

# Фотомодуляционная оптическая спектроскопия варизонных гетероструктур CdHgTe

© О.С. Комков<sup>1</sup>, М.В. Якушев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, 197022 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: okomkov@yahoo.com

Поступила в Редакцию 24 августа 2023 г.

В окончательной редакции 1 сентября 2023 г.

Принята к публикации 1 сентября 2023 г.

Методом инфракрасного фотоотражения измерены многослойные фотоприемные гетероструктуры кадмий–ртуть–теллур, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на Si- и GaAs-подложках. По периоду наблюдаемых в спектрах осцилляций Франца–Келдыша бесконтактно определена напряженность встроенного интерфейсного электрического поля вблизи гетерограницы „рабочий слой — варизонный приповерхностный слой“. Аналитический расчет распределения этого поля по глубине структуры показал область формирования фотомодуляционного сигнала. Экспериментально полученные значения полей оказались выше расчетных, что объясняется влиянием фотоэдс.

**Ключевые слова:** фотоотражение, кадмий–ртуть–теллур, CdHgTe, встроенное электрическое поле, фурье-спектроскопия, осцилляции Франца–Келдыша.

DOI: 10.61011/FTP.2023.06.56469.33k

## 1. Введение

В данной работе варизонные гетероструктуры „кадмий–ртуть–теллур“ (КРТ) исследованы методом инфракрасного фотоотражения [1]. Этому твердому раствору уделяется пристальное внимание на протяжении многих десятилетий, поскольку он позволяет создавать матричные и линейные фотоприемники с предельно высокими характеристиками для получения тепловых изображений в спектральных диапазонах 3–5 и 8–14 мкм [2].

В настоящее время для изготовления фоторезистивных и фотодиодных приемников ИК-излучения широко используют эпитаксиальные слои  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , вблизи поверхностей которых сформированы варизонные участки с возрастающей к поверхности шириной запрещенной зоны. Оценка максимальной скорости поверхностной рекомбинации при отсутствии варизонного слоя на поверхности дала значение  $10^5$  см/с. При использовании поверхностного варизонного слоя со значением  $\Delta E_{gs} = E_{gs} - E_{g0} = 0.1$  эВ (где  $E_{gs}$  — ширина запрещенной зоны на поверхности структуры, а  $E_{g0}$  — на границе с однородным слоем полупроводника) при температуре 80 К эта компонента скорости поверхностной рекомбинации будет подавлена до значений  $\sim 1$  см/с, т. е. на 5 порядков [3].

Исторически одним из наиболее популярных оптических методов неразрушающего контроля КРТ является фотолуминесценция [4,5]. Однако развиваемый в данной работе другой оптический метод — инфракрасное фотоотражение (ИК ФО) — обладает целым рядом преимуществ. Он позволяет исследовать возбуж-

денные состояния в полупроводниковых структурах и оптические переходы с малой силой осциллятора [6]. Реализованный на основе фурье-спектрометра [1] этот метод уже хорошо зарекомендовал себя при исследовании узкозонных материалов  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  и наноструктур на их основе [7,8]. Особый интерес вызывает проводимый методом ИК ФО бесконтактный анализ встроенных электрических полей по наблюдаемым в спектрах осцилляциям Франца–Келдыша (ОФК). Такой анализ возможен даже в случае принципиально неоднородных электрических полей, которые наблюдались, например, в  $\delta$ -легированных слоях GaAs [9]. В этой работе было показано, что на формирование сигнала ФО влияют как положительные, так и отрицательные электрические поля в области формирования сигнала.

Эксперименты по измерению ИК ФО КРТ-структур предпринимались ранее [10]. На функционирующем в пошаговом режиме фурье-спектрометре спектры измерялись до  $\lambda = 20$  мкм, что позволило зафиксировать не только  $E_g(\text{Cd}_{0.23}\text{Hg}_{0.77}\text{Te})$ , но и более низкоэнергетичные переходы, связанные, по мнению авторов, с переходами с участием примесей. Однако вид опубликованных в той работе спектров (как и в более поздней статье тех же авторов [11]) указывает на отсутствие необходимой коррекции фазы и представляет собой „модуль“ ИК ФО. Тем не менее в опубликованной примерно в это же время той же научной группой работе [12] сигналы в области энергий выше  $E_g$ , наблюдаемые при 200–290 К, ассоциировались с ОФК и определенное по их периоду „поле“ находилось в диапазоне 4.4–5.0 кВ/см.

Данная работа направлена на расчет распределения напряженности встроенного электрического поля и потенциала по глубине фотоприемных варизонных структур КРТ, выявление области формирования сигнала ИК ФО, а также на корректное экспериментальное определение усредненного по этой области электрического поля.

## 2. Исследованные образцы и методика эксперимента

В данной работе исследовались образцы КРТ-гетероструктур, выращенных на кремниевой и арсенид-галлиевой подложках методом молекулярно-лучевой эпитаксии [13,14]. Использование этих подложек намного дешевле, чем согласованных по параметру кристаллической решетки CdZnTe-подложек. Диаметр Si-подложки составлял 76.2 мм, а GaAs-подложки — 50.8 мм. Ориентация подложек обоих типов — (013).

На подложках сначала выращивалась последовательность буферных слоев из очень тонкого ZnTe, сравнительно толстого CdTe и нижнего варизонного КРТ-слоя. Далее выращивался толстый рабочий КРТ-слой постоянного состава толщиной 6.3–8.6 мкм (значения  $x_{\text{CdTe}}$  приведены в табл. 1) и верхний варизонный КРТ-слой (толщиной 0.3–0.4 мкм). Состав всех КРТ-слоев контролировался с очень высокой точностью *in situ* методом эллипсометрии [15].

В табл. 1 также приведены концентрации и подвижности электронов, измеренные при азотной температуре после отжига структур с целью заполнения вакансий. Видно, что структуры (особенно на GaAs-подложке) имеют большие подвижности, что свидетельствует о высоком качестве исследованных структур.

Измерение спектров ИК ФО проводилось на экспериментальной установке, описанной в работе [1]. Установка собрана на базе ИК фурье-спектрометра исследовательского класса Vertex 80. Образцы КРТ помещались в вакуум азотного криостата с окнами из просветленного селенида цинка и охлаждались до температуры 79 К. Фотомодуляция коэффициента отражения образцов осуществлялась посредством модулирующего

**Таблица 1.** Электрофизические параметры гетероструктур Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te

Параметр	Номер гетероструктуры			
	1	2	3	4
Материал подложки	Si	Si	GaAs	GaAs
$x_{\text{CdTe}}$ , мольные доли	0.222	0.221–0.222	0.221±0.002	0.225
$N_D$ , см <sup>-3</sup>	8.4 · 10 <sup>14</sup>	4.9 · 10 <sup>14</sup>	5.4 · 10 <sup>14</sup>	2.5 · 10 <sup>14</sup>
$\mu_n$ , см <sup>2</sup> /В · с	34 000	42 000	93 000	54 000

лазерного луча арсенид-галлиевого полупроводникового лазерного диода с длиной волны излучения  $\lambda = 809$  нм. На частоте модуляции измерялось отражение ИК излучения, вышедшего из интерферометра Майкельсона используемого фурье-спектрометра. Частота модуляции интенсивности лазера составляла 2.5 кГц, что для реализации синхронного детектирования потребовало пошагового перемещения подвижного зеркала интерферометра Майкельсона. После взаимодействия излучения лазера с образцом рассеянное лазерное излучение поглощалось фильтром из GaAs, а отраженный от образца ИК луч регистрировался охлаждаемым жидким азотом КРТ фотовольтаическим фотоприемником. Фаза сигнала промодулированного отражения восстанавливалась по оригинальной методике, описанной в работе [16].

## 3. Результаты и обсуждение

### 3.1. Теоретические расчеты энергетической диаграммы и распределения встроенного электрического поля

Градиент состава у поверхности приводит к значительному изменению ширины запрещенной зоны (рис. 1, *a*). После перераспределения подвижных носителей заряда изгибается уровень, соответствующий выходу электронов в вакуум, и это приводит к изменению зонной диаграммы (рис. 1, *b*). Расчет изменения потенциала в варизонной гетероструктуре будет проводиться согласно [3,17,18].

Уравнение Пуассона для узкозонной части рассматриваемой гетероструктуры (для рабочей области):

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} = \frac{qN_{D_1}}{\epsilon_0 \epsilon_1} \left[ \exp\left(\frac{q\phi_1}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1)$$

где  $N_{D_1}$  — концентрация легирующей примеси в узкозонном полупроводнике, приблизительно равная концентрации свободных носителей заряда.

Граничные условия для рабочей области:

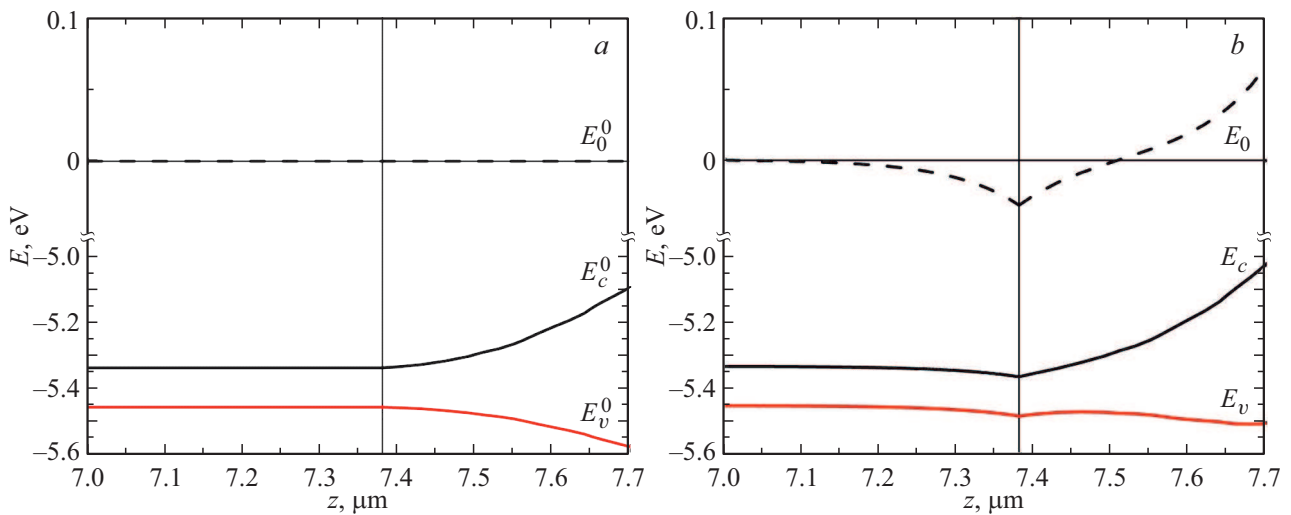
$$1) \quad z = -\infty, \quad \phi_1 = 0, \quad F_1 = -\frac{\partial \phi_1}{\partial z} = 0;$$

$$2) \quad z = z_{k1}, \quad \phi_1 = \phi_{k1}, \quad \epsilon_1 F_1 = \epsilon_2 F_2,$$

где  $z_{k1}$  — координата гетерограницы „рабочая область–верхний варизонный слой“ (для образца 1  $z_{k1} = 7.38$  мкм). На этой гетерогранице  $\epsilon_1 = \epsilon_2$ , поскольку контактируют твердые растворы одного состава. За начало отсчета координаты  $z$  в данной работе выбрана граница „CdTe — варизонный буферный КРТ-слой“.

Аналитически получить распределение потенциала из (1) не удается, поэтому будем рассматривать асимптотическое решение этого уравнения. Потенциал в узкозонной части гетероструктуры вдали от гетерограницы мал:  $|q\phi_1| \ll kT$ . Тогда экспоненту в (1) можно разложить в ряд Тейлора:

$$\exp\left(\frac{q\phi_1}{kT}\right) \approx 1 + \frac{q\phi_1}{kT}.$$



**Рис. 1.** Энергетическая диаграмма типичной гетероструктуры  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (образец 1) вблизи интерфейса до (а) и после (б) перераспределения подвижных носителей заряда (электронов).

Следовательно, уравнение (1) в этом приближении можно представить в виде

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} = \frac{qN_{D1}}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \frac{q\phi_1}{kT}.$$

Пусть

$$L_{D1} = \left( \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 kT}{q^2 N_{D1}} \right)^{1/2}$$

— характерная длина, тогда

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} - \frac{\phi_1}{L_{D1}^2} = 0.$$

Если решить это уравнение, используя граничные условия при  $z = -\infty$  и  $z = z_{k1}$ , то получим

$$\phi_1(z) = \phi_{k1} \exp\left(\frac{z - z_{k1}}{L_{D1}}\right). \quad (2)$$

Таким образом, аналитически было получено приближенное распределение потенциала в узкозонном полупроводнике вдали от гетерограницы.

Определим граничные условия для приповерхностной варизонной части гетероструктуры:

$$1) z = z_{k1}, \quad \phi_2 = \phi_{k1}, \quad F_1 = F_2;$$

$$2) z = z_{k2}, \quad \phi_2 = \phi_{k2}, \quad F_2 = -\frac{\partial \phi_2}{\partial z},$$

где  $z_{k2}$  — граница между варизонным слоем и вакуумом. Для выбранного для демонстрации результатов образца 1  $z_{k2} = 7.7$  мкм.

Пусть 1-я часть варизонной области будет при  $z_{k1} \leq z \leq z_c$ , где  $z_c$  — координата, при которой потенциал в варизонном слое обращается в нуль. Тогда, согласно [3], в приближении линейного изменения состава и

постоянства  $\varepsilon$ , решение уравнения Пуассона для первой части варизонного слоя будет иметь вид

$$\phi_{21}(z) = \frac{\Delta E_c^0}{q} \frac{L_{D1}}{z_{k2} - z_{k1}} \exp\left(-\frac{z_c - z_{k1}}{L_{D1}}\right) \text{sh}\left(\frac{z_c - z}{L_{D1}}\right),$$

где  $\Delta E_c^0 = E_c^0(z_{k2}) - E_c^0(z_{k1})$  и

$$z_c = z_{k2} - \left( \frac{z_{k2} - z_{k1}}{2} + \frac{L_{D1}}{2} \ln\left(2 - \exp\left(-\frac{z_{k2} - z_{k1}}{L_{D1}}\right)\right) \right).$$

Для приведенного на рис. 1 образца 1  $z_c = 7.51$  мкм.

Отсюда в выражении (2) максимальное значение потенциала для рабочей области гетероструктуры

$$\phi_{k1} = \phi_{21}(z_{k1})$$

$$= \frac{\Delta E_c^0}{q} \frac{L_{D1}}{z_{k2} - z_{k1}} \exp\left(-\frac{z_c - z_{k1}}{L_{D1}}\right) \text{sh}\left(\frac{z_c - z_{k1}}{L_{D1}}\right).$$

Пусть 2-я часть варизонной области будет при  $z_c \leq z \leq z_{k2}$ . Тогда, согласно [3],

$$\phi_{22}(z) = -\frac{\Delta E_c^0}{q} \frac{L_{D1}}{z_{k2} - z_{k1}} \frac{\text{sh}\left(\frac{z - z_c}{L_{D1}}\right)}{\text{ch}\left(\frac{z_{k2} - z_c}{L_{D1}}\right)}.$$

В дальнейшем, домножив полученное распределение потенциала на заряд электрона, можно получить распределение потенциальной энергии носителей заряда в образцах.

Чтобы найти исходное положение дна зоны проводимости, необходимо знать энергию сродства к электрону для твердого раствора КРТ до перераспределения свободных носителей заряда вблизи гетерограницы. Пусть энергия вакуума  $E_0 = 0$  по всей гетероструктуре, а энергия сродства к электрону вычисляется по [19]:

$$\chi = 5.59 - 1.29x + 0.54x^2 - 0.56x^3 + 7.13 \cdot 10^{-4}Tx.$$

Тогда  $E_c = E_0 - \chi$ .

В настоящее время известно несколько зависимостей  $E_g(x, T)$ , наиболее широко используемое выражение для ширины запрещенной зоны [20]:

$$E_g = -0.302 + 1.93x - 0.81x^2 + 0.832x^3 + 5.35 \cdot 10^{-4}(1 - 2x)T.$$

Все расчеты проводились для  $T = 79$  К — температуры согласно показаниям установленного в используемом криостате датчика. Диэлектрическая проницаемость материала КРТ определялась по формуле из [21]:

$$\epsilon = 20.5 - 15.6x + 5.7x^2,$$

где  $x = x_{сдт}$ .

Полученное распределение потенциальной энергии носителей заряда для образца 1 приведено на рис. 1, где показаны исходные (а) и равновесные (b) зависимости краев зон проводимости и валентной зоны от координаты.

После получения выражений для распределения потенциала можно вычислить искомое распределение электрического поля вблизи гетерограницы [3]:

$$F_{21}(z) = -\frac{\partial\phi_{21}(z)}{\partial z} = -\frac{\Delta E_c^0}{q} \frac{1}{z_{k2} - z_{k1}} \exp\left(-\frac{z_c - z_{k1}}{L_{D1}}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{z_c - z}{L_{D1}}\right),$$

$$F_{22}(z) = -\frac{\partial\phi_{22}(z)}{\partial z} = -\frac{\Delta E_c^0}{q} \frac{1}{z_{k2} - z_{k1}} \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{z - z_c}{L_{D1}}\right)}{\operatorname{ch}\left(\frac{z_{k2} - z_c}{L_{D1}}\right)}.$$

Поскольку распределение потенциала в узкозонной (рабочей) области гетероструктуры (в 1-й области) в выбранном нами приближении имеет экспоненциальный вид (2), то напряженность поля также будет изменяться по экспоненте:

$$F_{1k}(z) = F_{1k} \exp\left(\frac{z - z_{k1}}{L_{D1}}\right),$$

где

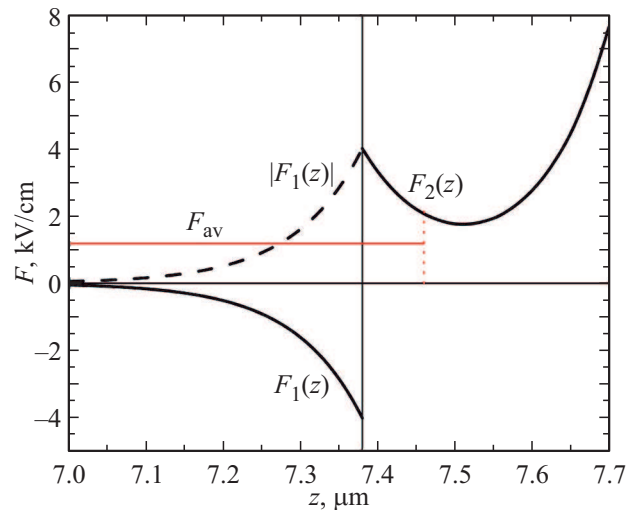
$$F_{1k} = -\left(\frac{\partial\phi_{21}(z)}{\partial z}\right)_{z=z_{k1}},$$

т. е.

$$F_{1k} = -\frac{\Delta E_c^0}{q} \frac{1}{z_{k2} - z_{k1}} \exp\left(-\frac{z_c - z_{k1}}{L_{D1}}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{z_c - z_{k1}}{L_{D1}}\right).$$

Распределение электрического поля для образца 1 приведено на рис. 2 сплошной толстой линией.

Как уже отмечалось во Введении, на формирование сигнала ФО влияют как положительные, так и отрицательные электрические поля в области формирования сигнала. Таким образом, будем рассматривать модуль напряженности встроенного электрического поля (толстая штриховая линия на рис. 2 — модуль напряженности встроенного электрического поля).



**Рис. 2.** Распределение встроенного электрического поля в варизонной структуре  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (толстые сплошные кривые), модуль поля в рабочей области (штриховая линия) и усредненная по области формирования сигнала ФО напряженность поля (тонкая горизонтальная линия).

**Таблица 2.** Теоретические поля на гетерогранице, рассчитанные области формирования сигнала фотоотражения и среднее значение напряженности полей в этих областях

Характеристики	Номер КРТ-гетероструктуры			
	1	2	3	4
Напряженность поля на гетерогранице $ F_k $ , кВ/см	4.02	4.46	5.82	4.2
Ширина области формирования сигнала ИК фотоотражения, мкм	0.46	0.59	0.52	0.73
Среднее значение модуля напряженности поля вблизи гетерограницы $F_{av}$ , кВ/см	1.19	1.16	1.41	1.05

Сигнал ФО формируется областью КРТ-гетероструктуры с шириной запрещенной зоны, близкой к ширине запрещенной зоны рабочей области, т. е.  $E_g$  (как будет показано далее, именно при этой энергии наблюдается максимум сигнала ИК ФО). Кроме этого, формирование сигнала, очевидно, происходит там, где есть модулируемое электрическое поле. В табл. 2 приведены значения максимальной напряженности поля на гетерогранице и значения ширины области формирования сигнала ИК ФО, а также усредненные по этой области значения модуля рассчитанного встроенного электрического поля для всех четырех исследованных КРТ-структур.

График усредненного значения напряженности поля для образца 1 изображен на рис. 2 тонкой горизонтальной линией, а граница области формирования сигнала ИК ФО (где  $E$  становится значительно больше  $E_g$

варизонного слоя) обозначена вертикальной пунктирной линией.

### 3.2. Результаты измерений ИК фотоотражения

На рис. 3 приведен спектр ИК ФО, полученный нами от образца 1 при  $T = 79\text{ K}$  в диапазоне длин волн 7–16 мкм. Спектры ИК ФО от трех других исследованных структур имели такой же вид и здесь не приведены. Осциллирующий сигнал при энергии ниже  $E_g$ , по-видимому, связан с интерференцией (как и в проведенных ранее исследованиях гомоэпитаксиальных слоев InSb [1]). Данный сигнал вызван фотомодуляцией показателя преломления и в работе [22] использовался для оценки толщины гомоэпитаксиальных слоев GaAs. По нашему мнению, применение метода ИК фотоотражения для решения подобной задачи — избыточно. Для измерения толщины одиночного слоя целесообразно использовать более простую оптическую методику, описанную, например, в работе [23].

Ширина на полувысоте ( $\Delta$ ) основного пика может быть характеристикой качества структуры (чем она меньше, тем качество лучше). Значения  $\Delta$  для всех исследованных образцов сведены в табл. 3. В ней же приведены значения  $E_g$ , хорошо коррелирующие с известным составом рабочей области (см. табл. 1).

Интересным представляется анализ осциллирующей структуры при энергии выше  $E_g$ . На вставке к рис. 3 отчетливо наблюдаются семь осцилляций с энергиями ( $E_1 - E_7$ ), представляющие собой ОФК, указанные стрелками.

При анализе этих осцилляций по методике, описанной в [24], экспериментальные точки ожидаемо не укладываются на одну прямую (аналогичная ситуация наблюдалась для  $\delta$ -слоев [9]). Это является экспериментальным подтверждением неоднородности встроенного электрического поля, расчет распределения которого по толщине структуры был проведен выше.

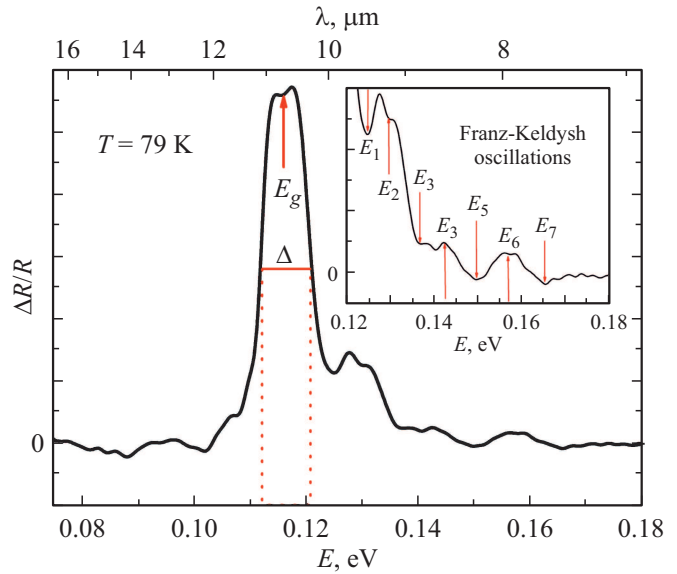
Для оценки напряженности  $F$  по ОФК проводился расчет межзонной приведенной эффективной массы в направлении поля:

$$\frac{1}{\mu_{\parallel}} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_{hh}^*}.$$

Средняя эффективная масса тяжелых дырок в твердом растворе КРТ  $m_{hh}^* = 0.55m_0$  [21]. Согласно тому же обзору, эффективная масса электронов в материале КРТ рассчитывается следующим образом:

$$\frac{m_0}{m_e^*} = -0.6 + \frac{19}{3} \left( \frac{2}{E_g} + \frac{1}{E_g + 1} \right).$$

Полученные значения  $\mu_{\parallel}$  в единицах массы свободного электрона  $m_0$  указаны в табл. 3. В этой же таблице приведены искомые экспериментальные значения усредненного электрического поля  $F$ .



**Рис. 3.** Типичный спектр ИК фотоотражения  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ -гетероструктуры с варизонным приповерхностным слоем. На вставке приведен тот же спектр в увеличенном масштабе.

**Таблица 3.** Ширина пика ИК ФО на полувысоте, ширина запрещенной зоны, межзонные приведенные эффективные массы и экспериментально измеренные значения усредненного электрического поля вблизи гетерограницы „рабочий слой–варизонный слой“

Характеристики	Номер КРТ-гетероструктуры			
	1	2	3	4
$\Delta$ , эВ	0.009	0.009	0.010	0.006
$E_g$ , эВ	0.116	0.116	0.117	0.125
$\mu_{\parallel}/m_0$	0.0086	0.0086	0.0087	0.0092
$F$ , кВ/см	3.4	3.9	3.2	3.4

Сравнивая полученные экспериментально значения напряженности поля  $F$  с усредненными по области формирования сигнала ИК ФО теоретическими значениями  $F_{av}$  (см. табл. 2), видно, что экспериментальное поле в несколько раз сильнее теоретического. Это объясняется дополнительной подсветкой исследуемых структур модулирующим и зондирующим ИК-лучами, которые порождали дополнительные фотоиндуцированные носители заряда. В то же время при расчетах фотоэдс не учитывалась.

## 4. Заключение

Таким образом, теоретически получен сложный характер распределения встроенных электрических полей и оценено их влияние на зонную диаграмму многослойных варизонных КРТ-структур (без учета фотоэдс). На интер-

фейсе „рабочая область — верхний варизонный слой“ эти поля приводят к образованию треугольной потенциальной ямы для электронов (см. рис. 1, *b*). Следовательно, вдоль варизонной КРТ-структуры формируется канал проводимости.

С точки зрения развития метода ИК фотоотражения исследованные структуры представляют собой интересный объект с принципиально неоднородным встроенным электрическим полем. Обнаруженные ОФК в них формируются нетривиальным образом. В формировании осцилляций принимают участие как область, в которой встроенное электрическое поле направлено от интерфейса в глубь образца, так и область с полем, направленным к поверхности. Модуляция этих полей при помощи внешнего ИК лазера позволила экспериментально оценить усредненную напряженность в области вблизи интерфейса, где ширина запрещенной зоны образца меньше энергии зондового луча. Эти экспериментально измеренные поля оказались в несколько раз сильнее расчетных, что дает дополнительную информацию о структурах в условиях внешней засветки. Кроме этого, методом фотомодуляционной оптической спектроскопии независимо определены значения ширины запрещенной зоны рабочей области гетероструктур, что позволит уточнить реальный состав образцов и их точную температуру во время дополнительного ИК-облучения.

### Благодарности

Авторы выражают благодарность А.И. Луферову и А. Тажбенову за помощь в проведении измерений и расчетов соответственно.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] О.С. Комков. ФТП, **63** (8), 991 (2021).
- [2] В.Н. Овсяк, Г.Л. Курышев, Ю.Г. Сидоров, В.В. Базовкин. *Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона* (Новосибирск, Наука, 2001).
- [3] Т.Е. Ковалевская, В.Н. Овсяк. Автометрия, **40** (4), 57 (2004).
- [4] M.S. Ruzhevich, K.D. Mynbaev. Rev. Adv. Mater. Technol., **2** (4), 47 (2020).
- [5] M.S. Ruzhevich, K.D. Mynbaev. Rev. Adv. Mater. Technol., **4** (4), 17 (2022).
- [6] K. Murawski, M. Kopytko, P. Madejczyk, K. Majkowycz, P. Martyniuk. Metrol. Meas. Syst., **30** (1), 183 (2023).
- [7] M.Yu. Chernov, V.A. Solov'ev, O.S. Komkov, D.D. Firsov, A.D. Andreev, A.A. Sitnikova, S.V. Ivanov. J. Appl. Phys., **127** (12), 125706 (2020).
- [8] D.D. Firsov, A.I. Lufrau, D.V. Kolyada, M.Yu. Chernov, V.A. Solov'ev, A.D. Andreev, O.S. Komkov. J. Opt. Soc. Amer. B, **40** (2), 381 (2023).

- [9] О.С. Комков, Р.В. Докичев, А.В. Кудрин, Ю.А. Данилов. Письма ЖТФ, **39** (22), 56 (2013).
- [10] J. Shao, L. Chen, X. Lü, W. Lu, L. He, Sh. Guo, J. Chu. Appl. Phys. Lett., **95** (4), 041908 (2009).
- [11] X. Chen, J. Jung, Zh. Qi, Liangqing Zhu, S. Park, Liang Zhu, E. Yoon, J. Shao. Optics Lett., **40** (22), 5295 (2015).
- [12] J. Shao, X. Lü, Sh. Guo, W. Lu, L. Chen, Y. Wei, J. Yang, L. He, J. Chu. Phys. Rev. B, **80** (15), 155125 (2009).
- [13] Ю.Г. Сидоров, С.А. Дворецкий, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, И.В. Сабинина. ФТП, **35** (9), 1092 (2001).
- [14] М.В. Якушев. Автореф. докт. дис. (Новосибирск, ИФП СО РАН, 2011).
- [15] К.К. Свиташев, В.А. Швец, А.С. Мардежев, С.А. Дворецкий, Ю.Г. Сидоров, Е.В. Спесивцев, С.В. Рыхлицкий, С.И. Чикичев, Д.Н. Придачин. Автометрия, **4**, 100 (1996).
- [16] Д.Д. Фирсов, О.С. Комков. Письма ЖТФ, **39** (23), 87 (2013).
- [17] В.Н. Овсяк. *Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда* (Новосибирск, Наука, 1984).
- [18] О.С. Комков. *Расчет полупроводниковых гетеропереходов* (СПб., Изд-во СПбГЭТУ „ЛЭТИ“, 2018).
- [19] А.В. Войцеховский, Д.И. Горн, И.И. Ижнин, А.И. Ижнин, В.Д. Гольдин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Ю.Г. Сидоров, М.В. Якушев, В.С. Варавин. Изв. вузов. Физика, **55** (8), 50 (2012).
- [20] G.L. Hansen, J.L. Schmidt, T.N. Casselman. J. Appl. Phys., **53** (10), 7099 (1982).
- [21] A. Rogalski. Rep. Progr. Phys., **68** (10), 2267 (2005).
- [22] N. Kallergi, B. Roughani, J. Aubel, S. Sundaram. J. Appl. Phys., **68** (9), 4656 (1990).
- [23] О.С. Комков, Д.Д. Фирсов, Е.А. Ковалишина, А.С. Петров. Изв. вузов. Матер. электрон. техн., **3**, 194 (2014).
- [24] А.Н. Пихтин, О.С. Комков, К.В. Базаров. ФТП, **40** (5), 608 (2006).

### Photomodulation optical spectroscopy of CdHgTe graded band gap heterostructures

O.S. Komkov<sup>1</sup>, M.V. Yakushev<sup>2</sup>

<sup>1</sup> St. Petersburg Electrotechnical University „LETI“, 197022 St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup> Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** Multilayer mercury cadmium telluride photodetecting heterostructures grown by molecular beam epitaxy on Si and GaAs substrates were studied using the infrared photoreflectance method. Based on the period of Franz–Keldysh oscillations observed in the photoreflectance spectra, the strength of the built-in electric field near the „active layer — graded band gap near-surface layer“ heterointerface was determined in a contactless way. An analytical calculation of distribution of such field over the structure depth has specified the region in which the photomodulation signal is formed. The experimentally obtained field values turned out to be higher than the calculated ones, which is explained by the influence of the photovoltaic effect.