. **24**, Iss. 3. P. 2687–2700. DOI: 10.1364/OE.24.002687.
16. **Шур М. С.** Современные приборы на основе арсенида галлия / Пер. с англ. под ред. М. Е. Левинштейна, В. Е. Челнокова. М.: Мир, 1991. 632 с.
17. **Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С.** Эффект Ганна / Под ред. С. М. Рыбкина. М.: Сов. радио, 1975. 286 с.
18. **Ruch J. G., Kino G. S.** Transport Properties of GaAs // *Phys. Rev.* 1968. **174**. 921. DOI: 10.1103/PhysRev.174.921.
19. **Kumabe K., Kanbe H.** GaAs travelling-wave amplifier // *Int. Journ. Electronics.* 1985. **58**, Iss. 4. P. 587–611. DOI: 10.1080/00207218508939056.
20. **Золотовский И. О., Кадочкин А. С., Лапин В. А. и др.** Модуляция и усиление волновых пакетов в усилителях с бегущей волной показателя преломления // *Квантовая электроника.* 2021. **51**, № 4. С. 293–298.
21. **Золотовский И. О., Коробко Д. А., Миронов П. П. и др.** Динамика волнового пакета типа «моды шепчущей галереи» в световоде с бегущей волной показателя преломления // *Оптика и спектроскопия.* 2018. **124**, вып. 3. С. 410–415. DOI: 10.21883/OS.2018.03.45662.259-17.
22. **Garcia-Barrientos A., Grimalsky V., Gutierrez-Dominguez E. A., Palankovski V.** Nonstationary effects of the space charge in semiconductor structures // *Journ. Appl. Phys.* 2009. **105**, Iss. 7. 074501. DOI: 10.1063/1.3093689.
23. **Tomizawa K.** Numerical simulation of submicron semiconductor devices. London: Artech House, 1993. 341 p.
24. **Rodrigues P. J. C.** Computer-Aided Analysis of Nonlinear Microwave Circuits. London: Artech House, 1997. 447 p.
25. **Ruch J. G., Fawcett W.** Temperature Dependence of the Transport Properties of Gallium Arsenide Determined by a Monte Carlo Method // *Journ. Appl. Phys.* 1970. **41**, Iss. 9. P. 3843–3849. DOI: 10.1063/1.1659516.
26. **Городецкий М. Л., Демченко Ю. А., Зайцев Д. Ф. и др.** Высокочастотные оптические микрорезонаторы с модами типа шепчущей галереи и их применение в прецизионных измерениях // *Метрология.* 2014. № 12. С. 22–40.
27. **Kolesnikova A. Yu., Vatnik I. D.** Theory of nonlinear whispering-gallery-mode dynamics in surface nanoscale axial photonics microresonators // *Phys. Rev. A.* 2023. **108**. 033506. DOI: 10.1103/PhysRevA.108.033506.
28. **Spillane S. M., Kippenberg T. J., Painter O. J., Vahala K. J.** Ideality in a Fiber-Taper-Coupled Microresonator System for Application to Cavity Quantum Electrodynamics // *Phys. Rev. Lett.* 2003. **91**. 043902. DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.043902.
29. **Abramov A., Zolotovskii I., Kamynin V. et al.** Generation of Subpicosecond Pulse Trains in Fiber Cascades Comprising a Cylindrical Waveguide with Propagating Refractive Index Wave // *Photonics.* 2021. **8**. 484.
30. **Агравал Г.** Нелинейная волоконная оптика / Пер. с англ. С. В. Черникова, И. Ю. Хрущева, Д. В. Коробкина. Под ред. П. В. Мамышева. М.: Мир, 1996. 323 с.
31. **Кившарь Ю. С., Агравал Г. П.** Оптические солитоны: от волоконных световодов к фотонным кристаллам / Пер. с англ. под ред. Н. Н. Розанова. М.: Физматлит, 2005. 648 с.
32. **Agrawal G. P.** Applications of Nonlinear Fiber Optics. 2nd Ed. San Diego: Academic Press, 2008. 528 p.

-
33. **Абрамов А. С., Золотовский И. О., Коробко Д. А. и др.** Генерация и динамика волновых пакетов с большой глубиной фазовой модуляции // Квантовая электроника. 2022. **52**, № 5. С. 459–464.
34. **Sumetsky M.** Optical bottle microresonators // Progress in Quantum Electronics. 2019. **64**. Р. 1–30. DOI: 10.1016/j.pquantelec.2019.04.001.
35. **Дадоев Ю. С., Золотовский И. О., Паняев И. С., Санников Д. Г.** Разностная генерация THz излучения на основе параметрического трехволнового взаимодействия в кристаллах CdTe и ZnTe // Оптика и спектроскопия. 2018. **124**, вып. 5. С. 678–685.
36. **Piccoli R., Brown J. M., Jeong Y.-G.** Intense few-cycle visible pulses directly generated via nonlinear fibre mode mixing // Nat. Photonics. 2021. **15**. Р. 884–889.

Поступила в редакцию 10.10.2024

После доработки 19.11.2024

Принята к публикации 10.01.2025
