

УДК 621.315.592

## ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ И ФОТОПРИЕМНИКИ

Обзор

Беляков Л. В., Сресели О. М.

Рассмотрено преобразование излучения различных спектральных диапазонов в фототок с помощью возбуждения поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ). Приведены краткие сведения о ПЭВ, описаны фотоприемники, в которых возможно такое преобразование: структуры металл—оксид—металл, металл—полупроводник (барьер Шоттки), детекторы с квантовыми ямами. Рассмотрены основные направления использования ПЭВ в фотоприемниках: повышение квантовой эффективности детекторов, создание селективных по длине волны, поляризации и углу падения света фотоприемников и, наконец, использование поляризации ПЭВ для возбуждения межподзонных электронных переходов в квантовых ямах и сверхрешетках.

*Введение.* Поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ), или поверхностные поляритоны, широко исследованы [1] и используются, в частности, как инструмент оптической спектроскопии для изучения тонких пленок, границ раздела и поверхностей твердых тел.

В последние годы ПЭВ находят также применение в фотоприемниках главным образом тонкопленочных или с узкой приповерхностной активной областью благодаря концентрации световой энергии ПЭВ вблизи границы раздела, вдоль которой она распространяется.

### 1. Краткие сведения о ПЭВ

ПЭВ — плоская гармоническая волна, распространяющаяся вдоль границы раздела двух сред с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $K_x$ , тогда как в направлении, перпендикулярном границе раздела ( $z$ ), поле волны экспоненциально затухает:

$$E = E_0 \exp[iK_x x + K_z z] \exp(-i\omega t), \quad K_x, K_z > 0. \quad (1)$$

Такая волна удовлетворяет уравнениям Максвелла при следующих условиях.

1)  $\epsilon$  одной из сред отрицательно. Наиболее распространенным примером такой среды является металл при частоте, ниже плазменной. Для большинства металлов этот диапазон охватывает не только видимую и ИК области спектра, но и ближний ультрафиолет. ПЭВ на границе с металлами называют также поверхностными плазмонами, и в данном обзоре обсуждаются главным образом ПЭВ плазмонного типа (о других типах ПЭВ см. [1]).

2)  $z$ -Компонента волнового вектора ПЭВ, т. е. постоянная затухания волны при удалении от границы раздела, равна

$$K_z = (K_x^2 - \epsilon_0 K_0^2)^{1/2}, \quad K_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (2)$$

3)  $x$ -Компонента волнового вектора равна

$$K_x = K_x = K_0 \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} > K_0. \quad (3)$$

Фазовая скорость ПЭВ меньше скорости света, и в соответствии с этим дисперсионная кривая ПЭВ лежит правее световой линии (рис. 1), нигде с ней не пересекаясь, другими словами, ПЭВ является нерадиационной модой.

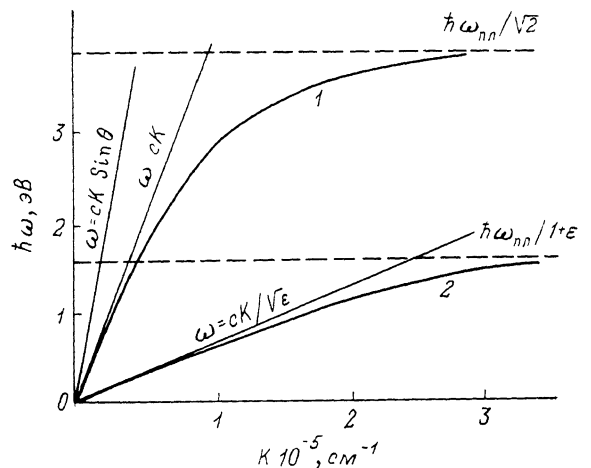


Рис. 1. Дисперсионные кривые ПЭВ: 1 — на границе вакуум (воздух)—Ag, 2 — на границе полупроводник ( $\epsilon \approx 10$ )—Ag.

4) ПЭВ является поляризованной *TM*-волной, магнитный вектор которой имеет только *y*-компоненту, а электрический лежит в плоскости *xz*.

При этих условиях ПЭВ является собственной модой электромагнитного поля системы, включающей границу указанных двух сред.

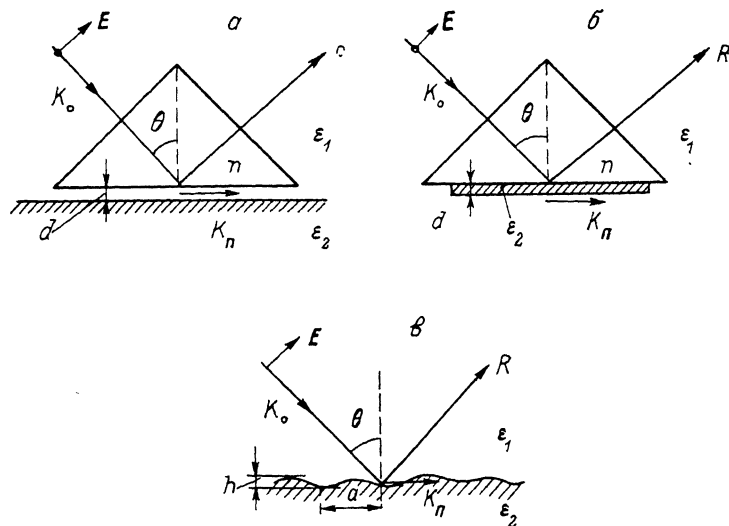


Рис. 2. Оптические методы возбуждения ПЭВ: а — призмный (геометрия Отто), б — призмный (геометрия Кречмана), в — решеточный.

Для возбуждения ПЭВ оптическими методами необходимо согласовать волновые векторы ПЭВ и объемной электромагнитной волны данной частоты  $\omega$ . Наибольшее распространение получили два метода — призмный и решеточный.

В первом методе на некотором расстоянии  $d$  от границы раздела располагается призма с показателем преломления  $n$ , большим показателя преломления среды  $I$  (рис. 2, а — геометрия Отто [2]). Объемная волна внутри призмы падает

на границе раздела под углом  $\theta$ , большим угла полного внутреннего отражения, и имеет волновой вектор, превышающий волновой вектор света в среде  $I$ . Известно, что при полном внутреннем отражении поле электромагнитной волны за пределами призмы спадает по экспоненте по мере удаления от границы. Если в область экспоненциального спада поля ввести металлическое тело с плоской поверхностью, параллельной поверхности призмы, то при некотором угле падения  $\theta$  величина тангенциальной компоненты  $K_x$  в призме совпадет с величиной волнового вектора ПЭВ на границе металл—воздух:

$$K_x = K_0 n \sin \theta = K_{\pi}. \quad (4)$$

При этом энергия поля «откачивается» на возбуждение ПЭВ, и наблюдается значительное уменьшение интенсивности отраженного излучения. Этот метод получил название НПВО (нарушенного полного внутреннего отражения). На рис. 2, б показана другая разновидность метода НПВО — геометрия Кречмана [3]. В этой геометрии на поверхность призмы нанесена тонкая пленка металла, а ПЭВ возбуждается на ее внешней поверхности.

Во втором методе (рис. 2, в) дифракционная решетка (ДР) преобразовывает падающую световую волну в ПЭВ в процессе дифракции  $m$ -го порядка. При некотором угле падения  $\theta$  величина тангенциальной компоненты волнового вектора дифрагированного света в  $m$ -ом порядке дифракции может совпасть с величиной волнового вектора ПЭВ:

$$K_{\pi} = K_0 \sin \theta + mG, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (5)$$

где  $G = 2\pi/a$ ,  $a$  — период решетки,  $\theta$  — угол падения света на решетку,  $K_{\pi}$  — волновой вектор ПЭВ. Угол  $\theta$  при этом больше угла, при котором  $m$ -дифрагированный порядок скользит вдоль поверхности. Так же как и в призмном методе, наблюдается резонансное возбуждение ПЭВ, сопровождаемое уменьшением интенсивности зеркально отраженного света. В этом методе можно наблюдать возбуждение ПЭВ при нескольких углах падения, соответствующих разным значениям  $m$  при фиксированной длине волны, или на нескольких длинах волн при фиксированном угле падения.

Таким образом, простейший способ детектирования ПЭВ — наблюдение резонансного уменьшения интенсивности зеркально отраженного излучения. Эффективность преобразования объемной световой волны в ПЭВ определяется в призмном методе расстоянием между призмой и границей раздела, по которой распространяется ПЭВ (или толщиной слоя металла), а в решеточном методе — порядком дифракции, глубиной и формой штрихов решетки и может быть близкой к 100 % (т. е. коэффициент отражения падает до нуля).

Поскольку ПЭВ является нормальной модой системы, напряженность ее поля, генерируемого при резонансном возбуждении, значительно больше напряженности поля в нерезонансном случае и определяется комплексными значениями диэлектрических проницаемостей граничащих сред. Электромагнитное поле ПЭВ имеет максимальную амплитуду у границы раздела, которая может существенно превышать амплитуду падающей волны. На рис. 3 изображены расчетные угловые зависимости амплитуды ПЭВ, распространяющейся по гофрированной границе воздух—серебро (кривые 1, 2) и нормированной на амплитуду падающей  $p$ -поляризованной волны с  $\lambda = 0.6328$  мкм, при разных глубинах дифракционной решетки. Амплитуда вычислялась на границе раздела ( $z=0$ ) со стороны воздуха. Видно, что при оптимальной глубине решетки (кривая 1) амплитуда ПЭВ на несколько порядков превышает амплитуду падающей волны. Именно этот факт и позволил использовать ПЭВ в фотоприемниках.

Амплитуда и полуширина резонансного пика определяются потерями энергии при распространении ПЭВ: радиационными — на переизлучение в объемную волну и нерадикационными — на диссипацию в средах главным образом в металле. Волновой вектор реальной ПЭВ есть величина комплексная, мнимая часть которой  $K''_{\pi}$  определяется поглощением в контактирующих средах, т. е. мнимыми частями их диэлектрических проницаемостей. Для примера на рис. 3 приведена аналогичная кривая для ДР оптимальной глубины на золоте (кривая 3),  $\epsilon''$  которого больше, чем у серебра.

Чтобы иметь представление о величинах тех или иных параметров ПЭВ, приведем несколько цифр. Пусть имеется граница воздух—серебро, длина волны света  $\lambda=0.6328$  мкм. Диэлектрические проницаемости: воздуха —  $\epsilon=1$ , серебра на этой длине волны —  $\epsilon=\epsilon'+i\epsilon''=-18.3+i0.48$  [4]. Волновой вектор света, рассчитанный для бесконечно толстого серебра,  $K_{\text{н}}=1.0212 \cdot 10^5$  см<sup>-1</sup>. Для возбуждения ПЭВ при нормальном падении света необходима дифракционная решетка с периодом  $a=0.6153$  мкм (частота штрихов  $1625$  см<sup>-1</sup>), а волновой вектор такой решетки равен  $K_{\text{д}}$ . Отметим, что если частота штрихов отличается от указанной выше так называемой «резонансной» решетки, то ПЭВ можно воз-

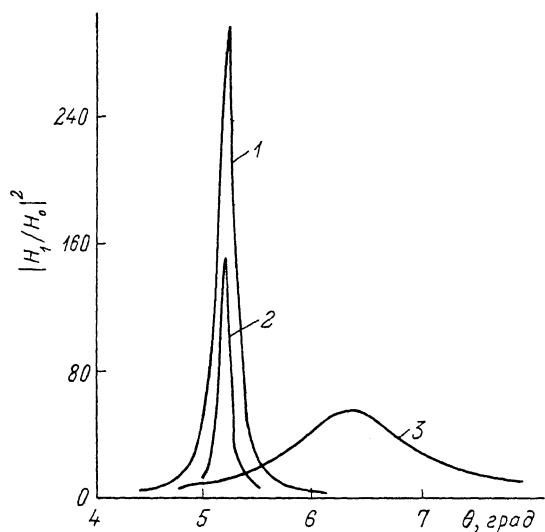


Рис. 3. Усиление поля ПЭВ на границе воздух—металлическая дифракционная решетка.

Шаг решетки  $0.675$  мкм,  $\lambda=0.6328$  мкм. Глубина синусоидального профиля, Å: 1 — 220 (Ag), 2 — 100 (Ag), 3 — 560 (Au).

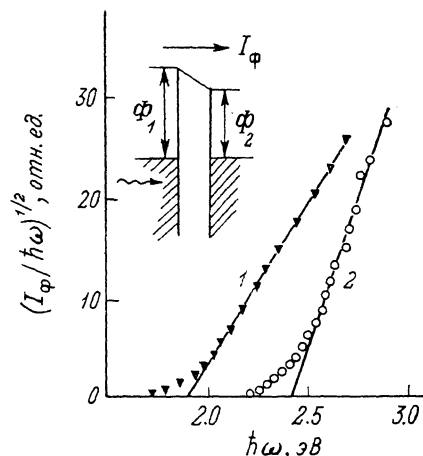


Рис. 4. Спектральные зависимости фототока структуры Al—Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>—Al.

Толщина оксида, Å: 1 — 31, 2 — 52. На вставке — энергетическая диаграмма MOM структуры [11].  $\Phi_1, \Phi_2$  — высота энергетических барьеров.

будить при наклонном падении света, как это следует из формулы (5). Например, на стандартной решетке с частотой штрихов  $600$  мм<sup>-1</sup> можно возбудить ПЭВ при угле падения  $40.4^\circ$ .

Оптимальная глубина решетки зависит от длины волны излучения, периода и профиля штрихов и равна в нашем случае для резонансной решетки  $210$ , а для решетки  $600$  мм<sup>-1</sup> —  $515$  Å.

Если возбуждение ПЭВ производится методом НПВО с помощью стеклянной призмы с  $n=1.51$ , то резонансный угол возбуждения ПЭВ составит  $42.9^\circ$ . В геометрии Отто оптимальная толщина воздушного зазора составляет для этих данных  $1.02$  мкм, в геометрии Кречмана толщина слоя серебра на призме — порядка  $500$  Å.

Впервые ПЭВ в фотоприемниках были использованы в так называемых MOM структурах (металл—оксид—металл).

## 2. Туннельные MOM детекторы

а) *Принцип действия.* Плоская тонкопленочная структура металл—оксид—металл (обычно Al—Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>—Al или Ag—Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>—Al) с туннельно тонким диэлектриком известна прежде всего как детектор электромагнитного излучения от ИК диапазона до СВЧ [5–7], используемый также в видимом и УФ диапазонах [8, 9]. Фотоэффект в MOM структуре обеспечивается поглощением электромагнитной волны металлическим слоем («антенной») и эмиссией электронов из одного металла в другой. При работе в ИК и дальней ИК областях спектра

доминирующим механизмом является туннельное прохождение генерированных светом электронов сквозь потенциальный барьер диэлектрика (оксида), а в видимом и ультрафиолетовом диапазонах спектра основным является переход носителей через барьер [10]. На рис. 4 изображены энергетическая диаграмма МОМ структуры и спектральная зависимость фототока при разных толщинах оксида [11]. Подробный обзор исследований внутренней фотоэмиссии и переноса тока в этих структурах дан в работах Кадлеца и Гундлаха [12].

Вследствие малой толщины оксидного слоя (20—50 Å) время пролета электронов между электродами очень мало ( $10^{-16}$  с) [13] и при достаточно малой площади структуры время ее отклика может составлять  $10^{-13}$ — $10^{-14}$  с, что делает МОМ структуру одним из самых быстродействующих фотоприемников. Несмотря на то что квантовый выход фотоэффекта в МОМ структуре очень мал ( $10^{-4}$ — $10^{-5}$ ), эти структуры применяются и сейчас для детектирования излучения мощных импульсных лазеров [14, 15].

б) *Усиление фотоэмиссии из металла в оксид благодаря возбуждению ПЭВ.* Определенный толчок к расширению исследований МОМ структур дало обнаружение светового излучения из такой структуры при приложении к ней внешнего напряжения  $U=1-3$  В [16-18]. Спектр излучения сплошной и резко обрывается с коротковолновой стороны, причем максимальная энергия излученных квантов  $\hbar\omega_0=eU$ . На спектрах излучения структур  $\text{Ag}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Al}$ , выдерживающих большие напряжения (3—5 В), в ультрафиолетовой области был обнаружен пик линейно поляризованного света с частотой, соответствующей плазменной частоте серебра [17].

В соответствии с теоретической интерпретацией эффекта [19-22] механизм излучения света из МОМ структур можно представить в виде двух стадий. Первая: при протекании туннельного тока через МОМ структуру возникает широкий спектр высокочастотных флуктуаций тока, который индуцирует плазменные моды как объемные (на плазменной частоте металла), так и поверхностные (ПЭВ) на границах металла с воздухом и оксидом, причем энергии квантов плазмонов заключены в пределах  $0 < \hbar\omega < \hbar\omega_0 = eU$ . Вторая стадия: переизлучение ПЭВ в воздух. Поскольку волновой вектор ПЭВ превышает волновой вектор объемной электромагнитной волны той же частоты [см. 3)], переизлучение ПЭВ в воздух возможно только с помощью подходящих дифракционных решеток или случайных шероховатостей поверхности. Этот механизм был подтвержден в работах Киртли, Тейса и Цанга [23, 24], наблюдением сильно поляризованного, зависящего от угла регистрации, излучения из МОМ структур, изготовленных на голографических дифракционных решетках, когда шаг решетки, длина волны и угол наблюдения однозначно связаны известным уравнением ПЭВ на дифракционной решетке (5).

Поскольку фотоэффект можно рассматривать как процесс, обратный излучению света при протекании тока, эффективность фотоэффекта также должна возрасти при возбуждении объемных и поверхностных плазмонов. Сразу же за работой [17] были опубликованы данные о возрастании фототока при частоте света, равной плазменной частоте металла [25], подтверждающие первое из этих заявлений. Несколькоими годами позже появились работы по исследованию фоточувствительности МОМ структур при возбуждении ПЭВ (поверхностных плазмонов) как с помощью профилированной поверхности [26-28], так и призмным возбуждением [29]. Необходимо заметить, что исследования свойств самих ПЭВ проходило одновременно с этими работами, и многое, очевидное нам сейчас, оставалось неясным.

В работе А. Гласса с соавторами [26] МОМ структуры изготовлены одновременно на профилированной и гладкой поверхностях кварца: алюминий толщиной около 20 нм нанесен испарением, окислен в плазме (толщина оксида 5 нм), сверху напылено 20 нм серебра. Профилированная поверхность представляла собой двумерную решетку с периодом 0,258 мкм. Толщина оксида оценена по емкости, значение  $\epsilon$  принято равным 3. Чувствительность детектора на профилированной поверхности почти на порядок больше, чем чувствительность структуры с гладкими границами раздела (рис. 5, а). Наблюдались сильная угловая и поляризационная зависимости фотоответа (рис. 5, б), характерные для возбуждения ПЭВ. Максимальная чувствительность, полученная в этой работе, со-

ставляла 0.1 мА/Вт на длине волны 476.2 нм, а квантовый выход —  $4 \cdot 10^{-4}$  при смещении 1.6 В, что на порядок превышает данные для гладкой структуры.

В работе Бертольда и др. [28] МОМ структура наносилась на голографическую решетку с синусоидальным профилем штрихов, параметры которой опти-

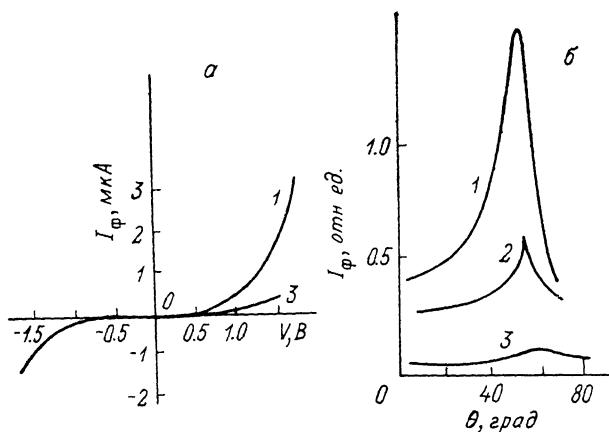


Рис. 5. Фототок структур Al—Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>—Ag с кросс-решеткой (1 — глубокая, 2 — мелкая) и с гладкой поверхностью (3) [28], длина волны *p*-поляризованного света 476.9 нм.

*a* — зависимость от смещения (+*V* соответствует плюсу на Ag), *b* — угловые зависимости.

мизировались с целью получения максимальной эффективности возбуждения ПЭВ. При освещении *p*-поляризованным светом с  $\lambda = 0.6328$  мкм наблюдались острые пики фототока с отношением сигнал/фон, равным 15, и чувствительностью 0.6 мА/Вт при смещении 0.3 В.

Считая, что МОМ структура с дифракционной решеткой сложна для математической обработки из-за непредсказуемого профиля штрихов, Дж. Суд и

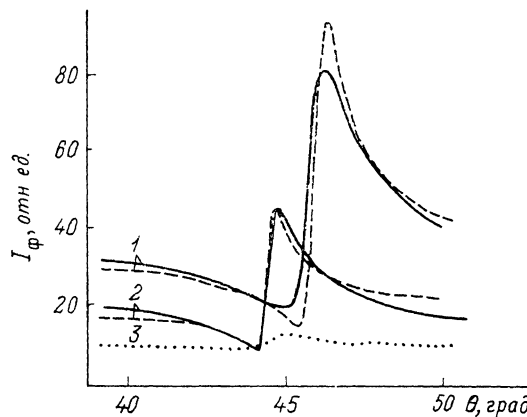


Рис. 6. Угловые зависимости фототока структуры призма ( $n = 1.52$ ) Al—Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>—Ag—воздух, смещение 2.6 В (+на Ag).

Длина волны, нм: 1 — 457, 2, 3 — 514; 1, 2 — *p*-поляризация, 3 — *s*-поляризация. Штрихами показаны расчетные зависимости поглощения света в Al [21].

соавторы [29] использовали призмное возбуждение ПЭВ в МОМ структуре, применив метод нарушенного полного внутреннего отражения в геометрии Кречмана [3] (рис. 2, *e*). На угловых зависимостях, снятых при разных длинах волн, было получено усиление фототока при возбуждении ПЭВ. Расчетные угловые характеристики поглощения в наружном алюминиевом электроде хорошо повторяют кривые фототока (рис. 6). В следующей работе [30] эти же авторы провели расчет поглощения света в туннельной МОМ структуре с призмой при возбуждении различных поверхностных мод: на границе металл—воздух, металл—

оксид, волноводных и интерференционных мод при использовании дополнительных слоев диэлектрика и металла. Показано, что в резонансе можно получить поглощение в металлическом электроде более 97 % падающего света. На основе этих расчетов туннельная МОМ структура была использована для детектирования ТМ-моды в волноводах [31].

Надо отметить, что в МОМ структуре возможно существование трех поверхностных мод: двух на внешних границах металлических слоев (так называемых «быстрых» мод с большой фазовой скоростью) и одной «медленной» моды в диэлектрике ( $\epsilon$  диэлектрика много больше  $\epsilon$  воздуха и подложки). Используемые толщины как металлических слоев (180—400 Å), так и оксида алюминия (30—50 Å) сравнимы с глубинами проникновения ПЭВ, что приводит к перекрытию и искажению поверхностных мод. Подробнее с расчетом полей ПЭВ в МОМ структуре можно ознакомиться в работах [32, 33].

в) МДМ структура с фотопроводящим диэлектриком. Попытки повысить эффективность детекторов привели к использованию в качестве диэлектрика фотопроводника. В 1984 г. появилась очень интересная работа А. Гласса с соавторами [34], в которой показано, что поглощение пленки  $\alpha$ -Si, нанесенной на гофрированную (двумерная ДР) подложку, характеризуется пиками, спектральное положение которых определяется углом падения света и шагом ДР, в соответствии с уравнением, аналогичным уравнению (5). Величина поглощения в пленке толщиной 30 нм, напыленной на ДР с периодом 0.25 мкм и глубиной 0.25 мкм, в пике составляет около 60 % против 3 % поглощения такой же пленкой на гладкой подложке.

Детекторы с пикосекундным откликом были изготовлены из аморфного кремния на гофрированной подложке в 50-мной полосковой конфигурации в двух вариантах: в режиме продольной фотопроводимости с расстоянием между электродами 25 мкм и поперечной с полупрозрачным Cr—Au верхним электродом и площадью 100 мкм<sup>2</sup>. Фотоприемники обеих геометрий обладали чувствительностью, в несколько раз большей, нежели детекторы на плоских подложках.

Надо отметить, что в работе не дается удовлетворительного объяснения наблюдаемому эффекту. Авторы связывают возникновение резонансных провалов в спектральной кривой поглощения с возбуждением некой ПЭВ в «искусственном диэлектрическом» слое, возникающем из-за сильной гофрировки поверхности. По угловым и спектральным измерениям был определен эффективный показатель преломления искусственного диэлектрика, равный 2.8. Более вероятно, что перед нами разновидность волноводной моды в таком слое: показатель преломления  $\alpha$ -Si в обычных условиях  $n=4$ , прилегающие области (воздух и кварц) имеют меньшие показатели преломления [35].

В пользу этого предположения говорит и то, что попытки авторов данного обзора повторить результаты этой работы на массивном полупроводнике с гофрированной поверхностью успехом не увенчались. Мы наблюдали провал в отражении при возбуждении дифрагированных поверхностных волн, предсказанных в работах [36], асимметричный, значительно более широкий, чем в работе Гласса и при другом дисперсионном соотношении [37].

Независимо от механизма явления работа Гласса и др. представляет особый интерес как симбиоз фоточувствительности полупроводника, усиленной гофрировкой, и быстрого действия МОМ структур.

### 3. Фотоприемники на барьерах Шоттки

С 1985 г. начинается использование ПЭВ в структурах металл—полупроводник (диодах Шоттки). Фотоприемники на основе выпрямляющего контакта Шоттки используют два вида фотопереходов — межзонные переходы в полупроводнике и фотоэмиссию из металла в полупроводник. Квантовая эффективность их в первом случае очень высока и может достигать 50—60 % в УФ области спектра [38], а во втором — того же порядка, что и в МОМ структурах. Быстродействие диодов Шоттки значительно выше, чем у обычных диодов, поскольку перенос зарядов осуществляется основными носителями, но хуже, чем у МОМ структур [39]. Первая из работ (Брук и др. [40]), использующих

ПЭВ в диоде Шоттки, идет по известному уже пути — возбуждение ПЭВ увеличивает поглощение в металле и эффективность внутренней фотоэмиссии из металла. В структурах Au—InP с прямоугольной ДР на поверхности при возбуждении ПЭВ на границе воздух—металл *p*-поляризованным светом из области примесной чувствительности полупроводника на угловых зависимостях фотоответа получены резонансные пики (рис. 7), соответствующие возбуждению поверхностных мод. В первом порядке дифракции и зазорном смещении около 3 В получена эффективность 2 %. Быстродействие такого детектора ограничивалось его емкостью и составляло единицы наносекунд.

Но в этом же году появляется работа [41], в которой используется усиление электромагнитного поля световой волны не в металле, а в полупроводнике, при этом ПЭВ возбуждается сильно поглощаемым светом, что существенно меняет эффективность детектора.

В работе показано, что возбуждение ПЭВ на внешней поверхности металла

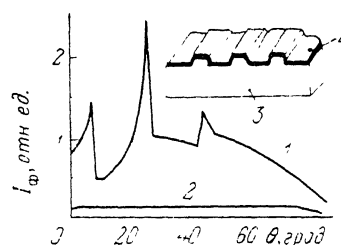


Рис. 7. Угловые зависимости фотоответа структуры Au—InP с дифракционной решеткой прямоугольного профиля (период 2.0 мкм, глубина 50 нм),  $\lambda = 1.15$  мкм [40].

1 — *p*-поляризация, 2 — *s*-поляризация. На вставке: 3 — *p*-InP, 4 — слой Au толщиной 30 нм.

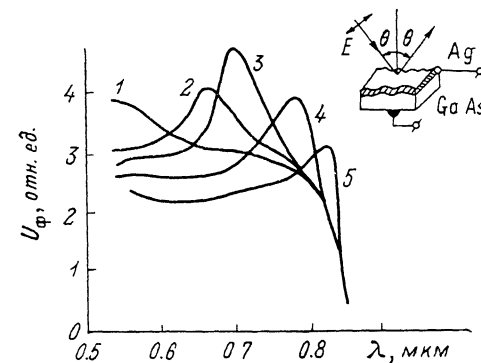


Рис. 8. Спектральные зависимости фотоответа структуры GaAs—Ag—электролит ( $\epsilon = 1.8$ ) при разных углах падения *p*-поляризованного света [41].

Параметры ДР:  $a = 0.35$  мкм,  $h = 200$  Å. Угол падения  $\theta$ , град: 1 — 0, 2 — 25, 3 — 35, 4 — 50, 5 — 60.

(Ag), нанесенного на синусоидально гофрированную поверхность GaAs (шаг ДР равен 0.35 мкм, глубина — 200 Å), вызывает резонансное увеличение фотоответа структуры в области собственной чувствительности полупроводника при освещении светом *p*-поляризации, причем спектральное положение пика меняется при изменении угла падения в соответствии с (5) (рис. 8).

Аналогичные результаты были получены группой Горника [42] на структурах Al—SiO<sub>2</sub>—*p*-Si с периодом ДР 0.364 мкм. Максимальная эффективность составляла 30 %. Уже в этой, одной из первых работ, сделана попытка изготовить селективный фотоприемник и оптимизировать его параметры. В структуре Ag—Al—SiO<sub>2</sub>—Si резонансный пик на  $\lambda = 0.6328$  мкм имел полуширину 7 : 1. Эти же авторы, применив тонкие диэлектрические покрытия на поверхности детекторов Шоттки, получили резонансные пики фотоответа, вызванные возбуждением не только ПЭВ светом *p*-поляризации, но и волноводных мод светом *s*-поляризации [43]. Фактически возбуждение ПЭВ в диодах Шоттки уже не столько повышает их эффективность (этого можно добиться и конструктивными ухищрениями), сколько меняет их назначение: диоды становятся селективными по длине волны, углу падения и поляризации света.

#### 4. Селективные фотодиоды Шоттки, работающие в области собственной чувствительности полупроводника

а) Селективные по длине волны (углу падения света) приемники. В работах [44, 45] исследовался механизм возникновения резонансного фотоответа в структурах Шоттки при возбуждении ПЭВ на внешней границе металла. Было показано, что, поскольку глубина проникновения падающей световой



волны в металл сравнима с толщиной металлической пленки, экспоненциальный «хвост» моды ПЭВ проникает в полупроводник и усиливает прошедшую туда часть падающей световой волны. Надо отметить, что при этом вследствие высокого показателя преломления полупроводника затухающая мода ПЭВ преобразуется в излучательную с последующим поглощением в полупроводнике и преобразованием в фототок по обычному механизму. Действительно, при прохождении электромагнитной волны через слоистую структуру, тангенциальная компонента волнового вектора сохраняется, а величина нормальной составляющей (для ПЭВ — постоянной спада поля при удалении от границы) зависит от диэлектрической проницаемости среды (2). При переходе из металла в полупроводник вследствие большого значения  $\epsilon$  последнего  $K_z$  становится мнимой (при наличии поглощения — комплексной) величиной, а волна — объемной, т. е. происходит обратная трансформация нерадиационной ПЭВ в плоскую волну.

Превышение фототока в резонансе  $I_{\max}$  над фоновым  $I_b$  демонстрирует усиление поля ПЭВ в полупроводнике по сравнению с полем падающей волны и зависит от глубины ДР и толщины металлического слоя.

Оптимизация параметров селективных диодов Шоттки была проведена численным методом [46] для видимой и ближней ИК областей спектра. Как уже отмечалось выше, спектральная ширина резонансного пика определяется радиационными и нерадиационными потерями. Нерадиационные потери вызываются

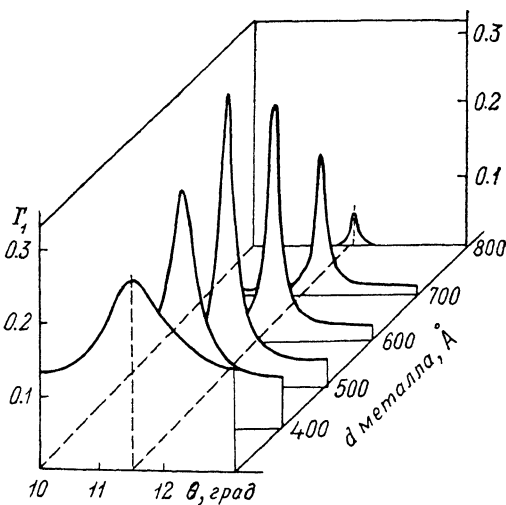


Рис. 9. Угловые зависимости величины  $\Gamma$  на границе металл—полупроводник [46].

Расчетные параметры:  $a=0.762$  мкм,  $h=200$  Å,  $\lambda=0.6328$  мкм,  $\epsilon(\text{Ag})=-18.3+i\cdot 0.47$  [4];  $\epsilon(\text{GaAs})=14.8+i\cdot 1.6$  [47].

главным образом диссипацией ПЭВ в металлической пленке, которая существенно превышает диссипацию даже в прямозонном полупроводнике при собственном поглощении. Наименьшие диссипативные потери наблюдаются в структурах с серебряными пленками, затем — с золотыми. Радиационные потери связаны с переизлучением ПЭВ вследствие наличия регулярных и нерегулярных шероховатостей поверхности, а также с переизлучением в полупроводник.

Величина резонансного электромагнитного поля в полупроводнике монотонно зависит и от глубины ДР, и от толщины металлического слоя. На обеих зависимостях существуют максимумы; при этом оптимальная глубина синусоидального профиля ДР, при которой максимальная доля падающей волны превращается в ПЭВ, в свою очередь зависит от толщины металла и увеличивается с ее уменьшением. На рис. 9 представлены расчетные угловые зависимости величины  $\Gamma$  — отношения интенсивности прошедшего в полупроводник света к интенсивности падающей волны — для конкретной, используемой в экспериментах, структуры  $\text{Ag}-n\text{-GaAs}$ , освещаемой линейно поляризованным светом с  $\lambda=0.6328$  мкм. Глубина ДР выбрана близкой к оптимальной для  $d=500$  Å. Фактически  $\Gamma$  при внутреннем квантовом выходе полупроводника, равном 1, является мерой эффективности фотоприемника. Расчетные значения усиления и полуширины пика (угловой  $\Delta\theta$  и спектральной  $\Delta\lambda$ ) приведены в табл. 1.

Были изготовлены структуры Шоттки на основе  $n\text{-GaAs}$  с концентрацией электронов около  $5\cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ , на поверхности которых методом фотохимического травления создавалась ДР с шагом 0.762 мкм и глубиной 190 Å, а затем

напылялся слой Ag толщиной 700 Å. Угловая характеристика фототовета структуры изображена на рис. 10, полуширина пика составила  $0.29^\circ$ , что соответствует спектральной полуширине 3.2 нм; усиление достигает 25. Эти результаты в 1.5—2 раза хуже расчетных, что связано с тем, что расчет не учитывает радиационных потерь, вызываемых случайной шероховатостью поверхности. Надо отметить также, что с увеличением длины волны параметры резонанса улучшаются (см. вставку на рис. 10).

Такие фотоприемники могут быть настроены на любую длину волны из области собственной чувствительности полупроводника или одновременно на две длины волны.

Описанные спектрально-селективные фотоприемники могут служить в качестве датчиков, чувствительных к углу падения монохроматического излучения, и могут применяться в устройствах автоматики, навигационных приборах, в следящих системах и т. д. При этом могут использоваться как струк-

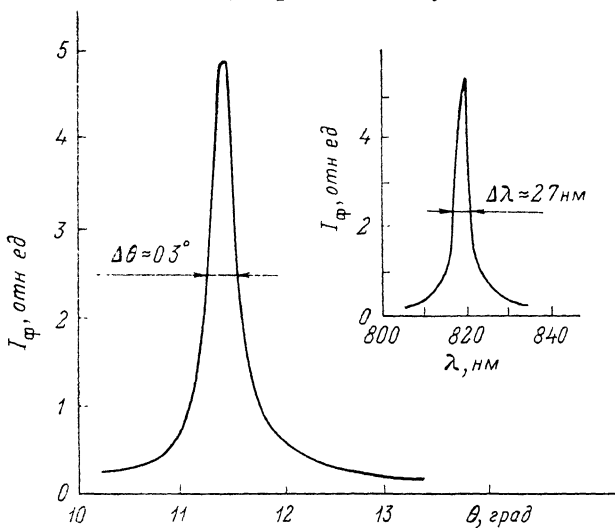


Рис. 10. Фототок структуры Ag—n-GaAs.

Параметры ДР:  $a=0.762$  мкм,  $h=190$  Å. На вставке — спектральная зависимость  $I_\phi$  аналогичной структуры с  $a=0.6$  мкм,  $h=80$  Å,  $\theta=20^\circ$  [46].

туры с резонансной дифракционной решеткой, когда пик углового резонанса наблюдается при нормальном падении излучения, так и фотоприемники, имеющие два резонансных пика фототовета при углах, симметричных относительно нормали.

б) *Поляризационно-чувствительные детекторы.* Структуры Шоттки с профилированной поверхностью могут использоваться в качестве поляризационно-чувствительных фотоприемников, поскольку максимум их резонансного фототовета наблюдается при ориентации электрического вектора  $E$  перпендикулярно штрихам решетки [48, 49]. Поскольку величина фототовета определяется скалярным произведением векторов  $E \cdot G$ , то зависимость фототовета от ориентации подчиняется обобщенному закону Малюса:

$$I_\phi = M + N \cos 2\varphi, \quad (6)$$

где  $\varphi$  — угол между  $E$  и  $G$ ,

$$M = 0.5(I_{\phi_{\max}} + I_{\phi_{\min}}), \quad N = 0.5(I_{\phi_{\max}} - I_{\phi_{\min}}). \quad (7)$$

Это позволяет использовать такие фотоприемники вместо пары «поляризатор—фотоприемник», применяемой в поляриметрии, эллипсометрии и других специальных случаях.

Простейшее применение поляризационно-чувствительного фотоприемника — определение плоскости поляризации линейно поляризованного света путем

Таблица 1

$d, \text{Å}$	$\Gamma, \%$	$I_{\max}/I_b$	$\Delta\theta, \text{град}$	$\Delta\lambda, \text{нм}$
300	26.7	2	0.90	12.0
400	32.2	6	0.48	6.3
500	37.7	16	0.30	4.0
600	32.9	32	0.21	2.7
700	20.9	48	0.18	2.4
1000	2.2	64	0.16	2.2

Таблица 2

$\epsilon''$	$\alpha, 1/\text{см}$	$1 - R_0$	$1 - R_p$
0.5	930	0.28	0.49
0.1	190	0.08	0.86
0.02	37.5	0.06	0.88

вращения фотоприемника вокруг нормали к приемной поверхности (для определенности рассматриваем приемник с резонансной решеткой) до достижения максимума фототовета.

В случае частично поляризованного монохроматического излучения можно определить степень поляризации, направление плоскости поляризации и интенсивность поляризованной или неполяризованной компоненты, сделав три измерения при фиксированных относительно некоторого опорного направления углах поворота фотоприемника.

Для круговой или эллиптической поляризации также достаточно трех измерений при трех фиксированных углах ориентации, чтобы получить значения эллиптичности, направления большой оси эллипса и интенсивности излучения.

Известно, что полностью поляризационное состояние излучения описывается четырьмя параметрами Стокса; в нашем случае, помимо указанных трех измерений, необходимо сделать четвертое измерение с использованием компенсатора (например, четвертьволновой пластинки).

Быстродействие фотоприемников Шоттки позволяет создать устройства на их основе для одномоментного измерения поляризационного состояния импульсного света. В этом случае четыре указанных измерения производятся одновременно благодаря использованию диода с несколькими различно ориентированными ДР достаточно малой площади. Такой фотоприемник может определить поляризационные характеристики светового пучка без его расщепления, что существенно повышает точность измерения поляризационных параметров света.

## 5. Усиление фотоэффекта с помощью ПЭВ на границе металл—полупроводник

*а) Диоды Шоттки вне области собственной чувствительности полупроводника.* Во всех описанных случаях используется ПЭВ, возбуждаемая на внешней поверхности структуры Шоттки, так как резонансные свойства этой моды существенно лучше, чем моды, распространяющейся по границе металл—полупроводник. Однако последняя локализована в активной области структуры, что должно обеспечивать высокую эффективность преобразования ПЭВ в фототок.

Мода на границе металл—полупроводник (так называемая медленная вследствие меньшей фазовой скорости по сравнению с модой на внешней поверхности металла) существует в ИК и дальнем ИК диапазонах света, так как граничная частота ПЭВ равна

$$\omega = \omega_{\pi} / \sqrt{1 + \epsilon_{\lambda}} \quad (8)$$

и в силу больших  $\epsilon_{\lambda}$  полупроводников в 3—4 раза меньше плазменной частоты контактирующего металла, что составляет величину порядка 1 эВ. Возбуждение этой моды возможно главным образом с помощью ДР (для призмного метода необходима призма с  $\epsilon$ , большим  $\epsilon$  полупроводника, что затруднительно), причем очень высокочастотной ДР с шагом порядка  $\lambda/n$ , т. е. меньшим 0.3—0.4 мкм. На резонансные свойства медленной моды сильно влияет поглощение

света в полупроводнике, и при  $\alpha > 1000 \text{ см}^{-1}$  усиление ПЭВ почти полностью пропадает.

Медленная мода на границе металл—объемный полупроводник, ее особенности и влияние на фотоответ структур Шоттки рассмотрены в работах [56, 51]. Интерес к этой моде резко возрос в последнее время в связи с появлением длинноволновых детекторов на квантовых ямах.

б) Увеличение эффективности детекторов с квантовыми ямами и сверхрешетками. Длинноволновые ИК детекторы на квантовых ямах в полупроводниковых структурах  $A^{III}B^V$  — это альтернатива обычно используемым детекторам на узкозонных полупроводниках типа  $\text{HgCdTe}$ , привлекательная хорошо разработанной и сравнительно дешевой технологией изготовления, а также совместимостью с технологией микро- и оптоэлектроники. Принцип действия таких детекторов основан на электронных переходах между уровнями в квантовых ямах ( $\Delta E = 100\text{—}300 \text{ мэВ}$ ). Известны структуры с одной асимметричной квантовой ямой (рис. 11, а) [52, 53], сверхрешетки с электронными переходами между связанными состояниями в ямах с последующим туннелированием через барьер (рис. 11, б) [54], структуры с мультиямами, когда переходы осуществляются с подуровней в квантовых ямах в континуум над барьерами, а большое расстояние между ямами и как следствие отсутствие туннелирования между связанными состояниями обеспечивают низкие темновые токи детектора (рис. 11, в) [55–58].

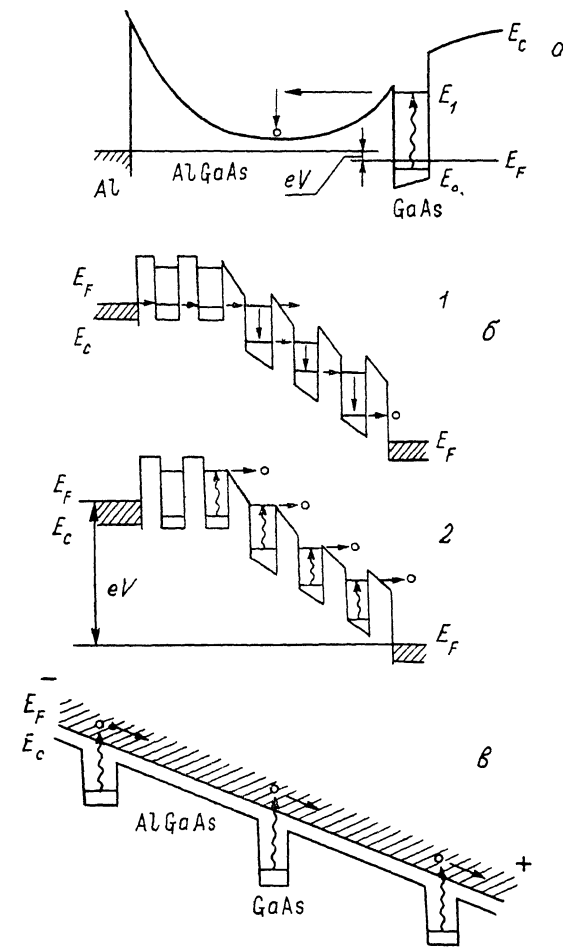


Рис. 11. Энергетические диаграммы зоны проводимости детекторов с квантовыми ямами: а — с одиночной квантовой ямой [52, 53], б — со сверхрешеткой (1 — в темноте, 2 — на свету) [54], в — с изолированными квантовыми ямами [55–58].

У детекторов на межподзонных переходах два существенных минуса: ограниченная плотность электронов в яме, а следовательно, низкий квантовый выход — 0.5—1 % на одну яму [52], и сильная поляризационная чувствительность — возбуждение электронов осуществляется только нормальной к плоскости квантовой ямы компонентой электрического вектора электромагнитной волны, т. е. детекторы нечувствительны к свету, падающему перпендикулярно поверхности структуры. Первый недостаток преодолевается увеличением числа ям, а второй — вводом излучения под углом к плоскости ямы, обычно через срезы под  $45^\circ$  торец подложки.

Возбуждение ПЭВ в таком детекторе решает сразу две задачи: обеспечивает ввод излучения нужной поляризации и увеличивает интенсивность электромагнитного поля.

Использование ДР для получения перпендикулярной плоскости ямы компоненты электрического вектора было предложено Хейтманом [59] для МОП

структуры и представляет самостоятельный интерес в связи с возникновением индуцированных ДР невертикальных по импульсу электронных переходов [60].

В детекторах дифракционный ввод излучения имеет преимущество перед призмным при изготовлении из них больших многоэлементных приемников изображения и не уступает в эффективности призмному вводу [61].

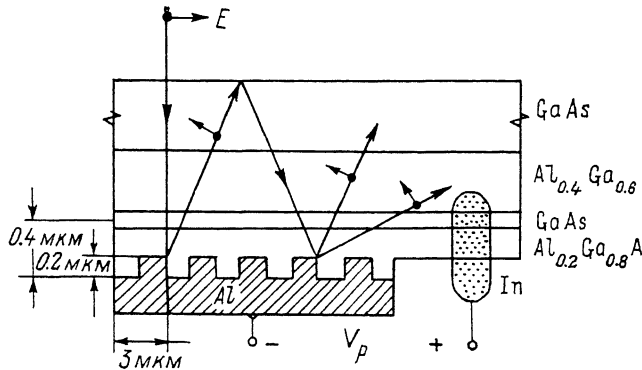


Рис. 12. Детектор с квантовой ямой (схематическое изображение) [62, 63].

Металлическая ДР для выполнения обеих задач — и ввода излучения, и усиления поля — была предложена Гуссенном и Лайоном [62]. Проведенный ими теоретический расчет поглощения света с  $\lambda = 10.7$  мкм в детекторе с квантовой ямой (структура  $Al_xGa_{1-x}As-GaAs (n_p = 10^{12} \text{ см}^{-2})-Al_xGa_{1-x}As$ ) и металлической дифракционной решеткой на некотором расстоянии от ямы (рис. 12)

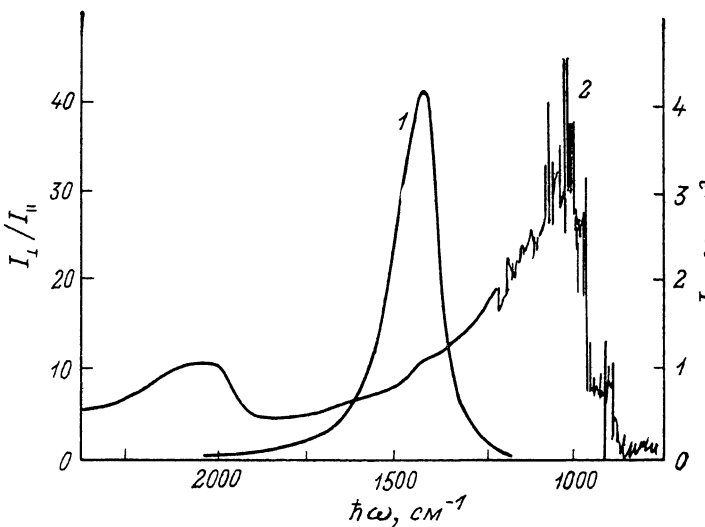


Рис. 13. Спектральные зависимости фототовета детектора с квантовой ямой [63].

1 — кривая фототовета, 2 — отношение фототоветов при разных поляризациях излучения.

предсказывает почти 90 %-ную эффективность детектора. Однако изготовленный несколько лет спустя ИК детектор с близкими к расчетным параметрами [63] не обнаружил, к сожалению, эффекта усиления поля в квантовой яме. Наблюдалось 30-кратное увеличение фототовета при изменении поляризации падающего по нормали света относительно штрихов решетки от  $E$ , параллельного штрихам решетки, к  $E$ , перпендикулярному штрихам (рис. 13). Усиление происходит на длинах волн, соответствующих распространению дифрагированных световых порядков вдоль слоев структуры. Обсуждая причины, которые могли бы объяснить отсутствие усиления поля ПЭВ (потери на поглощение

в решетке и квантовой яме, неоднородность штрихов ДР), авторы признают, что этих эффектов недостаточно для подавления ПЭВ. При этом они опускают самую, на наш взгляд, серьезную причину — расходимость светового пучка, достигающую в описанном эксперименте  $30^\circ$ . По нашим данным [64], такой угловой расходимости достаточно, чтобы существенно ослабить резонанс поля ПЭВ.

Б. Л. Румянцевым, одним из авторов работ [45, 46, 56, 51], была теоретически рассмотрена структура с квантовыми ямами, описанная в [56], с верхним контактом, замененным на металлическую ДР (рис. 14). Расчет электромагнитного поля для системы: GaAs — 50 квантовых ям (GaAs, 40 Å), разделенных барьерами из AlGaAs (300 Å), общей толщиной около 1.7 мкм — металлическая ДР с параметрами, оптимальными для возбуждения ПЭВ на длине волны 10.6 мкм, проведен аналогично описанному в [51]. Поглощение в сверхрешетке описывается мнимой частью усредненной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{zz}(\omega)$  [65] мелкослойистой среды. Так как вектор  $\mathbf{E}$  преимущественно z-поляризован, для оценки величины поглощения можно использовать модель изотропного поглощения; при этом предполагается, что все остальные механизмы поглощения дают пренебрежимо малый вклад.

В рассматриваемой геометрии отсутствуют излучательные порядки, кроме отраженной волны (относительной интенсивности  $R$ ). Кроме того, как показывают расчеты, поглощением в металле, если это серебро или золото, можно

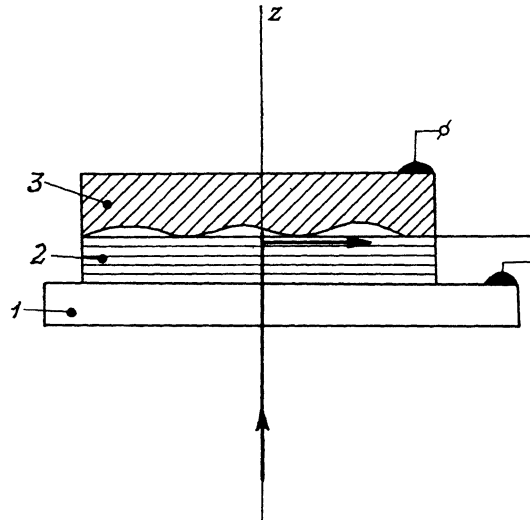


Рис. 14. Схематическое изображение фоточувствительной структуры с квантовыми ямами.

1 — подложка из GaAs,  $\epsilon=10+i\cdot 0$ ; 2 — квантовые ямы,  $\epsilon=10+ie''$ ; 3 — идеально отражающий металл.

пренебречь, поэтому  $(1-R)$  дает величину поглощенной в структуре мощности. В табл. 2 приведены зависимости  $(1-R)$  от  $\epsilon''$  и эквивалентного этой величине коэффициента поглощения  $\alpha=2\pi\epsilon''/\lambda n$  для плоской  $(1-R_0)$  и гофрированной  $(1-R_p)$  границы металл—полупроводник.

Увеличение прозрачности активного слоя уменьшает поглощение в плоской структуре, но улучшает условия возбуждения и распространения ПЭВ в структуре с решеткой, за счет чего увеличивается квантовый выход. Учет анизотропии  $\epsilon''$  должен еще более увеличить разрыв между  $1-R_0$  и  $1-R_p$ . Видно, что возбуждение ПЭВ на границе металл—активный слой может привести к полному поглощению падающего излучения даже при низком коэффициенте поглощения в нем. Необходимо учитывать также, что такой детектор является селективным по длине волны (или углу падения) возбуждающего света. Если нужно получить приемник с более широкой спектральной чувствительностью, то можно возбуждать поверхностные волны на случайно шероховатой границе раздела металл—полупроводник.

**Заключение.** Существует несколько направлений использования ПЭВ в фотоприемниках: повышение квантовой эффективности детекторов, создание селективных по длине волны, поляризации и углу падения света фотоприемников и, наконец, использование поляризации ПЭВ для возбуждения межподзонных электронных переходов в квантовых ямах и сверхрешетках.

Увеличение эффективности детекторов с помощью ПЭВ привлекательно в случаях, когда получение максимального квантового выхода более простыми средствами затруднительно. Рассматривался вопрос об использовании ПЭВ в преобразовании солнечной энергии для расширения детектируемого спектраль-

ного интервала [66], есть данные о повышении чувствительности фотоприемников на GaP в УФ области. Кроме того, ПЭВ — это хороший способ повышения эффективности приборов, детектирующих свет вне области фундаментального поглощения полупроводника. По нашему мнению, было бы интересно применить ПЭВ в далекой ИК области, где диэлектрическая проницаемость полупроводников отрицательна.

Теоретическое рассмотрение путей оптимизации параметров селективных фотоприемников показало, что наиболее перспективно их использование в ИК диапазоне; в частности, в интервале 1—2 мкм спектральная полуширина резонансного пика фотоответа может составить несколько ангстрем. Это больше, чем полуширина фотоответа лазерных фотодиодов, но вполне достаточно, чтобы, например, разбраковывать по длине волны полупроводниковые лазеры.

Наконец, использование ПЭВ в детекторах с квантовыми ямами несомненно будет развиваться дальше благодаря сравнительно простой, совместимой с планарной, технологии изготовления ДР и большому выигрышу в эффективности, предсказываемому расчетами.

Авторы глубоко признательны своим постоянным соавторам за интерес к работе и плодотворные обсуждения, особенно Д. Н. Горячеву, а также Ю. В. Шмарцеву за инициирование этой работы и полезные рекомендации.

#### Список литературы

- [1] Поверхностные поляритоны / Под ред. В. М. Аграновича, Д. Миллса. М., 1985. 525 с.
- [2] Otto A. // Z. Physik. 1968. B. 216. H. 4. S. 398—410.
- [3] Kretschmann E., Raether H. // Z. Naturforschung. 1968. Bd 23a. H. 12. S. 2135—2136.
- [4] Johnson P. B., Christy R. W. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6B. N 12. P. 4370—4379.
- [5] Small J. G., Elchinger G. M., Javan A., Sanchez A., Bachner F. J., Smythe D. L. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24. N 6. P. 275—279.
- [6] Bradley C. C., Edwards G. J. // IEEE J. Quant. Electron. 1973. V. QE-9. N 5. P. 548—549.
- [7] Gundlach K. H., Kadlec J. // Thin. Sol. Films. 1975. V. 28. N 1. P. 107—117.
- [8] Faris S. M., Fan B., Gustafson T. K. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 27. N 11. P. 629—631.
- [9] Jain R. K., Slayman C. W., Farrier M. G., Gustafson T. K. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 4. P. 1543—1547.
- [10] Elchinger G. M., Sanchez A., Davis C. F., Javan A. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. N 2. P. 591—594.
- [11] Kadlec J., Gundlach K. H. // Sol. St. Commun. 1975. V. 16. N 5. P. 621—623.
- [12] Kadlec J., Gundlach K. H. // Phys. St. Sol. (a). 1976. V. 37. N 1. P. 11—28; Kadlec J., Gundlach K. N. // Phys. St. Sol. (a). 1976. V. 37. N 2. P. 385—398.
- [13] Hartman T. E. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. N 12. P. 3427—3433.
- [14] Yu C., Tan C. S. // Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. 1988. V. 1039. P. 215—216.
- [15] Ioli N., Moretti A., Pereira D., Prevedelli M., Strumia F., Carelli G. // Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. 1988. V. 1039. P. 222—223.
- [16] Lambe J., McCarthy S. L. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. N 14. P. 923—925.
- [17] Hwang T., Schwarz S. E., Jain R. K. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. N 7. P. 379—382.
- [18] McCarthy S. L., Lambe J. // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 30 N 8. P. 427—429.
- [19] Davis L. C. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 6. P. 2482—2490.
- [20] Hone D., Muehlschlegel B., Scalapino D. J. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 33. P. 203—204.
- [21] Rendell R. W., Scalapino D. J., Muelschlegel B. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 1746—1750.
- [22] Laks B., Mills D. L. // Phys. Rev. B. 1979. V. 20. N 12. P. 4962—4980.
- [23] Kirtley J. R., Theis T. N., Tsang J. C. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. N 5. P. 435—437.
- [24] Kirtley J. R., Theis T. N., Tsang J. C. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 10. P. 5650—5663.
- [25] Jain R. K., Farrier M. G., Gustafson T. K. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. N 8. P. 435—438.
- [26] Glass A. M., Liao P. F., Olson D. H., Humphrey L. M. // Opt. Lett. 1982. V. 7. N 12. P. 575—577.
- [27] Kroo N., Szentirmay Zs., Felszerfalvi J. // Phys. Lett. A. 1984. V. 101. N 4. P. 235—238.
- [28] Berthold K., Hopfel R. A., Gornik E. // Appl. Phys. Lett. V. 46. N 7. P. 626—628.
- [29] Soole J. B. D., Lamb R. N., Huges H. P., Apsley N. // Sol. St. Commun. 1986. V. 59. N 9. P. 607—611.
- [30] Soole J. B. D., Huges H. P., Apsley N. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 5. P. 2022—2029.
- [31] Soole J. B. D., Huges H. P., Apsley N. // Opt. Lett. 1987. V. 12. N 7. P. 536—538.
- [32] Kurdi B. N., Hall D. G. // Phys. Rev. B. 1986. V. B34. N 5. P. 3980—3987.
- [33] Soole J. B. D., Ager C. D. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. N 3. P. 1138—1139.
- [34] Glass A. M., Liao P. F., Johnson A. M., Humphrey L. M., Lemon R., Olson D. H., Stern M. B. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. N 1. P. 77—79.
- [35] P. K. Tien P. K. // Rev. Mod. Phys. 1977. V. 49. N 2. P. 361—420.

- [36] Емельянов В. И., Семиногов В. Н. // Изв. вузов АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. В. 11. С. 2273—2279; Емельянов В. И., Семиногов В. Н., Соколов В. И. // Квант. электрон. 1987. Т. 14. В. 1. С. 33—46.
- [37] Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Емельянов В. И., Семиногов В. Н., Сресели О. М., Ярошецкий И. Д. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 11. С. 693—697.
- [38] Полупроводниковые фотоприемники: ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра / Под ред. В. И. Стафеева. М., 1984. 216 с.
- [39] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. 456 с.
- [40] Vucsek S. R. J., Diadiuk V., Jones T., Lenth W. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. N 10. P. 915—917.
- [41] Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Сресели О. М., Ярошецкий И. Д. // Письма ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 19. С. 1162—1165.
- [42] Berthold K., Beinstingl W., Berger R., Gornik E. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 8. P. 526—528.
- [43] Berthold K., Beinstingl W., Gornik E. // Opt. Lett. 1987. V. 12. N 2. P. 69—71.
- [44] Беляков Л. В., Горобей Н. Н., Горячев Д. Н., Сресели О. М., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 5. С. 906—910.
- [45] Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Румянцев Б. Л., Сресели О. М., Ярошецкий И. Д. // Препринт ЛИЯФ им. Б. П. Константинова. Гатчина, 1989. № 1420.
- [46] Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Румянцев Б. Л., Сресели О. М., Ярошецкий И. Д. // Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 6. С. 72—75.
- [47] Aspnes D. E., Studna A. A. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 2. P. 985—1009.
- [48] Jestl M., Maran I., Koeck A., Beinstingl W., Gornik E. // Opt. Lett. 1989. V. 14. N 14. P. 719—721.
- [49] Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Сресели О. М. // А. с. 1589733. БИ. 1991. В. 24.
- [50] Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Румянцев Б. Л., Сресели О. М., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 461—465.
- [51] Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Макарова Т. Л., Румянцев Б. Л., Сресели О. М., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 1966—1970.
- [52] Goosen K. W., Lyon S. A., Alavi K. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 20. P. 1704—1703.
- [53] Parihar S. R., Lyon S. A., Santos M., Shayegan M. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 23. P. 2417—2419.
- [54] Levine B. F., Choi K. K., Bethea C. G., Walker J., Malik J. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 16. P. 1092—1094.
- [55] Levine B. F., Bethea C. G., Hasnain G., Walker J., Malik R. J. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 4. P. 296—298.
- [56] Levine B. F., Bethea C. G., Hasnain G., Walker J., Malik R. J. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 12. P. 747—749.
- [57] Hasnain G., Levine B. F., Sivco D. L., Cho A. Y. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. N 8. P. 770—772.
- [58] Hasnain G., Levine B. F., Gunapala S., Chand N. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. N 6. P. 608—610.
- [59] Heitmann D., Kotthaus J. P., Mohr E. G. // Sol. St. Commun. 1982. V. 44. N 5. P. 715—718.
- [60] Heitmann D., Mackens U. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 12. P. 8269—8283.
- [61] Hasnain G., Levine B. F., Bethea C. G., Logan R. A., Walker J., Malik R. J. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 25. P. 2515—2517.
- [62] Goosen K. W., Lyon S. A. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 12. P. 1257—1259.
- [63] Goosen K. W., Lyon S. A., Alavi K. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 12. P. 1027—1029.
- [64] Беляков Л. В., Ваксман В. И., Горячев Д. Н., Кац А. В., Румянцев Б. Л., Спевак И. С., Сресели О. М. // ЖТФ. 1991. Т. 61. В. 6. С. 82—91.
- [65] Шик А. Я. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 8. С. 40—43.
- [66] Anderson L. M. // Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. 1983. V. 408. P. 172—178.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получен 28.03.1991  
Принят к печати 29.03.1991