

Усиление и генерация поверхностных плазмон-поляритонов в структуре полупроводниковая пленка – диэлектрик

А.С.Абрамов, И.О.Золотовский, С.Г.Моисеев, Д.И.Семенов

Для терагерцевой области частот рассмотрены особенности распространения и усиления поверхностных волн плазмон-поляритонного типа в планарной структуре полупроводниковая пленка – диэлектрик с учетом диссипации в полупроводнике. Обнаружены две спектральные области, где групповая скорость поверхностных плазмон-поляритонов отрицательна. Показано, что в данных областях структура может рассматриваться как усиливающий волновод с распределенной обратной связью и высоким коэффициентом усиления по отраженному и прошедшему сигналам. Установлена возможность возникновения генерации электромагнитного излучения в подобной рода структурах.

Ключевые слова: *поверхностный плазмон-поляритон, отрицательная групповая скорость, токовая накачка, условие фазового синхронизма, усиление и генерация терагерцевого излучения, лазер с распределенной обратной связью.*

1. Введение

Поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела сред, одна из которых в рассматриваемом спектральном интервале имеет отрицательную диэлектрическую проницаемость, в литературе получили название поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) [1]. Известно, что поля ППП сильно локализованы на межслойной границе, при удалении от которой происходит их экспоненциальный спад. При этом глубина проникновения поля в обе среды сравнительно мала и составляет порядка длины волны излучения [2–4]. Волновые характеристики ППП во многом определяются характером дисперсии материальных параметров граничащих сред [5–7].

Поведение ППП в металлодиэлектрических волноводных структурах достаточно подробно исследовалось в работах [6–10]. Использование в качестве волноводного слоя проводящих сред неизбежно приводит к омическим потерям и значительному уменьшению длины распространения волны в структуре, в связи с чем возникают существенные ограничения, связанные с применением ППП в устройствах квантовой оптоэлектроники. Предложенные к настоящему времени схемы компенсации потерь заключаются, в частности, в создании инверс-

ной населенности в активной среде, расположенной вблизи поверхности металла [8]. Такие методы отличаются крайне низкой эффективностью, требуют использования внешнего лазера и подходят только для импульсного режима, что не позволяет рассчитывать на их широкое практическое применение. В качестве альтернативы оптическому способу накачки в работе [11] предложено использовать токовую накачку активной области путем инжекции носителей заряда в полупроводник.

Нами исследованы условия усиления и генерации ППП за счет механизма прямой передачи энергии дрейфового тока поверхностной терагерцевой электромагнитной волне, распространяющейся вдоль границы раздела между диэлектриком и полупроводниковой пленкой. Подобный механизм усиления, аналог которого реализуется в лампах бегущей волны для усиления СВЧ волн [12], не требует наличия некоторой активной среды-посредника. Для реализации прямой передачи энергии токовой волны электромагнитной волне необходимо выполнение условия фазового синхронизма, т.е. согласование скорости дрейфа носителей заряда в материальной среде и фазовой скорости поверхностной электромагнитной волны [13]. В настоящей статье определены параметры планарной структуры полупроводниковая пленка – диэлектрик, обеспечивающие переход от режима усиления к режиму генерации поверхностных электромагнитных волн. Структуру можно рассматривать как резонатор вследствие формирования обратной положительной связи в спектральной области, где групповая скорость ППП принимает отрицательные значения. Подобная структура является моделью компактного генератора поверхностных электромагнитных волн типа spaser [5, 8] с токовой накачкой, физические принципы работы которого те же, что и у лампы обратной волны, используемой в СВЧ электронике.

2. Материальные параметры и дисперсионное соотношение

Распространение и последующее усиление поверхностных волн будем рассматривать в планарной структу-

А.С.Абрамов, Д.И.Семенов. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: aleksei_abramov@mail.ru

И.О.Золотовский. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 32а

С.Г.Моисеев. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, 432011 Ульяновск, ул. Гончарова, 48/2; Ульяновский государственный технический университет, Россия, 432027 Ульяновск, ул. Северный Венец, 32

Поступила в редакцию 26 июля 2017 г., после доработки – 9 октября 2017 г.

ре, состоящей из тонкого слоя полупроводника толщиной d , который находится между двумя немагнитными средами с диэлектрическими проницаемостями (ДП) ε_1 и ε_3 . В качестве покровного слоя выбран вакуум с $\varepsilon_1 = 1$, подложкой является диэлектрик с $\varepsilon_3 = 9$. Подобную ДП в терагерцевом диапазоне частот имеет, например, соединение NdGaO_3 . В качестве волноведущего слоя структуры выбран легированный полупроводник р-типа AlGaAs , у которого ДП в рамках приближения Друде описывается выражением [14]

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right]. \quad (1)$$

Здесь ε_0 – высокочастотное значение ДП; $\omega_p = [4\pi \times e^2 n / (m^* \varepsilon_0)]^{1/2}$ – плазменная частота; n и m^* – концентрация примесных носителей заряда (дырок) и их эффективная масса; ν – релаксационный параметр для носителей заряда. Действительная часть ДП полупроводника принимает отрицательные значения в области $\omega < \omega_p$ (что соответствует терагерцевому диапазону для $\omega_p \approx 3.42 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$).

В рассматриваемой структуре на границах полупроводника и диэлектрика могут возбуждаться поверхностные ТМ моды с компонентами волнового поля $F_x = E_x$, H_y , E_z , которые распространяются по оси x , направленной вдоль границы раздела сред. Зависимость указанных компонент поля от времени и координат имеет вид

$$F_\alpha(x, z, t) = F_\alpha(z) \exp[i(\omega t - \beta x)], \quad (2)$$

где $F_\alpha(z)$ – профильные функции соответствующих компонент волнового поля; $\beta = \beta' - i\beta''$ – постоянная распространения ППП. Связь между указанными компонентами поля определяется из уравнений Максвелла:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} - q_j^2 H_y = 0, \quad E_x = \frac{i}{k_0 \varepsilon_j} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad E_z = -\frac{\beta}{k_0 \varepsilon_j} H_y, \quad (3)$$

где $q_j = q'_j - iq''_j = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_j}$ – поперечные составляющие волнового вектора ППП в каждой из сред ($j = 1, 2, 3$); $k_0 = \omega/c$; c – скорость света в вакууме.

С учетом комплексности волнового вектора ППП распределение магнитного поля по координате z в каждой из трех областей структуры может быть записано следующим образом:

$$H_y(z) = \begin{cases} H_0 \exp[-q'_1(z - d/2)] \exp[iq''_1(z - d/2)], & z > d/2, \\ B[\cosh(q'_2 z) + i \sinh(q'_2 z)] \cos(q'_2 z) + C[\cosh(q'_2 z) - i \sinh(q'_2 z)] \sin(q'_2 z), & |z| < d/2, \\ D \exp(q'_3 z) \exp(-iq''_3 z), & z < -d/2, \end{cases} \quad (4)$$

где H_0 – амплитуда магнитного поля на границе раздела $z = d/2$. Распределение тангенциальной компоненты волнового электрического поля E_x находится из уравнений (3) с учетом (4). С использованием условий непрерывности тангенциальных компонент волнового поля на границах $z = \pm d/2$ приходим к системе двух уравнений, связывающих параметры B , C и D с амплитудой H_0 [15]. Приравняв детерминант этой системы нулю, получаем дисперсионное уравнение для ППП в рассматриваемой структуре [5]:

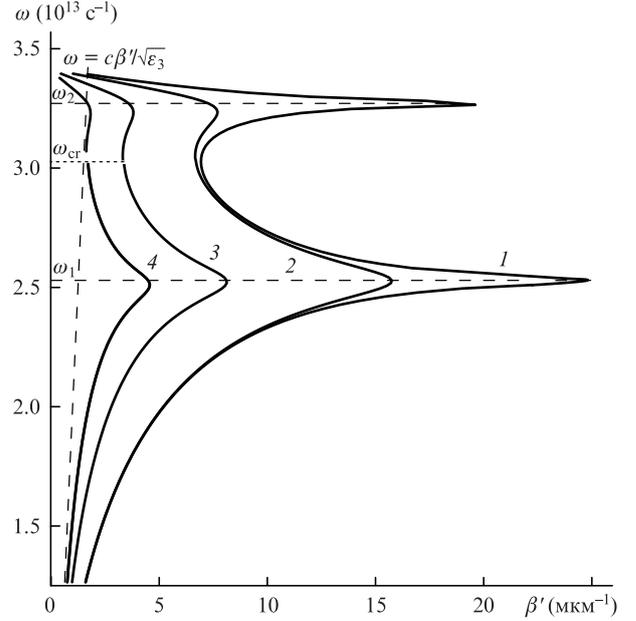


Рис.1. Дисперсионные кривые $\omega(\beta')$ ППП в структуре полупроводниковая пленка – диэлектрик для параметра $\nu/\omega_p = 0.005$ (1), 0.05 (2), 0.02 (3) и 0.1 (4). Прямая $\omega = c\beta'/\sqrt{\varepsilon_3}$ определяет границу области существования ППП в структуре.

$$\exp(-2q_2 d) = \frac{q_2 \varepsilon_1 + q_1 \varepsilon_2}{q_2 \varepsilon_1 - q_1 \varepsilon_2} \frac{q_2 \varepsilon_3 + q_3 \varepsilon_2}{q_2 \varepsilon_3 - q_3 \varepsilon_2}. \quad (5)$$

При наличии поглощения в структуре поляритонные ветви $\omega(\beta')$ представляют собой единую дисперсионную зависимость без запрещенных зон по частоте.

На рис.1 представлены дисперсионные зависимости $\omega(\beta')$, которые описывают распространение ППП в рассматриваемой структуре в спектральном интервале $\omega_1/2 < \omega < \omega_p$. Штриховыми линиями указаны значения частот $\omega_1 = \omega_p/\sqrt{1 + \varepsilon_1/\varepsilon_0}$ и $\omega_2 = \omega_p/\sqrt{1 + \varepsilon_3/\varepsilon_0}$, которые без учета поглощения в структуре являются асимптотами для низко- и высокочастотных мод. Эти частоты определяются плазменной частотой полупроводника $\omega_p \approx 3.42 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$, величиной $\varepsilon_0 = 13.18$ и ДП прилегающих слоев. При заданных материальных параметрах $\omega_1 = 2.54 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$ и $\omega_2 = 3.27 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$. Расчеты выполнены для пленки толщиной $d = 0.1 \text{ мкм}$ при параметре $\nu/\omega_p = 0.005, 0.05, 0.02$ и 0.1 . Аналогичные значения этого параметра использовались при численном анализе, например в работах [16, 17]. Для кривой 3 указана критическая частота $\omega_{cr} = 3.03 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$, которая соответствует минимуму зависимости $\beta'(\omega)$ для $\nu = 0.02\omega_p$. Критическая частота зависит от ДП всех сред, величины диссипативных потерь и толщины волноводного слоя.

Используя дисперсионное соотношение (5), проведем анализ групповой, $v_g = d\omega/d\beta'$ (рис.2,а), и фазовой, $v_{ph} = \omega/\beta'$, скоростей (рис.2,б) ППП в исследуемом частотном диапазоне. Из представленных на рис.2,а зависимостей видно, что групповая скорость в области $\omega < \omega_1$ уменьшается с ростом частоты, причем ее знак положителен. В промежуточной области $\omega_1 < \omega < \omega_2$ могут существовать ППП как с положительной, так и с отрицательной групповой скоростью, причем смена знака происходит вблизи критических частот ω_{cr} , отвечающих минимуму зависимостей $\beta'(\omega)$ для каждого значения параметра ν . В интервале частот $\omega_2 < \omega < \omega_p$ групповая скорость принимает только отрицательные значения.

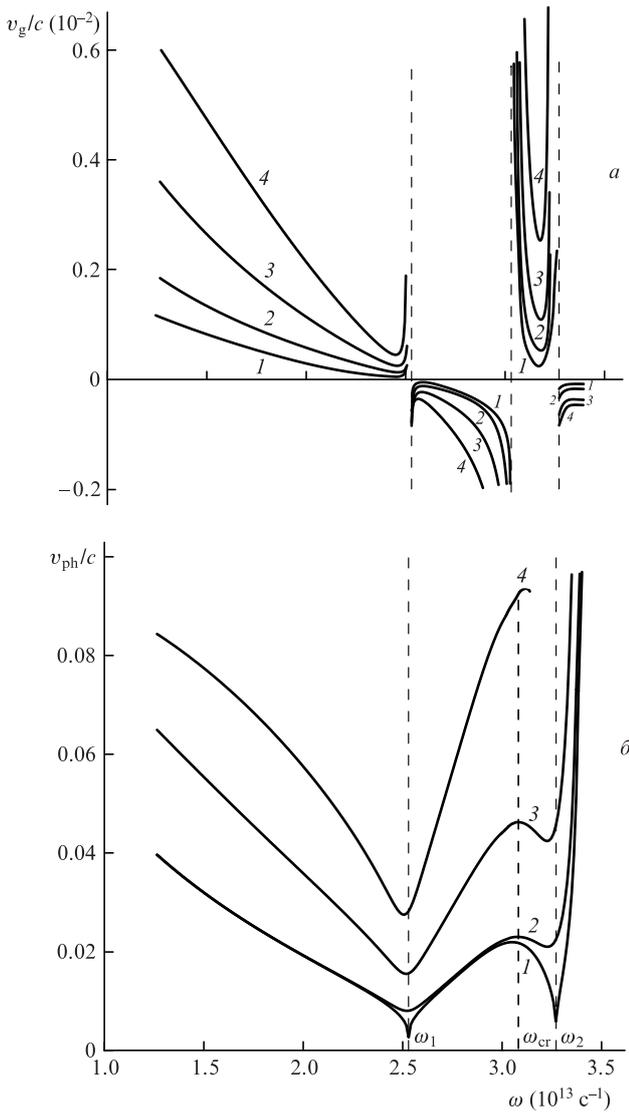


Рис.2. Частотные зависимости групповой (а) и фазовой (б) скорости ППП для параметра $v/\omega_p = 0.005$ (1), 0.05 (2), 0.02 (3) и 0.1 (4).

В области отрицательных значений групповой скорости становится возможным существование обратных ППП, для которых направление полного потока переносимой энергии противоположно направлению фазовой скорости. В этой области исследуемую волноводную структуру можно рассматривать как эффективную «левую» среду. Таким образом, условие $v_g(\omega) < 0$ позволяет реализовать как усиление, так и генерацию ППП в данной структуре, работающей по принципу направленного ответвителя.

Из приведенных на рис.2,б зависимостей видно, что вблизи частот ω_1 и ω_2 фазовая скорость ППП существенно снижается. При минимальных потерях возможно ее снижение более чем на два порядка по сравнению со скоростью света в вакууме. Так, на частоте ω_1 при $v = 0.005\omega_p$ фазовая скорость ППП v_{ph} может достигать значений, меньших $0.01c$ (кривая 1).

3. Усиление ППП дрейфовым током

Исследуем возможность усиления в структуре полупроводниковая пленка–диэлектрик ППП-волны при ее

взаимодействии с потоком заряженных частиц, которым является постоянный дрейфовый ток I_0 в полупроводниковой пленке. Для их эффективного взаимодействия и, как следствие, эффективной передачи энергии токовой волны ППП-волне необходимо обеспечить согласование фазовой скорости ППП v_{ph} и дрейфовой скорости носителей заряда v_0 [13, 18]. Как было показано выше, в спектральных областях, близких к частотам ω_1 и ω_2 , в планарной структуре наблюдается уменьшение фазовой скорости ППП до величин порядка или меньше $10^{-2}c$. С другой стороны, известен ряд материалов, для которых характерны большие значения дрейфовой скорости носителей заряда v_0 , достигающие $\sim 10^{-3}c$. К таким материалам относятся высокотемпературные сверхпроводники [19], графен [20] и некоторые типы полупроводниковых материалов [21, 22]. Для субмикронных структур на основе арсенида галлия имеет место следующая зависимость подвижности носителей заряда μ от температуры T_{ex} и концентрации n [23]:

$$\mu(T_{ex}, n) \approx \mu_0 \left\{ \left(\frac{T_{ex}}{T_0} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{T_{ex}}{5T_0} \right)^6 \right] + \frac{n}{n_0} \right\}^{-1/4}, \quad (6)$$

где $\mu_0 = 8 \times 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ – подвижность нелегированного образца; $T_0 = 300 \text{ К}$; $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Так, для $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T_{ex} = 300 \text{ К}$ подвижность $\mu \approx 6600 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. В этом случае дрейфовые скорости носителей $v_0 = \mu U/L$ (U – ускоряющая разность потенциалов, L – длина пленки) ограничиваются пороговым значением насыщения напряжения [23], которое, в свою очередь, ограничивается максимальным значением подвижности при заданных концентрации и температуре, и варьируются в интервале $(1 - 5) \times 10^5 \text{ м/с}$.

Таким образом, несмотря на большие дрейфовые скорости носителей в некоторых материалах, условию фазового синхронизма между электромагнитной и токовой волнами удовлетворить в точности не представляется возможным. Тем не менее для создания условий передачи энергии достаточно, чтобы скорость волны дрейфового тока и фазовая скорость ППП были хотя бы одного порядка. Эффективность такого процесса тем выше, чем меньше отстройка фазовой скорости от дрейфовой.

Вследствие взаимодействия волны дрейфового тока и ППП-волны появляется пространственная модуляция постоянного по амплитуде тока I_0 , т. е. возникает модулированная токовая волна $I(x)$. Их связь устанавливается гидродинамическим уравнением для носителей заряда [12] и теоремой наведения [24]:

$$\frac{d^2 \tilde{I}}{dx^2} + 2i \frac{\omega}{v_0} \frac{d \tilde{I}}{dx} - \frac{1}{v_0^2} (\omega^2 - \omega_q^2) \tilde{I} = i \frac{\omega}{v_0} \frac{I_0}{2U} E_x, \quad (7)$$

$$\frac{dE_x}{dx} + i \frac{\omega}{v_{ph}} E_x = - \frac{\omega^2}{2v_{ph}^2} K I(x). \quad (8)$$

Здесь $\tilde{I}(x) = I(x) - I_0$ – переменная составляющая тока; ω_q – так называемая редуцированная плазменная частота; $U = m^2 v_0^2 / (2e)$. Коэффициент $K = |E_x|^2 / (2\beta^2 P)$, называемый сопротивлением связи, характеризует степень взаимодействия поля ППП-волны и потока заряженных частиц [24, 25], где

$$P \approx \frac{v_g}{8\pi} \left(\frac{d}{d\omega} \omega \text{Re} \epsilon_2 \right) \int |E|^2 dS$$

– мощность, переносимая в структуре поверхностной волной, а $|E|^2 = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2$ – квадрат абсолютного значения напряженности электрического поля ППП-волны. С учетом соотношения (1) выражение для сопротивления связи принимает следующий вид:

$$K \approx \frac{4\pi}{v_g \beta'^2} \frac{|E_x|^2}{[d(\omega \operatorname{Re} \varepsilon_2)/d\omega] \int |E_x|^2 dS} \approx \frac{4\pi v_{ph}^2}{(\omega^2 + \omega_p^2) v_g} \int |E_x|^2 dS. \quad (9)$$

Совместное решение уравнений (7) и (8) приводит к дисперсионному соотношению

$$(\omega - Gv_{ph})(\omega - Gv_0)^2 - \omega_q^2 = C^3 \omega^3, \quad (10)$$

где $G = G' - iG''$ – комплексный инкремент усиления гармонического возмущения, а параметр $C = [v_0 K I_0 / (4v_{ph} U)]^{1/3}$ аналогичен параметру усиления Пирса, используемому в СВЧ технике [26]. Уравнение (10) позволяет определить коэффициент усиления ППП в рассматриваемой структуре:

$$g = 2 |\operatorname{Im} G|. \quad (11)$$

В случае взаимодействия замедленного ППП и волны пространственного заряда с учетом преобразований для сопротивления связи [15] параметр C можно представить в виде

$$C \approx \left(\frac{\eta v_{ph}}{2 |v_g|} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_p^2} \right)^{1/3}, \quad (12)$$

где $\eta = |E_x|^2 / |E|^2$ – отношение модулей продольной компоненты и полного электрического поля ППП. Параметр C определяется соотношением между плазменной частотой полупроводника и частотой ППП, а также отношением фазовой и групповой скоростей ППП. Анализ показывает, что параметр Пирса во всем рассматриваемом спектральном диапазоне практически не зависит от толщины пленки за исключением областей частот, близких к характерным частотам ω_1 и ω_2 . По мере приближения к указанным спектральным областям наблюдается резкий рост параметра C (до значений порядка 10^3), чему соответствуют максимумы усиления $g(\omega)$.

Отметим, что в теории лампы бегущей волны редуцированная частота ω_q связана с плазменной частотой ω_p соотношением $\omega_q = r\omega_p$, где коэффициент r учитывает влияние на электронный пучок окружающих стенок и находится в диапазоне $0 < r < 1$ [27]. Для достаточно широкого электронного потока, на динамику которого влиянием боковой поверхности можно пренебречь, коэффициент $r \rightarrow 0$. В общем случае редуцированная плазменная частота отлична от нуля и определяется концентрацией носителей заряда в объеме волноводной структуры.

На рис.3 представлены частотные зависимости коэффициента усиления $g(\omega)$ ППП для низкочастотных (рис.3,а) и высокочастотных (рис.3,б) мод, полученные на основе решения уравнения (10) с учетом выражений (9) и (12). Эти зависимости рассчитаны для пленки толщиной $d = 0.1$ мкм, параметра $v = 0.02\omega_p$ и редуцированной частоты $\omega_q/\omega_p = 0, 0.5$ и 1.0 . Видно, что только при $\omega_q = 0$ усиление реализуется во всем спектральном интервале

(кривая 1). Провал на частоте ω_1 обусловлен тем, что на этой частоте $v_g \rightarrow \infty$ и, согласно (10), параметр Пирса $C \rightarrow 0$ (несмотря на значительное снижение фазовой скорости ППП). Вид кривых в области $\omega_1 < \omega < \omega_2$ определяется видом дисперсионных зависимостей в той же области (когда групповая скорость ППП изменяет знак с положительного на отрицательный). Анализ показывает, что усиление ($g(\omega)$) преобладает над потерями ($\beta''(\omega)$) при всех рассмотренных значениях параметра v на всех частотах, кроме интервала $\omega_1 < \omega < \omega_2$. Увеличение редуцированной частоты ω_q приводит к тому, что коэффициент усиления для каждой фиксированной частоты ППП принимает меньшие значения, а спектральные области усиления ППП сужаются (кривые 2 и 3).

Отметим также, что толщина полупроводниковой пленки существенно влияет как на спектральные интервалы, в которых происходит усиление ППП, так и на достигаемые значения коэффициента усиления на фиксированной частоте. Частотные зависимости $g(\omega)$, приведенные на рис.4, получены при параметре $v = 0.02\omega_p$ и редуцированной частоте $\omega_q = 0$ для толщин пленки $d = 0.1, 1.0$ и 3.0 мкм. Видно, что для $d = 0.1$ мкм усиление реализуется

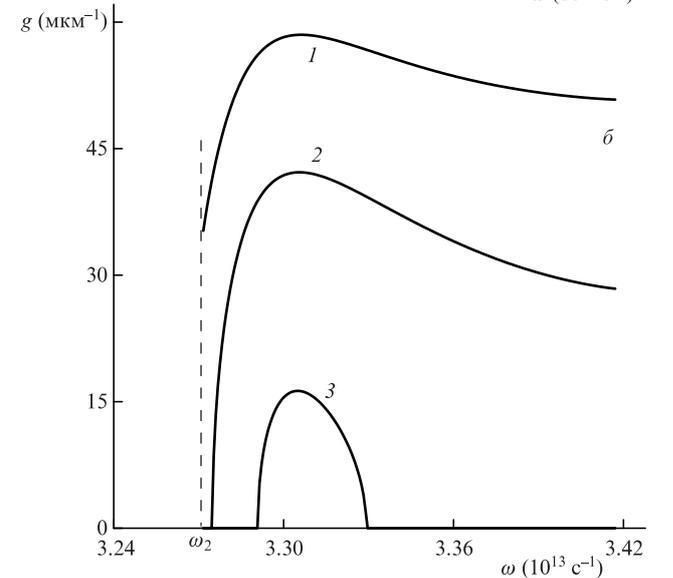
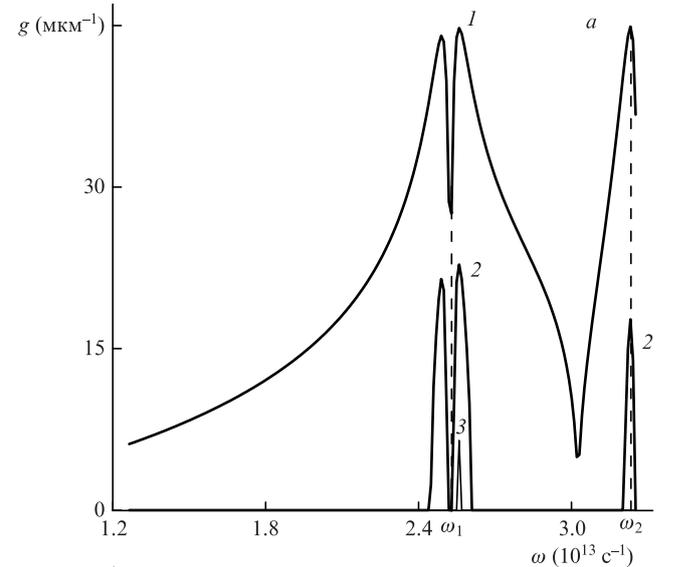


Рис.3. Частотные зависимости коэффициента усиления $g(\omega)$ для $v = 0.02\omega_p$ и редуцированной частоты $\omega_q/\omega_p = 0$ (1), 0.5 (2) и 1.0 (3).

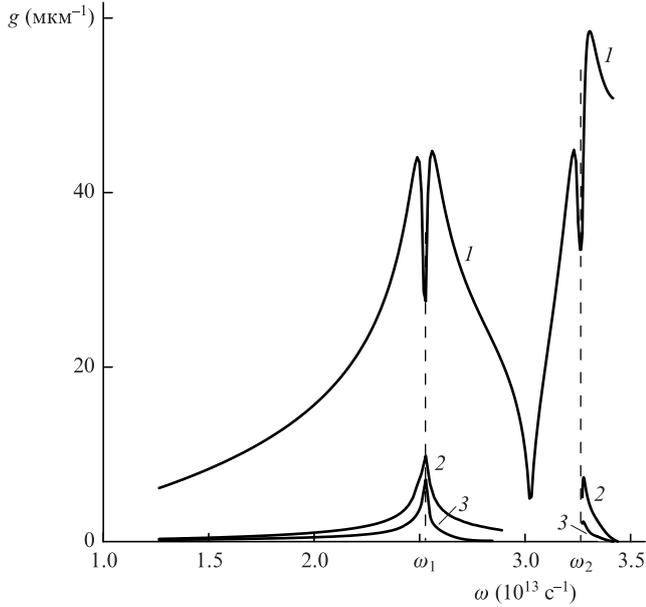


Рис.4. Частотные зависимости коэффициента усиления $g(\omega)$ для $v = 0.02\omega_p$ при толщине полупроводниковой пленки $d = 0.1$ (1), 1.0 (2) и 3.0 мкм (3). Редуцированная частота $\omega_q = 0$.

для всех рассматриваемых частот ППП (кривая 1), причем вблизи характерных частот ω_1 и ω_2 достигаются максимально возможные значения коэффициента усиления – $g \approx 50$ мкм⁻¹. Для больших толщин пленок зависимости $g(\omega)$ будут иметь схожий характер (кривые 2, 3). Отметим, что в области частот $\omega_{cr} < \omega < \omega_2$ при толщинах $d = 1.0$ и 3.0 мкм усиления нет, а максимальные коэффициенты усиления оказываются в несколько раз меньше, чем для $d = 0.1$ мкм.

Таким образом, в спектральных интервалах $\omega < \omega_1$ и $\omega_2 < \omega < \omega_p$ для ППП-волны достигается коэффициент усиления, значительно превышающий коэффициент затухания. Более того, в области $\omega_2 < \omega < \omega_p$ выполняются условия $|v_{ph}/v_g| \gg 1$ и $v_g < 0$, которые позволяют реализовать генератор ППП, являющийся аналогом лампы обратной волны, с параметром Пирса, на несколько порядков превышающим таковой для СВЧ аналога.

4. Уравнения связанных волн и их решения

Отметим, что в частотных областях $\omega_1 < \omega < \omega_{cr}$ и $\omega_2 < \omega < \omega_p$, где возможно существование обратных поляритонных волн с $v_g < 0$, исследуемая структура будет играть роль направленного ответвителя, а между обратной ППП-волной и прямой токовой волной устанавливается положительная обратная связь. Перейдем к выводу уравнений, описывающих указанную связь обратных ППП-волн с волнами пространственного заряда. Рассмотрение проведем в рамках приближения неистощенной токовой накачки.

Будем полагать, что волна дрейфового тока при распространении в пленке обеспечивает усиление ППП с достаточным высоким коэффициентом усиления g . По аналогии с (8) уравнение, описывающее влияние волны тока на обратную плазмон-поляритонную волну с $E_x = E$, при учете потерь и усиления запишется в виде

$$-\frac{dE^-}{dx} + i\frac{\omega}{v_{ph}}E^- = -\frac{\omega^2}{2v_{ph}^2}KS_{eff}j(x) + \gamma E^- \quad (13)$$

где $\gamma = g - \beta''$; $j(x) = I(x)/S_{eff}$ – плотность тока;

$$S_{eff} = \left(\int |E| dy dz \right)^2 / \int |E|^2 dy dz$$

– эффективная площадь поверхностной моды. Правая часть (13) учитывает влияние на ППП как модулированной токовой волны $j(x)$, так и волны дрейфового тока γE^- . При этом связь между токовой волной и полем ППП определяется уравнением

$$\frac{dj}{dx} + i\frac{\omega}{v_0}j = \frac{\omega_p^2}{4\pi v_0}E^- + \gamma j. \quad (14)$$

Система уравнений (13) и (14) описывает связь прямой волны дрейфового тока вдоль оси x и обратной ППП-волны, которые представим в виде

$$j(x) = \sigma E_+(x)\exp(-i\beta_0 x), \quad E^-(x) = E_-(x)\exp(i\beta_{ph} x), \quad (15)$$

где $\beta_0 = \omega/v_0$; $\beta_{ph} = \omega/v_{ph}$; σ – проводимость среды. Подставляя эти выражения в уравнения (13) и (14), приходим к следующей системе уравнений для амплитуд прямой (E_+) и обратной (E_-) ППП-волн в возмущенной области волновода $0 \leq x \leq L$ [28]:

$$\frac{dE_+}{dx} = \frac{v_2}{\sigma}E_- \exp(2i\Delta\beta x) + \gamma E_+, \quad (16)$$

$$\frac{dE_-}{dx} = v_1\sigma E_+ \exp(-2i\Delta\beta x) - \gamma E_-,$$

где

$$v_1 = \frac{2\pi}{v_g} \frac{\omega^2}{\omega^2 + \omega_p^2} \eta; \quad v_2 = \frac{\omega_p^2}{4\pi v_0}; \quad 2\Delta\beta = \beta_{ph} + \beta_0.$$

Будем полагать, что на левую границу волновода $x = 0$ подается прямая волна с амплитудой $E_+(0)$, а на правой границе $x = L$ обратная волна отсутствует, т.е. $E_-(L) = 0$. В этом случае распределения полей прямой и обратной волн по длине волновода имеют вид

$$E_+(x)\exp(-i\Delta\beta x) =$$

$$E_+(0) \frac{(\gamma - i\Delta\beta) \sinh[p(L-x)] + p \cosh[p(L-x)]}{p \cosh(pL) + (\gamma - i\Delta\beta) \sinh(pL)}, \quad (17)$$

$$E_-(x)\exp(i\Delta\beta x) = E_+(0) \frac{\sqrt{v_1 v_2} \sinh[p(L-x)]}{p \cosh(pL) + (\gamma - i\Delta\beta) \sinh(pL)},$$

где $p = \sqrt{v_1 v_2 + (\gamma - i\Delta\beta)^2}$. С учетом полученных решений выражения для коэффициентов отражения и прохождения для прямой и обратной ППП-волн принимают следующий вид:

$$R = \left| \frac{E_-(0)}{E_+(0)} \right|^2 = \left| \frac{\sqrt{v_1 v_2} \sinh(pL)}{p \cosh(pL) + (\gamma - i\Delta\beta) \sinh(pL)} \right|^2, \quad (18)$$

$$T = \left| \frac{E_+(L)}{E_+(0)} \right|^2 = \left| \frac{p}{p \cosh(pL) + (\gamma - i\Delta\beta) \sinh(pL)} \right|^2.$$

Условие генерации ППП может быть получено из равенства знаменателей выражений (18) нулю:

$$\arctan\left(\frac{\Delta\beta}{\gamma}\right) + \Delta\beta L\left(\frac{v_1 v_2}{\gamma^2 + \Delta\beta^2} - 1\right) = (l + 1/2)\pi, \quad (19)$$

где l – целое число.

На рис.5 показаны частотные зависимости коэффициентов прохождения и отражения для рассматриваемой структуры в режиме распространения связанных волн (т.е. в частотных областях, где возможно распространение ППП с отрицательной групповой скоростью). Толщина полупроводниковой пленки d принята равной 0.1 мкм, длина рабочей области $L = 1$ и 10 мкм, параметр $\nu = 0.02\omega_p$. Анализ приведенных зависимостей показывает, что при выбранных расчетных параметрах коэффициенты отражения R и прохождения T на частоте ω_1 стремятся к бесконечности (кривая 2), т.е. в системе реализуется генерация за счет распределенной обратной связи. Ана-

логичный механизм «запуска» генерации хорошо известен для лазеров с распределенной обратной связью [28].

Отметим, что рассматриваемая структура также может работать в режиме усиления как по отраженному, так и по прошедшему сигналу в спектральном интервале $\omega_1 < \omega < \omega_{cr}$.

5. Заключение

В настоящей работе показана возможность усиления ППП-волн терагерцевого диапазона при их взаимодействии с дрейфовым током в условиях фазового синхронизма и в приближении неистощенной накачки. Предлагаемый механизм усиления не требует наличия активных сред и реализует прямую передачу энергии токовой волны поверхностной электромагнитной волне. При выбранных материальных параметрах диэлектриков и полупроводниковой пленки в рабочем частотном диапазоне коэффициент усиления может достигать величин выше 10^6 м^{-1} , что значительно превышает декремент затухания, обусловленный диссипативными потерями в полупроводнике.

Также показано, что в спектральных интервалах $\omega_1 < \omega < \omega_{cr}$ и $\omega_2 < \omega < \omega_p$ могут возбуждаться обратные плазмон-поляритонные волны (волны с отрицательной групповой скоростью) терагерцевого диапазона частот. Таким образом, пленочная структура выступает в роли замедляющей системы, в которой одновременно реализуется положительная обратная связь.

Предложена схема генерации электромагнитного излучения за счет взаимодействия дрейфового тока и поверхностной электромагнитной волны, построенная на тех же физических принципах, которые лежат в основе работы хорошо известной в СВЧ технике лампы бегущей волны [12] и лазера с распределенной обратной связью [28]. При этом в предложенной схеме генерации в роли замедляющей системы выступает не типичная для такого рода устройств дифракционная решетка, а тонкая полупроводниковая пленка.

Следует отметить, что в рассматриваемом частотном интервале $\omega \approx (2-3) \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$, которому отвечают длины волн излучения λ_0 порядка 100 мкм, постоянная распространения ППП β' превышает волновое число в свободном пространстве $\omega/c = 2\pi/\lambda_0$ примерно на два порядка, принимая значения, близкие к 10 мкм^{-1} . Столь большим значениям постоянной распространения соответствует область локализации ППП в поперечном направлении $1/\beta'$ порядка 100 нм, что указывает на возможность применения предлагаемого генератора в устройствах оптоэлектроники. Обратим внимание на следующее важное обстоятельство: ППП-волны с такой большой постоянной распространения не могут генерироваться с помощью классических схем их возбуждения (с помощью оптических призм в геометрии Отто или Кречмана) в структурах, продольный размер которых много больше характерной длины волны излучения λ_0 . Возбуждение ППП-волн электронными пучками [29, 30] здесь не рассматривается, поскольку такой способ не является технологичным и вряд ли может представлять интерес для практических применений в интегральной оптоэлектронике.

Таким образом, полученные в настоящей работе результаты указывают на то, что ППП-волны могут возникать в планарной структуре в результате генерации в уси-

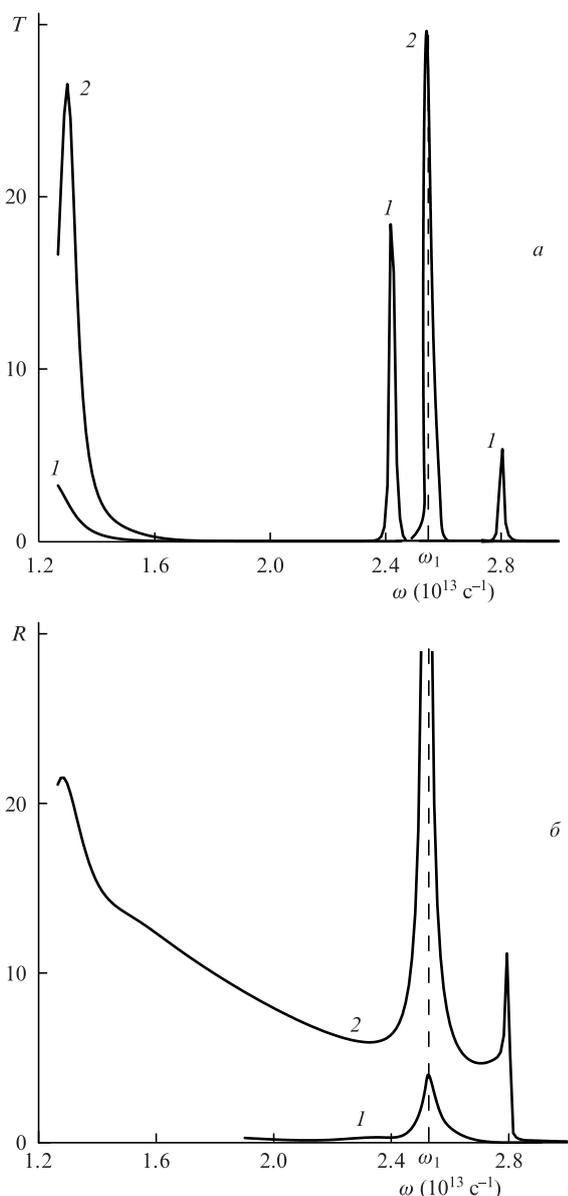


Рис.5. Частотные зависимости коэффициентов усиления по прохождению (а) и отражению (б) для пленки длиной $L = 1$ (1) и 10 мкм (2).

ливающей среде с распределенной обратной связью прямой и обратной волн.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проекты № 14.Z50.31.0015, 3.3889.2017/ПЧ и 3.5698.2017/П220), РФФИ (проект № 17-02-01382) и РНФ (проект № 17-72-10135).

1. Agranovich V.M., Mills D.L. *Surface Polaritons* (Amsterdam–New York–Oxford: North-Holland Publishing Company, 1982).
2. Economou E.N. *Phys. Rev.*, **182**, 539 (1969).
3. Дмитрук Н.Л., Литовченко В.Г., Стрижевский В.Л. *Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках* (Киев: Наукова думка, 1989, с. 25).
4. Martin V.G., Broerman J.G. *Phys. Rev. B*, **24**, 2018 (1981).
5. Verini P., De Leon I. *Nat. Photonics*, **6**, 16 (2012).
6. Moiseev S.G., Korobko D.A., Zolotovskii I.O., Fotiadi A.A. *Ann. Physik*, **529**, 1600167 (2016).
7. Давидович М.В. *Квантовая электроника*, **47**, 567 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 567 (2017)].
8. Leosson K. *J. Nanophotonics*, **6**, 061801 (2012).
9. Maier S.A. *Opt. Commun.*, **258**, 295 (2006).
10. Федянин Д.Ю., Арсенин А.В., Лейман В.Г., Гладун А.Д. *Квантовая электроника*, **39**, 745 (2009) [*Quantum Electron.*, **39**, 745 (2009)].
11. Fedyanin D.Yu., Arsenin A.V. *Opt. Express*, **19**, 12524 (2011).
12. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. *Введение в теорию колебаний и волн* (Киров: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 2000, с. 87).
13. Kadochkin A.S., Moiseev S.G., Dadoenkova Y.S., Svetukhin V.V., Zolotovskii I.O. *Opt. Express*, **25**, 27165 (2017).
14. Lao Y.-F., Unil Perera A.G. *J. Appl. Phys.*, **109**, 103528 (2011).
15. Абрамов А.С., Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Оптика и спектроскопия*, **119**, 157 (2015).
16. Санников Д.Г., Семенцов Д.И. *ФТТ*, **55**, 2212 (2013).
17. Esaev D.G., Matsik S.G., Rinzan M.B., Perera A.G. *J. Appl. Phys.*, **93**, 1879 (2003).
18. Безручко Б.П., Кузнецов С.П., Трубецков Д.И. *Письма в ЖЭТФ*, **29**, 180 (1979) [*JETP Lett.*, **29**, 162 (1979)].
19. Basov D.H., Timusk T. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 721 (2005).
20. Буслаев П.И., Иорш И.В., Шадривов И.В., Белов П.А., Кившарь Ю.С. *Письма в ЖЭТФ*, **97**, 619 (2013) [*JETP Lett.*, **97**, 535 (2013)].
21. Gad S.A., Boshta M., Moustafa A.M., Abo El-Soud A.M. *Solid State Sci.*, **13**, 23 (2011).
22. Лахно В.Д. *УФН*, **166**, 717 (1996) [*Phys. Usp.*, **39**, 669 (1996)].
23. Геркель В.А., Кулькова Е.Ю., Мокеров В.Г., Тимофеев М.В., Хренов Г.Ю. *ФТП*, **36**, 496 (2002).
24. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. *Лекции по СВЧ электронике для физиков. Т. 1* (М.: Физматлит, 2003, с. 85).
25. Clampitt L.L. (Ed.) *Proc. IEEE (Special Issue on High-Power Microwave Tubes)*, **61** (1973).
26. Pierce J. *Electrons and Waves* (New York: Anchor Books, 1964).
27. Шевчик В.Н., Шведова Г.Н., Соболева А.В. *Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах* (Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1962).
28. Ярив А. *Квантовая электроника* (М.: Сов. радио, 1980, с. 417).
29. Ельчанинов А.А., Коровин С.Д., Ростов В.В., Пегель И.В., Месяц Г.А., Яландин М.И., Гинзбург Н.С. *Письма в ЖЭТФ*, **77**, 314 (2003) [*JETP Lett.*, **30**, 719 (2003)].
30. Барышев В.Р., Гинзбург Н.С. *Квантовая электроника*, **41**, 776 (2011) [*Quantum Electron.*, **41**, 776 (2011)].