

01;06;07

## **Брэгговское отражение света на волнах пространственного заряда в полупроводниковом волноводе**

© Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет  
E-mail: sannikov@sv.ulsu.ru*Поступило в Редакцию 23 мая 2005 г.  
В окончательной редакции 10 октября 2005 г.*

Получено дисперсионное соотношение для волн пространственного заряда (ВПЗ) в тонком полупроводниковом слое с симметричным диэлектрическим окружением. Проведен анализ коллинеарного волноводного ВПЗ-оптического взаимодействия для нулевой (однородной) и первой ВПЗ. Показана возможность эффективного брэгговского отражения на ВПЗ-оптических ТЕ и ТМ мод различных порядков.

PACS: 78.20.-e

Известно, что в полупроводниковых материалах с отрицательной дифференциальной подвижностью могут распространяться волны пространственного заряда (ВПЗ) [1,2], на которых возможна дифракция света [3,4], аналогичная акустооптической дифракции [5]. Такие волны распространяются со скоростью, близкой к скорости дрейфа носителей, и могут усиливаться, что используется при создании тонкопленочных усилителей бегущей волны [6]. Эффективность рассеяния света на ВПЗ возрастает с длиной волны излучения и становится высокой в среднем и дальнем ИК-диапазоне, а также в субмиллиметровой области [7]. В основе ВПЗ-оптического взаимодействия лежит отклонение концентрации свободных носителей заряда от равновесной, возникающее при распространении ВПЗ в кристалле и приводящее к модуляции диэлектрической проницаемости. В работе [3] изучалась дифракция света на ВПЗ в безграничном полупроводниковом кристалле, в [4] исследовалась эффективность преобразования волноводной моды в вытекающую при ее взаимодействии с ВПЗ в пленочном анизотропном волноводе. В настоящей работе исследуются особенности брэгговского коллинеарного

ВПЗ-оптического взаимодействия, реализуемого в полупроводниковом слое с симметричным диэлектрическим окружением. Получено дисперсионное соотношение для ВПЗ и проведено его численное решение для нулевой (однородной) и первой мод. Анализ указанных решений позволяет выбрать область рабочих частот ВПЗ, где ее затухание отсутствует. Показано, что при реализации фазового синхронизма существует возможность эффективного брэгговского отражения на ВПЗ-оптических волноводных ТЕ и ТМ мод различного порядка.

1. Рассмотрим планарную структуру, состоящую из волноведущего слоя полупроводника с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ , помещенного между подложкой и покровной средой, выполненных из непоглощающего диэлектрика. Будем считать волновод симметричным, т. е. диэлектрические проницаемости окружающих сред одинаковыми и равными  $\varepsilon'$ . Поместим структуру в постоянное электрическое поле  $E_0$ , лежащее в плоскости слоев и ориентированное вдоль оси  $z$ . Пусть ось  $x$  перпендикулярна границам раздела слоев, границы раздела совместим с плоскостями  $x = -L, 0$ . Основными уравнениями, определяющими волновые возмущения потока электронов в полупроводнике, являются уравнения непрерывности и Пуассона [1]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} - D \nabla \rho) = 0, \quad \varepsilon \nabla \mathbf{E} = 4\pi(\rho - \rho_0). \quad (1)$$

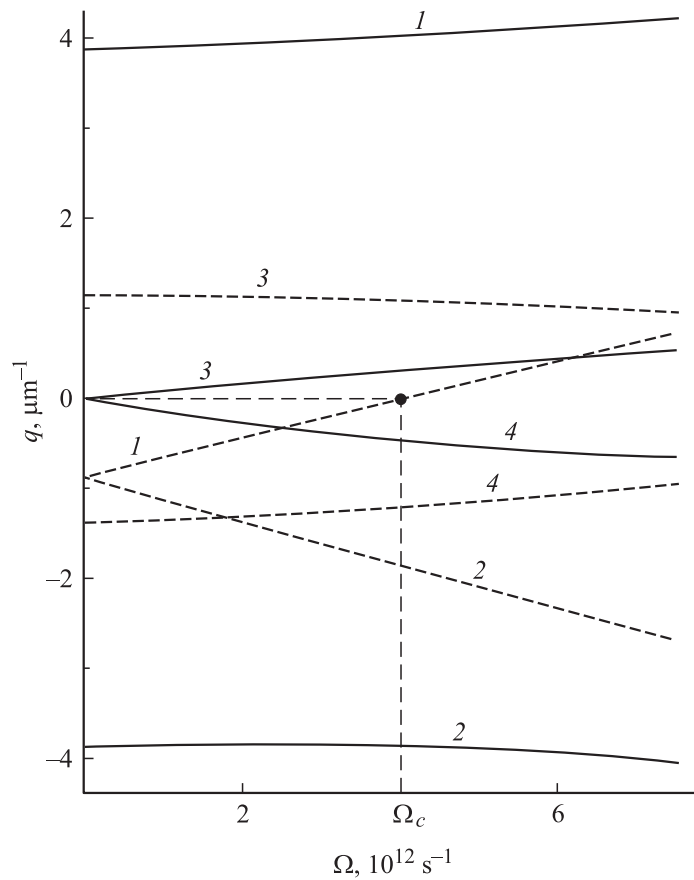
Здесь  $\nabla \equiv (\partial/\partial x, \partial/\partial z)$ ,  $\rho = \rho_0 + \rho_1$ ,  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$ ,  $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1$  — состоящие из стационарной части и возмущения плотность заряда, электрическое поле и скорость направленного движения носителей;  $D$  — коэффициент диффузии. Решения уравнений (1) в квазистатическом ( $\text{rot} E_1 = 0$ ) и линейном по малым возмущениям приближении ищем в виде волны, распространяющейся вдоль оси  $z$ , причем  $\rho_1, v_1, E_1 \sim \exp[i(\Omega t - qz - px)]$ , где  $q$  и  $p$  — продольная (константа распространения) и поперечная компоненты волнового вектора ВПЗ,  $\Omega$  — частота волны возмущения. В результате приходим к уравнению, связывающему параметры полупроводника и компоненты волнового вектора ВПЗ:

$$i(\Omega - qv_0) + \omega_m \left[ 1 + (\mu_1 - 1) \frac{q^2}{q^2 + p^2} \right] + D(q^2 + p^2) = 0, \quad (2)$$

где  $\mu_1 = \mu_0^{-1}(dv/dE)$  — дифференциальная подвижность,  $\mu_0$  — подвижность „неразогретых“ электронов,  $\omega_m = 4\pi en_0 \mu_0 / \varepsilon$  — частота максвелловской релаксации,  $n_0$  — равновесная концентрация носителей.

Уравнение (2) должно быть дополнено электродинамическими граничными условиями, учет которых дает связь поперечной компоненты  $p$  волнового числа с параметрами волноведущей структуры. В простейшем случае, когда узлы стоячей (в поперечном направлении) волны электронной плотности располагаются на границе раздела сред, можно использовать выражение  $p = 2\pi n/L$  [1], где  $n = 0, 1, 2, \dots$  — номер ВПЗ-моды. Более точные граничные условия, учитывающие параметры граничащих сред, являются более громоздкими и не приводят к новым ВПЗ-оптическим эффектам. Подставляя значение параметра  $p$  в (2), получаем дисперсионное уравнение для ВПЗ в рассматриваемой структуре. В случае  $n = 0$  это уравнение описывает однородную по толщине волноведущего слоя ВПЗ, отвечающую волне в безграничной среде. Его решение в этом случае дает два комплексных корня  $q = q' - iq''$ , один из которых отвечает прямой волне, а другой — обратной. При  $n \geq 1$  уравнение является в этом случае уравнением четвертой степени относительно  $q$  и имеет четыре корня, два из которых соответствуют прямым, а два — обратным волнам.

На рис. 1 представлены зависимости действительной и мнимой (сплошные и пунктирные кривые) частей волнового числа  $q$  от частоты ВПЗ  $\Omega$  при  $n = 1$  (кривые 1–4), построенные для значений параметров  $D = 500 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $v_0 = 10^7 \text{ cm/s}$ ,  $\mu_1 = -1/3$ ,  $\omega_m = 2 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ ,  $L = 8 \mu\text{m}$ , близких к параметрам реальных пленок  $n\text{-GaAs}$  [6,7]. Из приведенных зависимостей следует, что при  $n = 1$  по сравнению с  $n = 0$  дополнительно появляются прямая и обратная волны (кривые 3 и 4), которые, однако, быстро затухают. Прямые волны (1, 3) имеют сносовый механизм распространения зарядового возмущения и идентифицируются (по аналогии со случаем  $n = 0$ ) как дрейфовые ВПЗ. Обратные волны (2, 4) порождены диффузионным размытием зарядового возмущения в обратном дрейфу носителей направлении и поэтому называются диффузионными ВПЗ. Дрейфовая ВПЗ может распространяться не только с поглощением ( $q'' > 0$ ), но и в режиме усиления, отвечающего отрицательным значениям  $q''$  (кривая 1). Для практического использования интерес представляет ситуация, соответствующая значениям  $q'' \approx 0$ , когда амплитуда ВПЗ при распространении по образцу остается практически неизменной. Указанная ситуация при  $n = 0$  реализуется, если частота ВПЗ оказывается равной  $\Omega_c = v_0 \sqrt{-\mu_1 \omega_m / D}$ , что становится возможным при отрицательных значениях дифференциальной подвижности; при  $n \geq 1$  эта частота находится численно.



**Рис. 1.** Зависимости действительной (сплошные кривые) и мнимой (пунктирные кривые) частей волнового числа  $q$  от частоты ВПЗ  $\Omega$  при  $n = 1$  (кривые 1–4).

2. Эффективность ВПЗ-оптического взаимодействия существенно зависит от глубины модуляции диэлектрической проницаемости, вносимой ВПЗ. Для оценки ее величины учтем, что плазменная частота связана с равновесной концентрацией носителей  $n_0$  соотношением  $\omega_p = 4\pi n_0 e^2 / m^*$ , где  $m^*$  и  $e$  — эффективная масса и заряд свободных

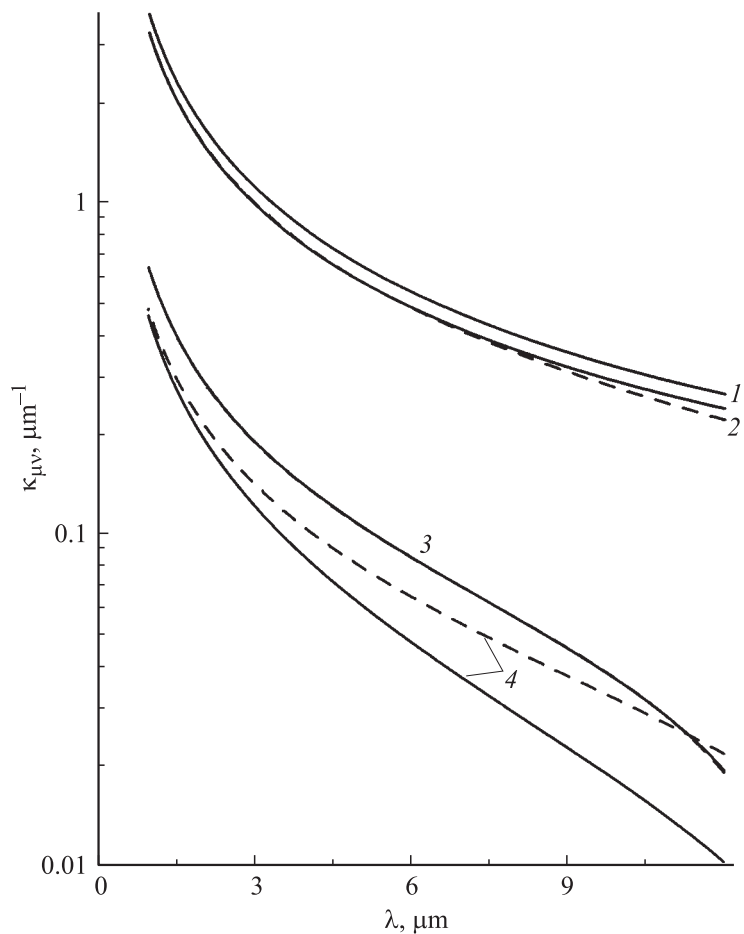
носителей. Вклад в диэлектрическую проницаемость полупроводника  $\varepsilon = \varepsilon_p + \varepsilon_e$ , связанный со свободными носителями, определяется выражением  $\varepsilon_e = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ ;  $\varepsilon_p$  — решеточная часть диэлектрической проницаемости полупроводника,  $\omega$  — частота оптического излучения. Изменение диэлектрической проницаемости полупроводника, связанное с отклонением концентрации свободных носителей  $n_1 = \rho_1/e$  от равновесной, дается выражением  $\Delta\varepsilon = \omega_p^2 n_1 / \omega^2 n_0$ , которое с учетом уравнения Пуассона и волнового характера оптического возмущения принимает вид  $\Delta\varepsilon \approx |e\varepsilon E_1 q / m^* \omega^2|$ . Численные оценки этого параметра на рабочей длине оптической волны  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ,  $m^* \approx 0.1 m_0$ , где  $m_0$  — масса свободных носителей,  $\varepsilon \approx 11$ ,  $E_1 \approx 300 \text{ V/cm}$  ( $E_1 \ll E_0$ , где  $E_0 \approx 3 \text{ kV/cm}$  — обычно используемое в эксперименте значение внешнего поля [2]), дают значение  $\Delta\varepsilon \approx 10^{-5}$ , т.е. того же порядка, что и в случае акустооптического эффекта [3].

3. Описание волноводного коллинеарного взаимодействия света с ВПЗ, генерируемой в волноводе, проведем на основе метода связанных волн [8] для области оптической прозрачности *n*-GaAs ( $\lambda \approx 1-12 \mu\text{m}$ ). Выберем значения параметров  $\varepsilon' = 1$ ,  $\varepsilon = 11.2$ , действительность которых означает и действительность констант распространения оптических мод  $\beta_\mu$ . Значения модовых констант распространения, используемые при дальнейших вычислениях, получены из решения известного дисперсионного уравнения для оптических мод в трехслойной структуре [8]. Зависимость поля каждой моды от времени определяется множителем  $\exp(i\omega t)$ . Выражения

$$\kappa_{\mu\nu} = \frac{\omega}{4\pi} \iint E_\mu(x) \Delta\varepsilon E_\nu(x) dx dy,$$

$$\kappa_{\mu\nu} = \frac{\omega}{4\pi\varepsilon^2 k_0^2} \iint \Delta\varepsilon \left\{ \beta_\nu \beta_\mu H_\nu(x) H_\mu(x) - \frac{dH_\nu(x)}{dx} \frac{dH_\mu(x)}{dx} \right\} dx dy \quad (3)$$

определяют зависимость коэффициентов связи для ТЕ и ТМ мод соответственно от параметров структуры. Здесь  $E_\mu(x)$  и  $H_\mu(x)$  — модовые профильные функции, являющиеся нормированными *y*-компонентами амплитуд соответствующих полей [8]. В (3) учтено, что возмущение диэлектрической проницаемости  $\Delta\varepsilon$  является скалярной величиной, в силу чего связь реализуется только между модами одинаковой поляризации. Ввиду симметрии волноводной структуры коэффициенты связи отличны от нуля лишь для четных и нечетных пар мод.



**Рис. 2.** Зависимости модуля коэффициента связи от длины волны для двух пар взаимодействующих ТЕ и ТМ (сплошные и пунктирные линии) мод с индексами  $(\mu, \nu)$ : (0,0) (1,1) (0,2), (1,3) (кривые 1–4).

На рис. 2 представлены зависимости от длины волны модуля коэффициента связи для двух пар взаимодействующих ТЕ и ТМ (сплошные и пунктирные линии) мод с индексами  $(\mu, \nu)$ : (0,0) (1,1) (0,2),

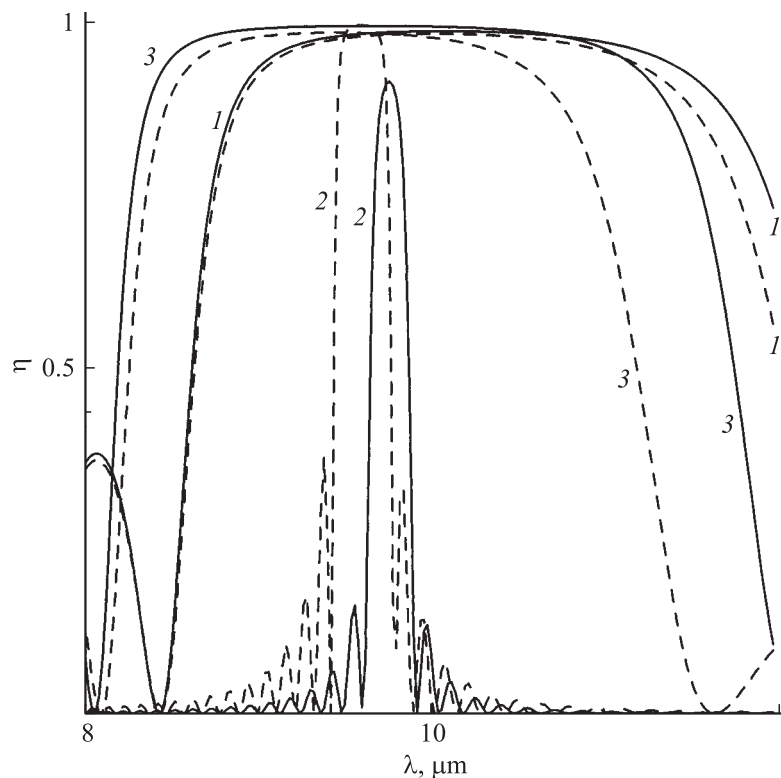
(1,3) (кривые 1-4). Вычисления проведены для волноводного слоя с  $\Delta\epsilon \cong 9 \cdot 10^{-5}$ ,  $L = 8 \mu\text{m}$ . Видно, что с ростом длины волны величина коэффициента связи взаимодействующих мод уменьшается. Для мод одинаковых индексов (кривые 1, 2) величина связи почти на порядок больше, чем для мод с разными индексами (кривые 3, 4). Различие коэффициентов связи четных ТЕ и ТМ мод практически незаметно в отличие от нечетных мод. Знание приведенных зависимостей коэффициентов связи существенно для выявления области эффективного преобразования мод.

4. Высокая эффективность ВПЗ-оптического взаимодействия требует выполнения условия фазового синхронизма для связанных мод  $\beta_\mu \mp \beta_\nu = lq$ , где знаки „-“ и „+“ отвечают однонаправленным и встречным модам, а  $l = 1, 2, \dots$ . Остановимся на взаимодействии встречных волноводных мод, обозначив амплитуду прямой моды  $A$  и обратной моды  $B$ . Будем считать, что область взаимодействия ограничена длиной волновода  $0 \leq z \leq d$ . Выбирая граничные условия для амплитуд встречных мод в виде  $A(0) = A_0$ , а  $B(d) = 0$ , на основе решения уравнений связанных мод [8] запишем выражения для амплитуд на выходе из волновода:

$$A(d) = A_0(\text{ch } sd + i(\delta/s) \text{ sh } sd)^{-1} \exp(i\delta d),$$

$$B(0) = -iA_0(\kappa/s)(\text{cth } sd + i\delta/s)^{-1}, \quad (4)$$

где  $2\delta = \beta_\mu + \beta_\nu - q$  — отстройка от фазового синхронизма, параметр  $s = \sqrt{\kappa^2 - \delta^2}$ , а  $\kappa = \kappa_{\mu\nu}$ . Эффективность модового преобразования определяется выражением  $\eta = |B(0)/A_0|^2$ , которое является фактически отражательной способностью волноводной структуры с ВПЗ. На рис. 3 представлены зависимости от длины волны эффективности преобразования пар ТЕ и ТМ (сплошные и пунктирные кривые) мод с индексами  $(\mu, \nu) = (0, 0), (0, 2), (1, 1)$  (кривые 1-3), полученные для значений волнового числа ВПЗ  $q \simeq 4 \mu\text{m}^{-1}$ ,  $\Omega \simeq 4 \cdot 10^{12} \text{s}^{-1}$  и длины волновода  $d = 10 \mu\text{m}$  (кривые 1, 3) и  $100 \mu\text{m}$  (кривая 2). Из приведенных зависимостей следует, что близкое к полному отражение для пар мод с одинаковым индексом происходит в гораздо большем интервале длин волн (до  $4 \mu\text{m}$ ), чем для пар мод с разными индексами. При этом у ТЕ мод с одинаковым индексом этот интервал больше, чем у соответствующих им ТМ мод (кривые 1, 3), тогда как у разноиндексных ТЕ мод указанный интервал может быть меньше, чем у соответствующих им ТМ мод (кривая 2). Несмотря на то что для ТЕ преобразования



**Рис. 3.** Отражательная способность от длины волны для пар ТЕ и ТМ (сплошные и пунктирные кривые) мод с индексами  $(\mu, \nu) = (0, 0), (0, 2), (1, 1)$  (кривые 1-3).

мод  $(0,2)$  используемая длина волновода намного превышает этот размер для других пар мод, эффективность указанного преобразования оказывается меньше единицы, что связано с невыполнением условия фазового синхронизма для этих мод. Увеличение же области взаимодействия для одной и той же пары мод приводит лишь к более резким границам области эффективного преобразования, не изменяя положения его максимума, которое определяется выбранным значением  $q = 2\pi/\Lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны ВПЗ.



Проведенный анализ указывает на принципиальную возможность создания эффективных планарных волноводных устройств на основе брэгговского ВПЗ-оптического взаимодействия, реализуемого в тонких слоях полупроводниковых кристаллов и управляемого внешним электрическим полем. Для возбуждения мод ВПЗ в соответствующих волноводных структурах на практике можно использовать как встречно-штыревую систему электродов типа барьера Шоттки, нанесенную на поверхность полупроводникового слоя [9], так и одиночные полосковые электроды [10]. Отметим, что параметры пленки (толщина  $L$ , концентрации  $n_0$  и т.д.) выбираются таким образом, чтобы предотвратить формирование ганновских доменов.

## Список литературы

- [1] *Бабырин А.А.* Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. М.: Наука, 1986. 288 с.
- [2] *Михайлов А.И., Сергеев С.А.* // Радиотехника. 1995. № 10. С. 43–51.
- [3] *Чайка Г.Е., Мальнев В.Н., Панфилов М.И.* // Опт. и спектр. 1996. Т. 81. № 3. С. 481–483.
- [4] *Лазоренко В.Н., Мальнев В.Н., Чайка Г.Е.* // Опт. и спектр. 2000. Т. 88. № 6. С. 1023–1025.
- [5] *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах / Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 616 с.
- [6] *Шур М.С.* Современные приборы на основе арсенида галлия. М.: Мир, 1991. 632 с.
- [7] *Гуляев Ю.В., Проклов В.В., Миргородский В.И., Шкердин Г.Н.* // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. В. 1. С. 1–8.
- [8] *Волноводная оптоэлектроника* / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991. 574 с.
- [9] *Гуревич Г.Л., Китаев М.А., Коган А.Л., Рыжова Е.И.* // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 33. В. 6. С. 1272–1278.
- [10] *Михайлов А.И.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 5. С. 80–85.