

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

на правах рукописи

Шайблер Генрих Эрнстович

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТИ И
ВНУТРЕННИХ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЁВ GaAs
МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ФОТООТРАЖЕНИЯ.

01.04.10 – физика полупроводников

Д и с с е р т а ц и я
на соискание учёной степени
кандидата физико–математических наук

Научный руководитель:

доктор физико–математических наук В.Л. Альперович

Новосибирск

2001

Список сокращений и обозначений

МЛЭ	молекулярно-лучевая эпитаксия
ОФК	осцилляции Франца-Келдыша
ПС	поверхностные состояния
ФО	фотоотражение
ЭО	электроотражение
ИПС	изопропиловый спирт
СД	синхронный детектор
E	энергия фотонов
ϑ	фаза синхронного детектора (сдвиг фазы синхронного детектора относительно модулированной накачки)
χ	фаза осцилляций Франца-Келдыша
τ	характерное время релаксации фотоэда
μ	приведенная масса электрона и дырки
V_s	поверхностный изгиб зон
V_m	величина фотоэда
I_p	интенсивность света накачки
U	электрическое напряжение
d	толщина слоя
E_g	ширина запрещенной зоны
F	напряженность электрического поля
R	коэффициент отражения света
A	амплитуда спектра фотоотражения

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1 Обзор литературы и постановка задачи.	7
§ 1.1 Эффект Франца-Келдыша и методы электромодуляционной спектроскопии.	7
§ 1.2 Встроенные электрические поля на поверхности и границах раздела полупроводниковых структур.	11
§ 1.3 Приготовление чистой поверхности GaAs(100) с помощью обработки в атмосфере водорода.	13
§ 1.4 Влияние адсорбции Cs на электронные свойства поверхности GaAs(100).	15
§ 1.5 Постановка задачи.	16
ГЛАВА 2 Методика эксперимента.	18
§ 2.1 Образцы.	18
§ 2.2 Спектроскопия фотоотражения.	21
§ 2.3 Фурье-анализ спектров фотоотражения.	21
§ 2.4 Фурье-анализ электрооптических спектров: влияние амплитуды модуляции.	26
§ 2.5 Методика приготовления и исследования поверхности GaAs в сверхвысоком вакууме.	29
ГЛАВА 3 Встроенные электрические поля в модельных GaAs структурах.	31
§ 3.1 Определение встроенных электрических полей и построение энергетической зонной диаграммы UN^+ структуры.	31
§ 3.2 Влияние фотоэдс на определение встроенных электрических полей методом спектроскопии фотоотражения.	35
§ 3.3 Изучение кинетики фотоэдс методом спектроскопии фотоотражения.	38
ГЛАВА 4 Влияние адсорбции водорода и цезия на электронные свойства поверхности GaAs(100).	42
§ 4.1 Эволюция изгиба зон и фотоэдс на поверхности GaAs(100) при прогревах в вакууме.	42
§ 4.2 Влияние прогрева в атмосфере водорода на электронные свойства поверхности GaAs(100).	43
§ 4.3 Влияние адсорбции цезия на электронные свойства поверхности GaAs(100).	46
Заключение	49
Список литературы	51

ВВЕДЕНИЕ

Тонкослойные эпитаксиальные структуры на основе полупроводниковых соединений A^3B^5 являются интересным объектом научных исследований и базой для создания ряда приборов: высокочастотных полевых транзисторов, фотоприемников, лазеров и фотоэмиттеров. Одним из главных факторов, определяющих физические свойства таких структур, являются электронные состояния, локализованные на поверхности и границах раздела между слоями. Локализованные состояния определяют величины встроенных электрических полей, вид энергетических зонных диаграмм, а также изменения свойств структур в неравновесных условиях, в том числе при фотовозбуждении. Эффективным методом определения встроенных электрических полей является спектроскопия фотоотражения (ФО). Метод ФО представляет собой бесконтактную форму электроотражения и основан на эффекте Франца-Келдыша, а также на модуляции величины встроенного электрического поля под действием модулированного светового пучка лазерной накачки. Величину встроенного электрического поля можно определить по периоду осцилляций Франца-Келдыша, которые наблюдаются в спектрах ФО при энергиях фотонов, превышающих ширину запрещенной зоны полупроводника. Проблемой метода ФО является то, что в измеряемые спектры могут одновременно давать вклад встроенные поля, соответствующие различным областям тонкослойной структуры. В результате получаются сложные, смешанные спектры ФО, из которых трудно извлечь количественную информацию. В связи с этим, актуальна разработка методов, позволяющих разделять вклады в спектры ФО от различных областей структуры и определять величины встроенных электрических полей.

Приготовление атомарно-чистой, упорядоченной поверхности GaAs с заданными электронными свойствами является необходимым условием для решения целого ряда научных и прикладных задач, в том числе для исследования процессов адсорбции и изготовления полупроводниковых фотоэмиттеров с отрицательным электронным средством. При разработке методов приготовления совершенных поверхностей полупроводников необходимо контролировать *in situ* не только состав и структуру, но также и электронные свойства поверхности, чему не всегда уделялось должное внимание. Эффективным бесконтактным методом для решения этой задачи в условиях сверхвысокого вакуума является спектроскопия фотоотражения.

Целью диссертационной работы является развитие метода спектроскопии фотоотражения для определения встроенных электрических полей на поверхности и внутренних границах раздела тонкослойных арсенид-галлиевых эпитаксиальных структур, построения зонных диаграмм таких структур, а также для совершенствования методов приготовления поверхности GaAs с заданными электронными свойствами.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы.

В первой главе излагается суть эффекта Франца-Келдыша - физического явления, лежащего в основе методики фотоотражения. Дается обзор экспериментальных и теоретических работ по фотоотражению. Рассмотрена проблема, связанная с одновременным влиянием на спектры фотоотражения встроенных полей на поверхности и границах раздела полупроводниковых структур. Далее в первой главе приводятся известные из литературы сведения о влиянии обработки в водороде, а также адсорбции цезия на электронные

свойства поверхности GaAs. В заключительном параграфе первой главы сформулированы задачи диссертационной работы.

Вторая глава посвящена методике эксперимента. Здесь описаны эпитаксиальные GaAs структуры, на которых проводились исследования, и автоматизированная установка для измерения спектров ФО. Центральное место занимает описание разработанной в данной работе методики Фурье-анализа осцилляций Франца-Келдыша (ОФК). Показано, что при анализе сложных, состоящих из нескольких вкладов электрооптических спектров данная методика позволяет определять величины встроенных электрических полей. Также показано, что методика Фурье-анализа ОФК может использоваться для бесконтактного определения величины фотоэдс на поверхности эпитаксиальных структур. Во второй главе описана методика приготовления атомарно-чистой поверхности GaAs и сверхвысоковакуумная установка, на которой проводились эксперименты.

Третья глава посвящена определению встроенных электрических полей в модельных эпитаксиальных структурах. Применение Фурье-анализа ОФК позволило определить величины поверхностных и интерфейсных полей в UN^+ структуре с тонким нелегированным верхним слоем и построить энергетическую зонную диаграмму этой структуры. На границе раздела буферного слоя n-GaAs с подложкой p^+ -GaAs обнаружено закрепление уровня Ферми на состояниях дефектов. Предложена бесконтактная методика определения величины поверхностной фотоэдс из спектров фотоотражения. На основании измеренной эволюции спектров ФО при изменении частоты модуляции света накачки определены характерные времена релаксации фотоэдс на поверхности и внутренней границе раздела структуры.

Четвертая глава посвящена изучению электронных свойств поверхности GaAs(100) в сверхвысоком вакууме методом фотоотражения. В первом параграфе приведены результаты измерения изгиба зон и фотоэдс на поверхности p-GaAs(100) при различных температурах прогрева в вакууме. Далее изучено влияние прогрева в атмосфере водорода на электронные свойства поверхности GaAs(100). Обнаружена пассивация донорных поверхностных состояний, вызванная адсорбцией водорода. В четвертой главе рассмотрены также изменения электронных свойств поверхности p-GaAs(100) при прогревах в вакууме после предварительной адсорбции цезия. Обнаружено, что предварительное нанесение цезия приводит к существенному уменьшению величины изгиба зон и фотоэдс на поверхности при последующих прогревах в вакууме.

В заключении приводятся основные результаты и выводы диссертации, указывается вклад автора в выполненную работу.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Фурье-анализ осцилляций Франца-Келдыша позволяет разделять вклады в спектрах фотоотражения от различных областей эпитаксиальных структур, определять величины встроенных электрических полей и восстанавливать энергетические зонные диаграммы таких структур.
2. Зависимости спектров фотоотражения и их Фурье-образов от частоты модуляции накачки позволяют определять времена релаксации фотоэдс на поверхности и внутренних границах раздела эпитаксиальных структур.
3. Прогрев p-GaAs в атмосфере водорода приводит к уменьшению изгиба зон и поверхностной фотоэдс, а последующий прогрев в вакууме восстанавливает исходные значения этих величин.

4. Предварительное нанесение цезия на обогащенную мышьяком поверхность p-GaAs(100) существенно расширяет диапазон изменений изгиба зон и поверхностной фотоэдс при последующих прогревах в вакууме.

Научная новизна работы состоит в следующем:

1. Предложен и развит метод Фурье-анализа электрооптических спектров, позволяющий определять встроенные электрические поля в различных областях тонкослойных эпитаксиальных структур.
2. Определены времена релаксации фотоэдс на поверхности и на границе буферного слоя с подложкой в эпитаксиальных UN^+ и UP^+ структурах.
3. Обнаружено обратимое изменение изгиба зон и фотоэдс на поверхности p-GaAs(100) при прогреве в атмосфере водорода и последующем прогреве в вакууме.
4. Обнаружен эффект увеличения вариаций изгиба зон и поверхностной фотоэдс в зависимости от температуры прогрева в вакууме As-обогащенной поверхности p-GaAs(100) после предварительной адсорбции цезия.

Научная и практическая ценность работы:

Использование методики Фурье-анализа осцилляций Франца-Келдыша позволяет: (а) определять величины всех встроенных электрических полей при анализе сложных электрооптических спектров, состоящих из нескольких вкладов; (б) автоматизировать обработку электрооптических спектров; (в) уменьшить влияние шума в измеренном спектре фотоотражения на точность определения электрического поля.

Обнаруженное в работе существенное расширение диапазона изменений электронных свойств поверхности p-GaAs(100) при прогревах в вакууме после прогрева в атмосфере водорода, а также после предварительного нанесения цезия, имеет практическое значение для совершенствования технологии полупроводниковых фотоэмиттеров с отрицательным электронным средством.

Апробация работы.

Основные результаты диссертационной работы докладывались на 6-ой международной конференции по модулированным полупроводниковым структурам (Гармиш-Партенкирхен, 1993), Европейско-американском семинаре по оптическим методам исследования электронных материалов (Галле, 1994), 5-ой международной конференции по формированию полупроводниковых интерфейсов (Принстон, 1995), 22-ом международном симпозиуме по полупроводниковым соединениям (Чеджу, 1995), 2-ой международной конференции по физике низкоразмерных структур (Дубна, 1995), 2-ой Российской конференции по физике полупроводников (Зеленогорск 1996), на семинарах ИФП СО РАН. По результатам диссертации опубликовано 9 работ [1,2,3,4,5,6,7,8,9].

Диссертация содержит 56 машинописных страниц, в том числе 28 рисунков и список литературы из 110 наименований.

ГЛАВА 1 Обзор литературы и постановка задачи.

§ 1.1 Эффект Франца-Келдыша и методы электромультипликативной спектроскопии.

Влияние электрического поля на оптические свойства полупроводников впервые было рассмотрено Францем [10] и Келдышем [11] в 1958г. Качественное объяснение этого эффекта проиллюстрировано на рис.1, где схематически показана энергетическая зонная диаграмма полупроводника, помещенного в однородное электрическое поле, волновые функции электрона и дырки, а также межзонные оптические переходы. Электрон и дырка, отражаясь от краев разрешенных зон, частично туннелируют в запрещенную зону. В результате становятся возможными оптические переходы при энергиях фотонов, меньших ширины запрещенной зоны материала, и в спектре поглощения в этой области наблюдается “хвост”. Интерференция падающих и отраженных от краев зон электронов и дырок приводит к появлению в спектре коэффициента поглощения осцилляций при энергиях фотонов, больших ширины запрещенной зоны материала. Эти осцилляции получили название осцилляций Франца-Келдыша (ОФК). Период ОФК зависит от величины встроенного электрического поля. Поскольку коэффициенты поглощения и отражения связаны с мнимой и действительной частью комплексной диэлектрической проницаемости материала, а мнимая и действительная часть связаны между собой соотношениями Крамерса-Кронига, то ОФК наблюдаются и в спектре коэффициента отражения.

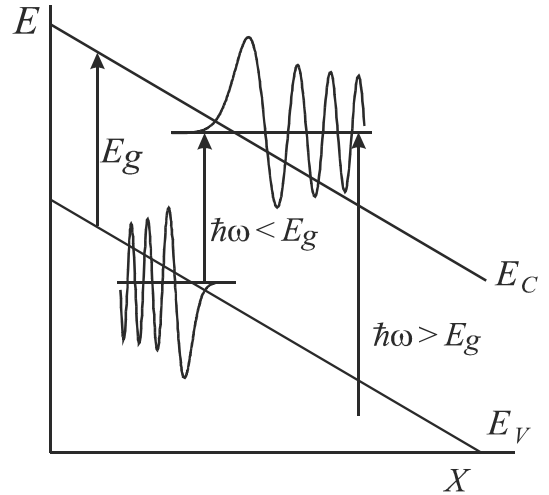


Рис. 1 Иллюстрация эффекта Франца-Келдыша: энергетическая зонная диаграмма, волновые функции носителей заряда и оптические переходы в полупроводнике, помещенном в однородное электрическое поле.

Подробный обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных влиянию электрического поля на оптические свойства полупроводников, дан в работах [12,13,14]. Одноэлектронная теория эффекта Франца-Келдыша развита в [15,16]. В этих работах получены выражения для изменений комплексной диэлектрической проницаемости материала $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ в электрическом поле вблизи критических точек энергетического спектра

$$\Delta\epsilon(F, E) = \epsilon(F, E) - \epsilon(0, E) = \Delta\epsilon_1(F, E) + i\Delta\epsilon_2(F, E) \quad (1.1)$$

где $\epsilon(F, E)$ - диэлектрическая проницаемость материала в присутствии электрического поля, $\epsilon(0, E)$ - диэлектрическая проницаемость материала без электрического поля. Для критической точки M_0 имеем:

$$\Delta\epsilon_1(F, E) = B \cdot \frac{(\hbar\theta)^{1/2}}{E^2} \cdot G(\eta) \quad (1.2)$$

$$\Delta\varepsilon_2(F, E) = B \cdot \frac{(\hbar\theta)^{1/2}}{E^2} \cdot F(\eta), \quad (1.3)$$

где $\hbar\theta = \left(\frac{\hbar^2 e^2 F^2}{2\mu} \right)^{1/3}$ - электрооптическая энергия, $\eta = \frac{E_g - E}{\hbar\theta}$, F -

напряженность встроенного электрического поля, E - энергия фотонов, E_g - ширина запрещенной зоны, e - заряд электрона, $\mu = 1/(1/m_e + 1/m_h)$ - приведенная масса электрона и дырки, B - константа, связанная с матричным элементом перехода, $F(\eta)$ и $G(\eta)$ - электрооптические функции I и II рода, соответственно:

$$F(\eta) = \pi [Ai'^2(\eta) - \eta Ai^2(\eta)] - \sqrt{-\eta} H(-\eta) \quad (1.4)$$

$$G(\eta) = \pi [Ai'(\eta)Bi'(\eta) - \eta Ai(\eta)Bi(\eta)] + \sqrt{\eta} H(\eta) \quad (1.5)$$

$H(x)$ - ступенчатая функция $H(x) = \begin{cases} 1 & x \geq 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases}$, Ai, Bi, Ai', Bi' - функции Эйри и их

производные, соответственно. Графики электрооптических функций приведены на рис. 2. Видно, что эти функции осциллируют при отрицательных значениях аргумента η (т.е. при $E > E_g$). При положительных η (т.е. при $E < E_g$) $F(\eta)$ и $G(\eta)$ быстро затухают, а при $\eta=0$ (т.е. $E=E_g$) имеют сингулярность в виде пика со скачком производной.

Относительные изменения коэффициента отражения материала, обусловленные электрическим полем, связаны с изменениями диэлектрической проницаемости следующим образом:

$$\frac{\Delta R}{R}(F, E) = \frac{R(F, E) - R(0, E)}{R(F, E)} = \alpha(E) \cdot \Delta\varepsilon_1(F, E) + \beta(E) \cdot \Delta\varepsilon_2(F, E), \quad (1.6)$$

где $\alpha(E) = \frac{\partial \ln R}{\partial \varepsilon_1}$ и $\beta(E) = \frac{\partial \ln R}{\partial \varepsilon_2}$ -

коэффициенты Серафина [17]. Следует отметить, что при энергиях фотонов вблизи ширины запрещенной зоны $\beta(E) \ll \alpha(E)$, и $\alpha(E)$ - слабо меняющаяся функция энергии.

Для количественного сопоставления эксперимента с теорией, необходимо учесть ряд дополнительных факторов, влияющих на форму линии электрооптических спектров, в том числе уширение спектра, обусловленное рассеянием носителей заряда; сложную структуру валентной зоны полупроводника; кулоновское взаимодействие электрона и дырки (экситонный эффект).

Рассеяние носителей заряда можно учесть феноменологически, с помощью параметра уширения Γ . Исходный спектр при этом сворачивается с лоренцевским контуром [18]:

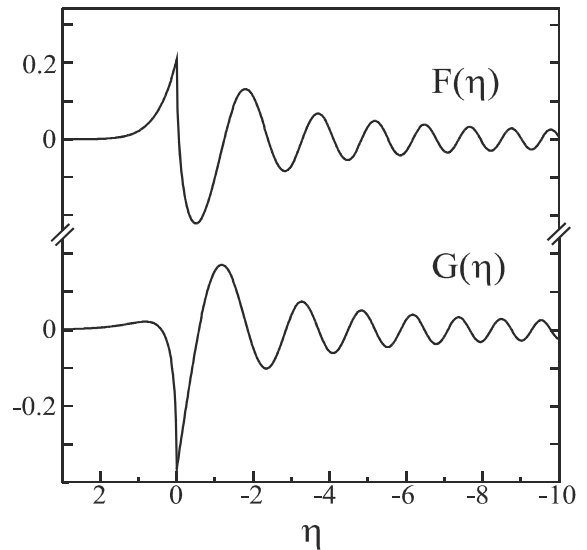


Рис. 2 Электрооптические функции I и II рода $F(\eta)$ и $G(\eta)$, соответственно.

$$\frac{\Delta R}{R}(F, E, \Gamma) = \frac{\Gamma}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\frac{\Delta R}{R}(F, E') dE'}{(E' - E)^2 + \Gamma^2} \quad (1.7)$$

Проведение процедуры свертки эквивалентно замене в формулах (1.4) и (1.5) аргумента η на комплексный аргумент $\eta + i\Gamma' = \frac{E - E_g + i\Gamma}{\hbar\theta}$ [19,20]. Учет рассеяния носителей заряда приводит к ббльшему затуханию осцилляций Франца-Келдыша, и при увеличении параметра уширения - к их полному исчезновению. При $\Gamma > 2.5 \hbar\theta$ форма линии электрооптических спектров перестает зависеть от величины встроенного электрического поля [12].

Наличие нескольких подзон приводит к различным типам оптических переходов из валентной зоны в зону проводимости. Как следствие, для кубических кристаллов со структурой цинковой обманки в изменениях диэлектрической проницаемости будет наблюдаться три вклада [21]:

$$\Delta\varepsilon(F, E) = \Delta\varepsilon_{lh}(F, E) + \Delta\varepsilon_{hh}(F, E) + \Delta\varepsilon_{so}(F, E) \quad (1.8)$$

где $\Delta\varepsilon_{lh}(F, E)$, $\Delta\varepsilon_{hh}(F, E)$ и $\Delta\varepsilon_{so}(F, E)$ - изменения диэлектрической проницаемости обусловленные переходами из подзон легких, тяжелых и спин-отщепленных дырок в зону проводимости, соответственно. Вклад, связанный со спин-отщепленной подзоной, сдвинут в сторону больших энергий фотонов относительно E_g , а вклады, связанные с подзонами легких и тяжелых дырок наблюдаются в одном спектральном диапазоне. Эти вклады будут иметь различный период осцилляций Франца-Келдыша, поскольку период зависит от эффективной массы дырки (формула (1.2)). Различие периодов приведет к биениям осцилляций Франца-Келдыша. Биения, связанные с переходами из различных подзон валентной зоны, впервые наблюдались в спектрах электроотражения германия [22,23,24].

Учет кулоновского взаимодействия электрона и дырки (экситонный эффект) при расчете формы линии электрооптического спектра является сложной задачей, не имеющей в общем случае аналитического решения [25,26,27]. Численные расчеты [28] показывают, что влияние экситонного эффекта на осцилляции Франца-Келдыша заключается в изменении амплитуды осцилляций при энергиях фотонов вблизи ширины запрещенной зоны и к изменению фазы осцилляций. При этом связь периода осцилляций с величиной напряженности электрического поля остается практически такой же, как и в одноэлектронном приближении [28].

Для определения напряженности встроенного электрического поля по периоду осцилляций Франца-Келдыша можно использовать асимптотическое выражение, выведенное в работе [29] для $(E - E_g)/\hbar\theta \gg 1$:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R}{R}(F, E) \approx & \frac{B\sqrt{\alpha(E)^2 + \beta(E)^2}(\hbar\theta)^{3/2}}{4(E - E_g)E^2} \exp\left[-\frac{2\Gamma(E - E_g)^{1/2}}{(\hbar\theta)^{3/2}}\right] \times \\ & \times \cos\left[\frac{4}{3}\left(\frac{E - E_g}{\hbar\theta}\right)^{3/2} + \chi\right] \end{aligned} \quad (1.9)$$

где χ - фаза ОФК.

Как видно из этой формулы, положение n -го экстремума осцилляций Франца-Келдыша E_n определяется следующим выражением:

$$\frac{4}{3} \frac{(E_n - E_g)^{3/2}}{(\hbar\theta)^{3/2}} + \chi = n\pi \quad (1.10)$$

По наклону зависимости величины $(3/4\pi)(E_n - E_g)^{3/2}$ от номера экстремума n можно определить величину электрооптической энергии $\hbar\theta$, а затем величину напряженности электрического поля F [12,14]. Как показывают модельные расчеты [14], значения полей, определенные из строгой теории и из асимптотического выражения, совпадают в пределах единиц процентов.

Относительные изменения коэффициентов отражения и поглощения в электрическом поле составляют величину 10^{-3} и менее, поэтому для регистрации этих изменений обычно используются модуляция величины поля и методика синхронного детектирования. Модуляция встроенного электрического поля может осуществляться приложением к образцу внешнего модулированного напряжения (электроотражение, электропоглощение) или освещением образца модулированным светом с энергией фотонов, превышающей ширину запрещенной зоны (фотоотражение, фотопоглощение). Методика фотоотражения проиллюстрирована на рис 3.

При освещении образца происходит генерация электрон-дырочных пар. Фотогенерированные носители заряда разделяются во встроенном электрическом поле и частично экранируют это поле. Поскольку интенсивность света модулирована во времени, то и величина напряженности встроенного электрического поля тоже оказывается модулированной. Одновременно со светом модулированной накачки, образец освещается пробным пучком света с перестраиваемой длиной волны для измерения спектра изменений коэффициента отражения.

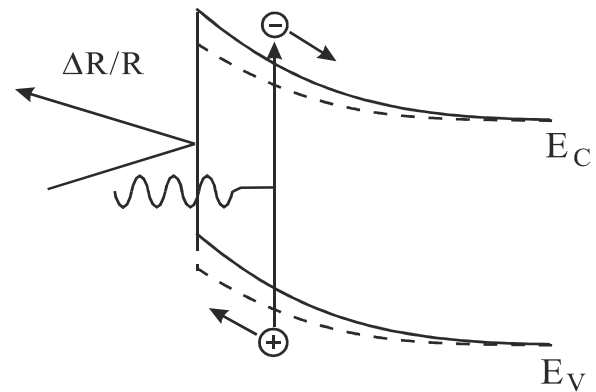


Рис. 3 Пояснение методики фотоотражения: энергетическая зонная диаграмма полупроводника без освещения (сплошная линия) и при освещении светом накачки (штриховая линия).

Режим полной модуляции встроенного электрического поля (до нулевого значения поля) при измерениях электрооптических спектров, как правило, не используется. Измерения проводятся в режиме модуляции встроенного поля F на величину $\delta F < F$. В случае фотоотражения величина модуляции поля связана с величиной фотоэдс V_m , вызываемой светом накачки. В работах [30,31] показано, что для малой модуляции изгиба зон $V_m \ll V_s$, амплитуда фотоотражения A пропорциональна величине фотоэдс:

$$A = K \cdot V_m \quad (1.11)$$

где K – коэффициент пропорциональности, который можно определить экспериментально (см. §3.2).

Поверхностная фотоэдс обусловлена экранированием поверхностного поля свободными фотовозбужденными электронами и дырками, а также захватом неравновесных носителей заряда на поверхностные состояния. Величина первого вклада в фотоэдс зависит главным образом от изгиба зон. Величина второго вклада зависит также от концентрации и сечений захвата соответствующих поверхностных состояний. Таким образом, по эволюции амплитуды спектра

фотоотражения можно судить об изменениях темпов захвата и рекомбинации неравновесных носителей заряда на поверхности.

Фотоэдс лежит в основе метода фотоотражения и одновременно является причиной систематической ошибки в определении величины встроенного электрического поля по спектрам ФО [32,33,34]. Действительно, если при измерении спектра фотоотражения встроенное поле F модулируется на величину δF , то из осцилляций Франца-Келдыша определяется усредненное по периоду модуляции поле, величина которого находится между значением поля в темноте F и при освещении светом накачки $F - \delta F$. В первом приближении «усредненное» поле равно $F - \delta F/2$, и ошибка в определении величины поля равна $\delta F/2$. Увеличение амплитуды модуляции поля приводит, следовательно, к увеличению ошибки в определении величины встроенного поля по периоду ОФК. Для учета этой систематической ошибки необходимы экспериментальные методы оценки величины фотоэдс.

§ 1.2 Встроенные электрические поля на поверхности и границах раздела полупроводниковых структур.

Благодаря поверхностным электронным состояниям, в полупроводнике, как правило, имеется приповерхностное встроенное электрическое поле. Именно оно обычно модулируется светом накачки и отвечает за возникновение сигнала фотоотражения. В эпитаксиальных полупроводниковых структурах на внутренних границах раздела тоже имеются встроенные электрические поля, обусловленные различиями в химическом составе и уровне легирования слоев, а также электронными состояниями, локализованными на границе раздела. Электрические поля на внутренних границах также могут модулироваться светом накачки и, следовательно, вносить вклад в спектры фотоотражения. Наличие нескольких вкладов приводит к сложным, «смешанным» спектрам, которые трудно интерпретировать и сопоставлять с теорией.

В гетеропереходах эпитаксиальные слои состоят из полупроводников с различной шириной запрещенной зоны, поэтому соответствующие вклады располагаются в различных спектральных областях. В этом случае особых сложностей в интерпретации спектров ФО и определении величин встроенных полей не возникает [35,36]. В гомопереходах вклады от поверхности и внутренних границ раздела находятся в одной спектральной области. Наложение вкладов от различных областей приводит к сложным, «смешанным» спектрам ФО [37,38], из которых трудно извлекать величины полей.

В работах [35] и [36] методом фотоотражения изучалась структура, предназначенная для изготовления биполярного транзистора на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs. В спектрах ФО наблюдались компоненты, связанные с коллекторной (GaAs) и эмиттерной (AlGaAs) частями структуры. Компоненты располагались в различных областях по энергии фотонов. Проведенный в [35] анализ зависимости амплитуды компонент от частоты модуляции света накачки позволил определить характерные времена изменения фотоэдс, которые оказались равными $\tau_s = 1.8 \times 10^{-4}$ с для эмиттерной и $\tau_k = 3.6 \times 10^{-3}$ с для коллекторной областей структуры.

Для анализа «смешанных» спектров фотоотражения, применялись различные приемы. Простым, но разрушающим методом является изучение эволюции спектров ФО при послойном травлении структуры [38]. Для образцов,

в которых внутренняя граница раздела располагается на расстоянии от поверхности, большем глубины поглощения пробного света, можно заметить изменения в соотношении амплитуд вкладов от поверхности и внутренней границы раздела при изменении угла наклона пробного луча света [39]. Другим приемом анализа «смешанных» спектров ФО является сравнение спектров, измеренных с использованием света накачки с различной длиной волны [40]. При этом, из-за разной глубины проникновения света накачки, изменяется соотношение амплитуд поверхностного и интерфейсного вкладов, что помогает идентифицировать принадлежность различных спектральных особенностей. Этот прием получил дальнейшее развитие в методике дифференциального фотоотражения [41,42]. В этой методике образец попеременно освещается двумя лучами накачки с различными длинами волн. Интенсивности лучей накачки подбираются таким образом, чтобы поверхностное поле не изменялось при изменении длины волны накачки. В этом случае в спектре ФО остаётся только вклад, соответствующий внутренней границе раздела.

Ранее в работе [37] для разделения вкладов от различных областей структуры нами была предложена методика фазового подавления. Эта методика основана на различиях кинетики изменения электрического поля в разных областях структуры и методике синхронного детектирования. Сигнал ФО на выходе синхронного детектора равен:

$$\Delta R = \frac{\Omega}{2\pi} \int_0^{1/\Omega} r(t) \sin(2\pi\Omega t + \vartheta) dt \quad (1.12)$$

где $r(t)$ – изменения коэффициента отражения во времени; Ω - частота модуляции света накачки; ϑ - сдвиг фазы синхронного детектора относительно модулированной накачки (в дальнейшем, для краткости, будем называть ϑ фазой синхронного детектора). Выделяя первую гармонику в периодической зависимости $r(t)$, получаем:

$$\Delta R = A \cos(\vartheta - \vartheta_R) \quad (1.13)$$

где ϑ_R - сдвиг фазы сигнала ФО относительно модулированной накачки (фаза сигнала ФО). Величина ϑ_R отражает кинетику изменений встроенного электрического поля. Если характерное время изменения встроенного электрического поля τ много меньше периода модуляции $\Omega\tau \ll 1$, то $\vartheta_R \approx 0^\circ$, а в случае $\Omega\tau \gg 1$ $\vartheta_R \approx -90^\circ$.

Для случая двух вкладов (В и С) с различными кинетиками изменений встроенного поля (и, следовательно, с различными значениями ϑ_R) формулу (1.13) можно переписать в виде суммы

$$\Delta R = B \cos(\vartheta - \vartheta_B) + C \cos(\vartheta - \vartheta_C) \quad (1.14)$$

где ϑ_B - фаза вклада В, а ϑ_C - фаза вклада С. Выбирая фазу синхронного детектора в противофазе с ϑ_B , т.е. $\vartheta = \vartheta_B + 90^\circ$, можно подавить вклад В и в чистом виде измерить вклад С. Для выбора подходящей фазы синхронного детектора не нужно многократно измерять спектры ФО при различных фазах СД. Достаточно измерить два «опорных» спектра ФО при различных фазах СД ϑ_1 и ϑ_2 . Спектр ФО при любой другой фазе СД ϑ можно выразить через опорные спектры по следующей формуле [37]:

$$\frac{\Delta R}{R}(\vartheta) = \frac{\Delta R}{R}(\vartheta_1) \sin(\vartheta_2 - \vartheta) / \sin(\vartheta_2 - \vartheta_1) + \frac{\Delta R}{R}(\vartheta_2) \sin(\vartheta_1 - \vartheta) / \sin(\vartheta_2 - \vartheta_1) \quad (1.15)$$

Методика фазового подавления, примененная в [37] к спектрам ФО структуры с дельта-легированным слоем, позволила разделить вклады от электрических полей в верхнем слое структуры и на границе раздела буферный слой-подложка.

Таким образом, наличие в спектре ФО вкладов, связанных с электрическими полями на поверхности и границах раздела полупроводниковых структур, приводит к трудностям в интерпретации спектров. Универсальной методики, позволяющей разделять различные вклады в спектрах ФО, в настоящее время не существует.

§ 1.3 Приготовление чистой поверхности GaAs(100) с помощью обработки в атмосфере водорода.

Приготовление чистой поверхности кристалла с заданной структурой и электронными свойствами является важнейшей задачей физики поверхности. Наиболее простым способом получения чистой поверхности GaAs(100) является термический прогрев в вакууме. Для удаления оксидов и углеродных загрязнений требуется прогрев образца при температуре 600÷650°C. К сожалению, в этом диапазоне температур начинается разложение поверхности, которое сопровождается генерацией структурных дефектов и обеднением поверхностного слоя по мышьяку.

При более низких температурах чистая, структурно упорядоченная поверхность GaAs(100) может быть получена *in situ*, в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [43], а также удалением защитного слоя мышьяка, нанесенного после выращивания методом МЛЭ [44,45]. Для решения многих научных и практических задач метод МЛЭ не подходит, поэтому активно разрабатывались методы, которые позволяют получать атомарно-чистую и структурно-упорядоченную поверхность после предварительной химической обработки GaAs при возможно более низких температурах прогрева в вакууме, чтобы избежать генерации дефектов [46,47,48,49,50].

Одним из наиболее перспективных низкотемпературных методов получения чистой и упорядоченной поверхности полупроводников является обработка в атомарном водороде [51,52,53,54,55,56,57,58,59,60]. Атомарный водород получают в плазме газового разряда [51,52,53,54,55,56], либо разложением молекулярного водорода на нагретой поверхности нити накала или капиллярной трубки [57,58,59,60].

Механизм взаимодействия атомарного водорода с оксидами мышьяка и галлия изучен в работах [58,59,60] и состоит в следующем. Сначала происходит реакция восстановления молекулярного мышьяка из оксидов и последующая его десорбция. Эта реакция идет уже при комнатной температуре. После удаления оксидов мышьяка на поверхности остается оксид галлия Ga₂O₃. В результате взаимодействия Ga₂O₃ с водородом при температуре около 200°C образуется оксид Ga₂O, который десорбируется при 350÷400°C. Механизм удаления углеродных загрязнений подробно не изучен. Вероятно, углерод удаляется благодаря образованию летучих углеводородов. Удаление оксидов с поверхности GaAs контролировалось методами электронной оже-спектроскопии [51,54,57] и

рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) [54,55,58]. Структурное качество поверхности контролировалось методом дифракции быстрых и медленных электронов [51,52,53,54,57,59,60].

Как показано в [53,55], при обработке GaAs(100) в водородной плазме происходит диффузия атомарного водорода в объём полупроводника на глубину порядка 1 мкм. Известно, что в объеме полупроводника водород может нейтрализовать («пассивировать») электронные состояния. Нейтрализация мелких донорных и акцепторных состояний приводит к уменьшению концентрации свободных носителей [53,61,62,63]. Нейтрализация глубоких примесей, являющихся центрами безизлучательной рекомбинации, приводит к увеличению интенсивности фотолюминесценции, достигающему в некоторых случаях 25 раз [61,64,65].

Обработка полупроводников в атмосфере водорода приводит также и к модификации поверхностных электронных состояний. В работе [66] при помощи ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии и измерения контактной разности потенциалов методом Кельвина обнаружено, что при обработке поверхности скола GaAs(110) в атмосфере атомарного водорода при температуре 140К происходит генерация поверхностных акцепторных состояний. Различия в эффективной величине барьера Шоттки Au/GaAs на образцах, прошедших и не прошедших обработку в водородной плазме [63], также свидетельствует об изменении энергетического спектра поверхностных электронных состояний.

Эффективным бесконтактным методом изучения электронных свойств поверхности в вакууме является спектроскопия фотоотражения. Метод ФО использовался для анализа изменений электронных свойств поверхности полупроводников при обработке в потоке ионов водорода [65] и в водородной плазме [67]. В работе [65] после обработки в потоке ионов водорода наблюдалось уменьшение амплитуды спектра ФО. Однако, в использованной авторами гетероструктуре, верхний AlGaAs слой не легировался, а тип и концентрация фоновых примесей неизвестны. Толщина верхнего слоя равнялась ≈ 1 мкм, что для приведенной оценки уровня фонового легирования $\sim 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ составляет величину, меньшую ширины области пространственного заряда. Все это в сочетании с возможностью нейтрализации водородом объемных электронных состояний, существенно осложняет интерпретацию полученных в [65] результатов. В частности, не представляется возможным разделить вклады в изменение спектра ФО от изменений электронных состояний на поверхности, в верхнем слое и на границе раздела между верхним и буферным слоями.

В работе [67] использовался образец n-GaAs с уровнем легирования около $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При обработке образца в водородной плазме происходило уменьшение периода осцилляций Франца-Келдыша и уменьшение амплитуды спектра ФО. В этом случае также невозможно отличить изменения в спектре ФО, связанные с изменениями поверхностных электронных состояний, от изменений, связанных с нейтрализацией приповерхностных донорных состояний и увеличением области пространственного заряда. Для изучения влияния водорода на поверхностные электронные состояния предпочтительны образцы с нелегированным верхним слоем.

Таким образом, обработка в атмосфере водорода позволяет получать чистую и упорядоченную поверхность GaAs(100) при температуре $350 \div 400^\circ \text{C}$. Большинство опубликованных работ посвящено технологическим аспектам получения атомарно чистой поверхности. Электронные свойства таких поверхностей остаются мало изученными.

§ 1.4 Влияние адсорбции Cs на электронные свойства поверхности GaAs(100).

Вопросы о микроскопической природе электронных состояний на поверхности чистых полупроводников и полупроводников с адсорбатами и о возможности целенаправленно изменять свойства этих состояний широко изучаются уже несколько десятилетий. Известно, что универсальных ответов на эти вопросы нет, и свойства поверхностных состояний существенным образом зависят от типа полупроводника и адсорбата, кристаллографической ориентации поверхности, её стехиометрии, структуры и способа приготовления [68,69,70,71].

В начале восьмидесятых годов, для объяснения результатов экспериментов по адсорбции ряда металлов (в том числе и цезия) на поверхность скола GaAs(110), Спайсером с сотрудниками [72,73] был предложен универсальный механизм образования состояний на поверхности полупроводников A^3B^5 с адсорбатами. Этот механизм заключается в генерации собственных дефектов поверхности (типа дефектов перестановки As_{Ga} и вакансий) за счет энергии, выделяющейся при адсорбции. Локализованные электронные состояния этих дефектов приводят к закреплению уровня Ферми в запрещенной зоне полупроводника. Согласно модели Спайсера, энергетическое положение этих состояний не должно зависеть от типа адсорбата, что хорошо соответствовало имеющимся на тот момент экспериментальным данным [72]. Позднее эта модель была распространена на поверхности с другими ориентациями и другие полупроводники A^3B^5 . Модель Спайсера долгое время была популярной, особенно среди экспериментаторов.

С развитием технологии эпитаксиального роста и приготовления атомарно-чистой поверхности появлялось все больше свидетельств того, что модель Спайсера не является универсальной [74,75,76,77,78]. Многократные обратимые изменения изгиба зон на поверхности GaAs при поочередной адсорбции цезия и кислорода, наблюдавшиеся при низкой [75,76] и при комнатной [77,78] температурах, свидетельствуют о доминировании адатом-индуцированных поверхностных состояний над состояниями, индуцированными собственными дефектами.

Строгое теоретическое описание адатом-индуцированных состояний является сложной, до конца не решенной задачей. Простое качественное рассмотрение основывается на сравнении потенциалов ионизации адатома и кристалла. Для цезия потенциал ионизации равен 3.89 эВ, что меньше потенциала ионизации арсенида галлия (5.5 эВ). Следовательно, в процессе адсорбции $6s$ -электрону цезия выгодно перейти в полупроводник. В результате на поверхности образуется положительно заряженный ион цезия. Таким образом, адсорбция атомов цезия индуцирует возникновение донорных поверхностных состояний. Учёт взаимодействия между адатомом и подложкой приводит к тому, что энергетический уровень Cs-индуцированного донорного состояния оказывается в запрещенной зоне GaAs [71].

Передача заряда от адатомов Cs к арсениду галлия приводит также к снижению величины электронного сродства. Это явление стало основой для создания высокоэффективных фотоэммитеров [79].

Эволюция положения уровня Ферми на поверхности полупроводников p и n -типа при увеличении степени покрытия адсорбатом проанализирована в [80]. При малой толщине покрытия ($\theta \approx 10^{-4} \div 10^{-2}$) адатомы однородно распределены по поверхности и изолированы друг от друга. Каждый атом адсорбата отдает электрон в объем полупроводника. Это приводит к зарядке поверхности и увеличению изгиба зон. Изменения изгиба зон будут происходить до того

момента, когда уровень Ферми на поверхности не достигнет индуцированного адсорбатом поверхностного уровня. При дальнейшем увеличении покрытия изменения положения уровня Ферми связаны с эволюцией положения адатом-индуцированного поверхностного уровня. Увеличение степени покрытия приводит к уменьшению расстояния между адатомами. При этом взаимодействие между поверхностными микродиполями приводит к понижению положения поверхностного уровня и, следовательно, к уменьшению изгиба зон. Такая эволюция изгиба зон при нанесении цезия на поверхность GaAs наблюдалась экспериментально при помощи фотоэлектронной спектроскопии [76] и спектроскопии фотоотражения [77,78].

Анализируя результаты, полученные в работах [77,78], можно заметить, что амплитуда изменений изгиба зон и поверхностной фотоэдс в первых циклах поочередной адсорбции цезия и кислорода увеличивается (см. рис. 3 работы [77]). Это увеличение особенно ярко проявилось при адсорбции цезия и кислорода на химически приготовленную непрогретую поверхность GaAs [81]. Следовательно, в противоречии с моделью Спайсера, адсорбция Cs и O₂ не только не приводит к образованию новых дефектов поверхности, закрепляющих уровень Ферми, но, возможно, уменьшает концентрацию существующих дефектов. Таким образом, можно предположить, что адсорбция цезия может способствовать уменьшению концентрации электронных состояний, фиксирующих уровень Ферми, и получению более совершенных поверхностей.

§ 1.5 Постановка задачи.

Проведенный анализ литературы позволяет сделать следующие выводы:

- Спектроскопия фотоотражения является эффективным бесконтактным оптическим методом определения величин встроенных электрических полей в эпитаксиальных структурах.
- В измеряемые спектры фотоотражения могут одновременно давать вклад встроенные электрические поля, соответствующие различным областям тонкослойной структуры, что приводит к сложным, смешанным спектрам. Нерешенной проблемой является расшифровка таких спектров и определение величин встроенных полей.
- Наряду со значениями встроенных электрических полей, метод фотоотражения может давать полезную информацию о процессах захвата и рекомбинации неравновесных носителей заряда на поверхности и внутренних границах раздела, поскольку амплитуда спектра ФО пропорциональна величине фотоэдс. Возможность определения коэффициента пропорциональности между этими величинами в настоящее время отсутствует, поскольку не развита бесконтактная методика оценки абсолютной величины фотоэдс по спектрам ФО.
- Перспективным низкотемпературным методом получения чистой и упорядоченной поверхности GaAs(100) является обработка в атмосфере водорода. Однако, в большинстве работ основное внимание уделяется технологическим аспектам получения атомарно чистой поверхности. Электронные свойства таких поверхностей остаются мало изученными.
- Анализ результатов, полученных в [77,78,81], позволяет предположить, что адсорбция цезия может способствовать уменьшению концентрации электронных состояний, фиксирующих уровень Ферми, и получению более совершенных поверхностей.

Цель данной диссертационной работы состоит в развитии метода спектроскопии фотоотражения для определения встроенных электрических полей на поверхности и внутренних границ раздела тонкослойных арсенид-галлиевых эпитаксиальных структур, построения зонных диаграмм таких структур, а также для совершенствования методов приготовления поверхности GaAs с заданными электронными свойствами. Для достижения указанной цели были поставлены следующие конкретные задачи.

1. Разработать методы анализа смешанных спектров фотоотражения, позволяющие разделять вклады от поверхности и внутренних границ раздела и определять величины встроенных электрических полей в эпитаксиальных структурах соединений A^3B^5 .

2. Определить встроенные электрические поля и построить энергетические зонные диаграммы тонкослойных арсенид-галлиевых структур.

3. Разработать бесконтактную оптическую методику оценки величины фотоэдс по спектрам фотоотражения.

4. Изучить кинетику фотоэдс в эпитаксиальных структурах методом спектроскопии фотоотражения. Определить времена релаксации фотоэдс на поверхности и на границе раздела с подложкой.

5. Изучить влияние прогрева в атмосфере водорода на электронные свойства поверхности GaAs(100).

6. Исследовать возможность уменьшения концентрации состояний, закрепляющих уровень Ферми на поверхности GaAs(100), путем адсорбции цезия перед прогревом в вакууме.

ГЛАВА 2 Методика эксперимента.

В этой главе описаны образцы, на которых проводились исследования, методика Фурье-анализа электрооптических спектров и методика приготовления атомарно-чистой поверхности; приведены схемы установки для измерения спектров фотоотражения и сверхвысоковакуумной установки, на которых проводились исследования электронных свойств поверхности.

§ 2.1 Образцы.

Неоднородность электрического поля в приповерхностной области пространственного заряда однородно легированных образцов приводит к быстрому затуханию осцилляций Франца-Келдыша. Это усложняет анализ электрооптических спектров и определение величин встроенных полей [12,30,82,83,84,85,86,87]. В данной диссертационной работе использовались арсенид-галлиевые эпитаксиальные UN^+ и UP^+ структуры с однородным встроенным полем [88]. Эти структуры состоят из тонкого нелегированного слоя (~ 100 - 250 нм), отделенного от подложки сильнолегированным буферным слоем. Схемы и энергетические зонные диаграммы UN^+ и UP^+ структур представлены на рис.4. Толщина верхнего слоя d много меньше длины экранирования в нелегированном GaAs, поэтому встроенное электрическое поле F в верхнем слое однородно.

Следует отметить, что основные закономерности в поведении изгиба зон, полученные в данной работе для UP^+ и UN^+ структур, должны выполняться и для однородно-легированных слоёв р и n-типа, если пренебречь взаимодействием поверхностных состояний с локализованными состояниями объемных примесей. Действительно, энергетические зонные диаграммы, к примеру, UP^+ структуры и однородно-легированного слоя р-типа схожи, поскольку в обоих случаях уровень Ферми в глубине полупроводника лежит вблизи потолка валентной зоны, а на поверхности его положение определяется энергетическим спектром и концентрацией поверхностных состояний. Правомерность такого подхода подтверждается результатами работы [77], в которой наблюдалось одинаковое поведение изгиба зон при поочередной адсорбции цезия и кислорода на поверхность UP^+ структуры и однородно-легированного р-GaAs. Далее в тексте диссертации UP^+ и UN^+ структуры для краткости часто называются образцами р и n-типа, соответственно.

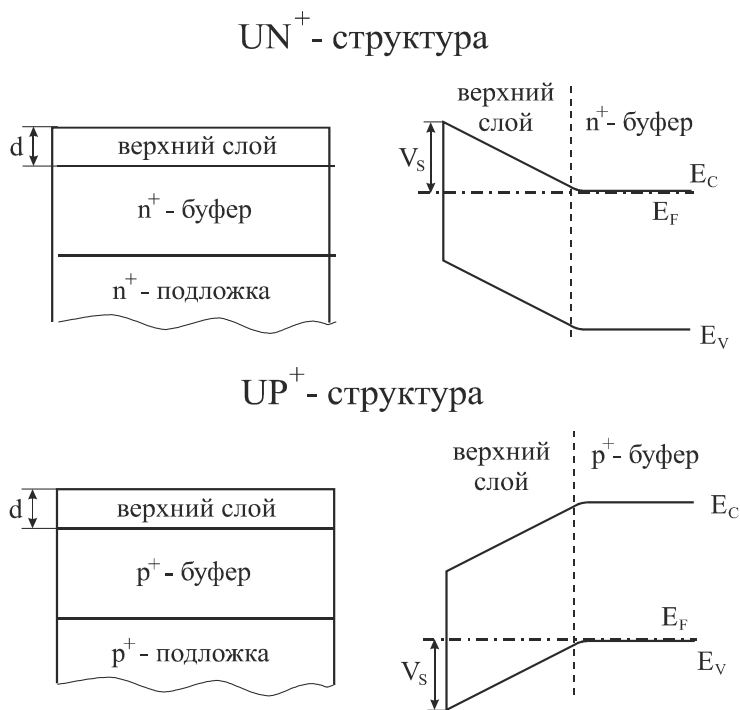


Рис. 4. UN^+ и UP^+ структуры и их энергетические зонные диаграммы

Для связи поверхностного изгиба зон V_s с величиной поля в UN^+ и UP^+ структурах обычно используется простая формула [32]:

$$V_s = F \cdot d + \frac{kT}{e} + \frac{\varepsilon F^2}{2eN} \quad (2.1)$$

где, d - толщина верхнего слоя, T - температура, k - постоянная Больцмана, ε - диэлектрическая проницаемость, N - уровень легирования буферного слоя. Эта формула получается из сшивки решения уравнения Пуассона для верхнего нелегированного слоя и легированного буферного слоя в приближении полного обеднения. Однако, при расчете поля в нелегированном верхнем слое необходимо учитывать диффузионное проникновение свободных носителей из буферного слоя в верхний слой. С учетом этого обстоятельства, в области верхнего слоя, прилегающей к границе раздела верхний слой – буфер, поле является неоднородным. Для того чтобы корректно определить профили поля и потенциала в UN^+ (UP^+) структуре, мы численно решили уравнение Пуассона. Первым граничным условием являлась величина напряженности электрического поля на поверхности, а вторым - непрерывность электрического поля на границе раздела верхний слой - буфер. Ход потенциала в буферной области рассчитывался в модели Гаррэтта-Браттайна [89]. Полученная зависимость величины поверхностного изгиба зон V_s от величины напряженности

электрического поля на поверхности F_s представлена на рис. 5 сплошной линией. Расчет проводился для толщины верхнего слоя 100 нм, уровень легирования буферного слоя предполагался равным $4.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Остаточная концентрация примесей в верхнем слое равная $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ приводит изменению поверхностного изгиба зон на величину менее 1.5% по сравнению со значением, рассчитанным для нулевой концентрации остаточных примесей. Штриховой линией на рисунке показан результат расчета, проведенного по формуле (2.1). Видно, что при значениях напряженности поля на поверхности $F_s > 35 \text{ кВ/см}$ для расчета изгиба зон можно пользоваться формулой (2.1) (ошибка при расчете составляет менее 1%), а при меньших значениях напряженности поля необходимо учитывать диффузию свободных носителей из буферного слоя в верхний слой. На рис. 5 также показана энергетическая зонная диаграмма UN^+ структуры

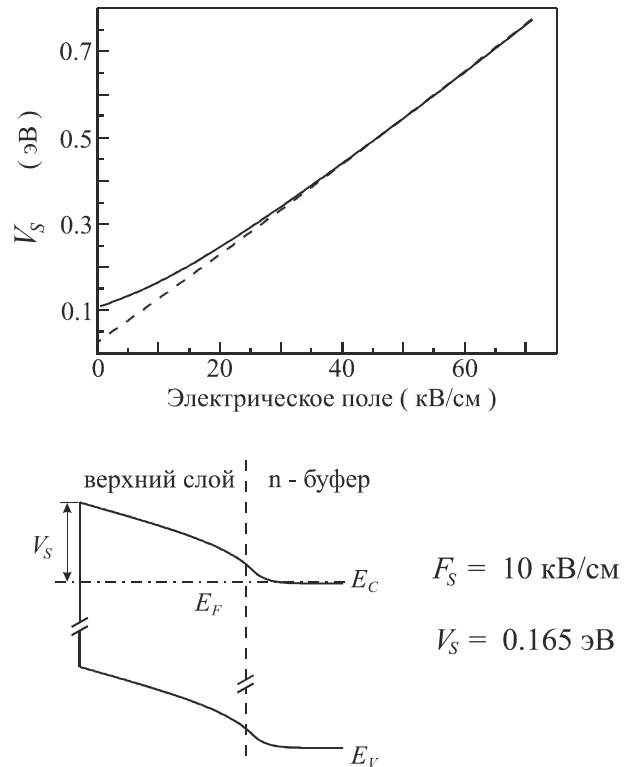


Рис. 5 Зависимость изгиба зон V_s от величины напряженности электрического поля на поверхности для UN^+ и UP^+ структур. Уровень легирования буферного слоя $4.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, толщина верхнего слоя 100 нм. Штриховой линией показан результат расчета по формуле (2.1). Ниже приведена энергетическая зонная диаграмма UN^+ структуры, рассчитанная для значения напряженности электрического поля на поверхности $F_s = 10 \text{ кВ/см}$.

для $F_s=10$ кВ/см. Видно, что зонная диаграмма содержит скачок потенциала вблизи границы раздела верхний слой - буфер. При $F_s>35$ кВ/см этот скачок пренебрежимо мал по сравнению с V_s . Соответствующая энергетическая зонная диаграмма представлена на рис. 4. Следует также отметить, что уменьшение уровня легирования буферного слоя уменьшает скачок потенциала. Например, для уровня легирования буфера 1×10^{17} см⁻³ использование формулы (2.1) дает ошибку менее 1% при напряженности поля на поверхности $F_s>20$ кВ/см.

Использованные в данной работе структуры имели толщину верхнего слоя GaAs $d=100$ нм. UN⁺ структура выращивалась на арсенид-галлиевой подложке легированной оловом до уровня 1×10^{18} см⁻³. Толщина буферного слоя GaAs составляла 800 нм, уровень легирования кремнием - 4.5×10^{17} см⁻³. UP⁺ структура выращивалась на арсенид-галлиевой подложке, легированной цинком до уровня 2×10^{18} см⁻³. Толщина буферного слоя GaAs составляла 1000 нм, уровень легирования бериллием - 2×10^{18} см⁻³.

Для проверки методики определения амплитуды модуляции встроенного поля, в диссертационной работе также использовалась р-і-п диодная структура (рис. 6), выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке n⁺-GaAs. Структура состояла из слоя n⁺-GaAs толщиной 1000 нм, легированного кремнием до уровня 2.4×10^{18} см⁻³, нелегированного слоя GaAs толщиной 400 нм и верхнего слоя р⁺-GaAs толщиной 200 нм, легированного бериллием до уровня 2.4×10^{18} см⁻³. Зонная диаграмма такой структуры приведена на рис. 6. Величина однородного поля в нелегированном слое структуры изменяется приложением внешнего напряжения между р- и n- слоями. Для измерения спектров электроотражения на поверхности ростовой шайбы были созданы меза-структуры, схематически показанные на рис. 6. Каждая меза-структура имела диаметр 450 мкм. При этом центральная область меза-структуры, незакрытая золотым контактом, имела диаметр 350 мкм.

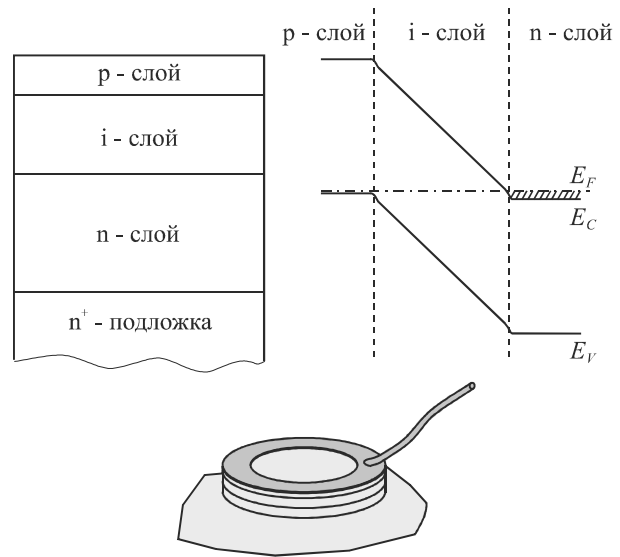


Рис. 6 р-і-п диодная структура, её энергетическая зонная диаграмма и меза-структура для измерения спектров электроотражения.

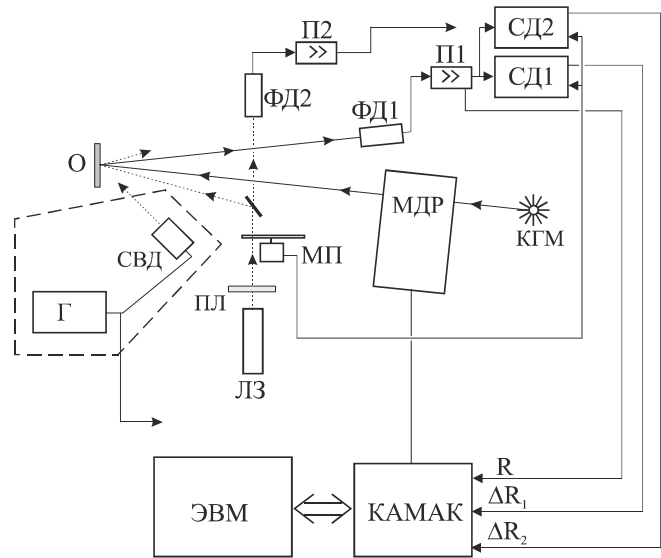


Рис. 7 Схема установки для измерения спектров фотоотражения. Обозначения приведены в тексте.

§ 2.2 Спектроскопия фотоотражения.

Схема установки для измерения спектров фотоотражения приведена на рис. 7. В качестве источника пробного монохроматического света использовалась галогенная лампа накаливания КГМ-150 (КГМ), свет от которой проходил через монохроматор МДР-23 (МДР). Отраженный от образца (О) пробный пучок фокусировался на кремниевый фотодиод (ФД1). В качестве световой накачки использовался гелий-неоновый лазер (ЛЗ). Перед лазером был установлен поляризатор (ПЛ), который позволял изменять интенсивность падающего на образец света накачки. Изменения интенсивности регистрировались при помощи фотодиода (ФД2) и преобразователя ток-напряжение (П2). Интенсивность лазерного пучка модулировалась механическим прерывателем (МП) с частотой 430 Гц. Для измерений спектров фотоотражения при различной частоте модуляции в качестве источника света накачки использовался светодиод (СВД) с длиной волны излучения 670 нм. Частота модуляции интенсивности излучения задавалась генератором (Г), подключенным к светодиоду. Сигнал с кремниевого фотодиода (ФД1), пропорциональный коэффициенту отражения образца, через преобразователь ток-напряжение (П1) подавался на два фазочувствительных нановольтметра UNIPAN-232В (СД1 и СД2). Переменная составляющая сигнала регистрировалась на частоте модуляции с помощью методики синхронного детектирования. Встроенным фазовращателем нановольтметры настраивались на две различные фазы синхронного детектора ϑ_1 и ϑ_2 . Отметим, что в переменной составляющей сигнала на выходе преобразователя П1 помимо фотоотражения также присутствовал сигнал фотолюминесценции. Интенсивность фотолюминесценции, попадающая на фотодиод, измерялась при перекрытом пробном пучке и в дальнейшем вычиталась из измеряемого полного сигнала фотоотражение + фотолюминесценция. Постоянная составляющая сигнала с преобразователя ток-напряжение (П1), пропорциональная коэффициенту отражения, а также сигналы с выходов синхронных детекторов подавались на вход аналого-цифрового преобразователя через электронный коммутатор. Длина волны света, выходящего из монохроматора, изменялась поворотом дифракционной решетки с помощью модуля управления шаговым двигателем. Управление установкой осуществлялось при помощи ЭВМ.

§ 2.3 Фурье-анализ спектров фотоотражения.

Одной из основных задач методики фотоотражения является определение величин встроенных электрических полей. Определение величины электрического поля путем подгонки экспериментального спектра фотоотражения теоретическим является сложной задачей, поскольку теория должна учитывать уширение спектра из-за рассеяния носителей заряда, соотношение V_m/V_s , неоднородность поля в области пространственного заряда. Учет этих обстоятельств приводит к появлению в формуле для расчета теоретического спектра интегралов, значительно увеличивающих время вычисления и затрудняющих процедуру подгонки. Для структур с встроенным однородным электрическим полем расчеты упрощаются, поскольку не надо интегрировать по координате вглубь образца. При малой амплитуде модуляции поля $\delta F/F \ll 1$ расчет можно еще упростить, разлагая выражение (1.6) для $-\eta \ll (F/\delta F)^2$ в ряд Тейлора по F , и ограничиваясь только первым членом разложения:

$$\frac{\delta R}{R}(F, \delta F, E) \approx \delta F \cdot \frac{\partial \left(\frac{\Delta R}{R}(F, E) \right)}{\partial F} =$$

$$= \delta F \frac{B(\hbar\theta)^{1/2}}{3E^2 F} \cdot \left[\alpha \cdot \left(G(\eta) - 2\eta \frac{\partial G(\eta)}{\partial \eta} \right) + \beta \cdot \left(F(\eta) - 2\eta \frac{\partial F(\eta)}{\partial \eta} \right) \right] \quad (2.2)$$

Здесь для зависимости $\Delta R/R(F, E)$ использованы формулы (1.2) и (1.3).

На рис. 8(а) сплошной линией приведен спектр фотоотражения UN⁺ структуры, измеренный при комнатной температуре и интенсивности света накачки 0.09 мВт/см². В спектре наблюдается большое количество осцилляций Франца-Келдыша и ясно проявляются биения, связанные с наличием оптических переходов из различных подзон валентной зоны. Крестиками показан результат подгонки экспериментального спектра теорией, рассчитанной по формуле (2.2). Учет рассеяния носителей заряда проводился по формуле (1.7). Подгоночными параметрами являлись напряженность электрического поля F , соотношение амплитуд вкладов с участием тяжелых и легких дырок $C = B_{hh}/B_{lh}$ и параметр уширения Γ . Использовались следующие значения параметров полупроводника: ширина запрещенной зоны $E_g = 1.428$ эВ, значения эффективных масс $m_e = 0.067m_0$ для электрона, $m_l = 0.082m_0$ - для легкой дырки и $m_h = 0.51m_0$ - для тяжелой дырки. Результатом подгонки являются значения $F = 51.4$ кВ/см, $C = 2.7$, $\Gamma = 0.5 \hbar\theta$. Видно, что теория хорошо описывает эксперимент, за исключением области энергий фотонов близких к ширине запрещенной зоны, где экситонный эффект приводит к отличиям от одноэлектронной теории. Отличия эксперимента от теории в области больших энергий фотонов ($E > 1.7$ эВ) связаны с тем, что в этой области плохо выполняется условие применимости формулы (2.2) $-\eta \ll (F/\delta F)^2$.

Из-за сложности и трудоемкости расчета теоретического спектра

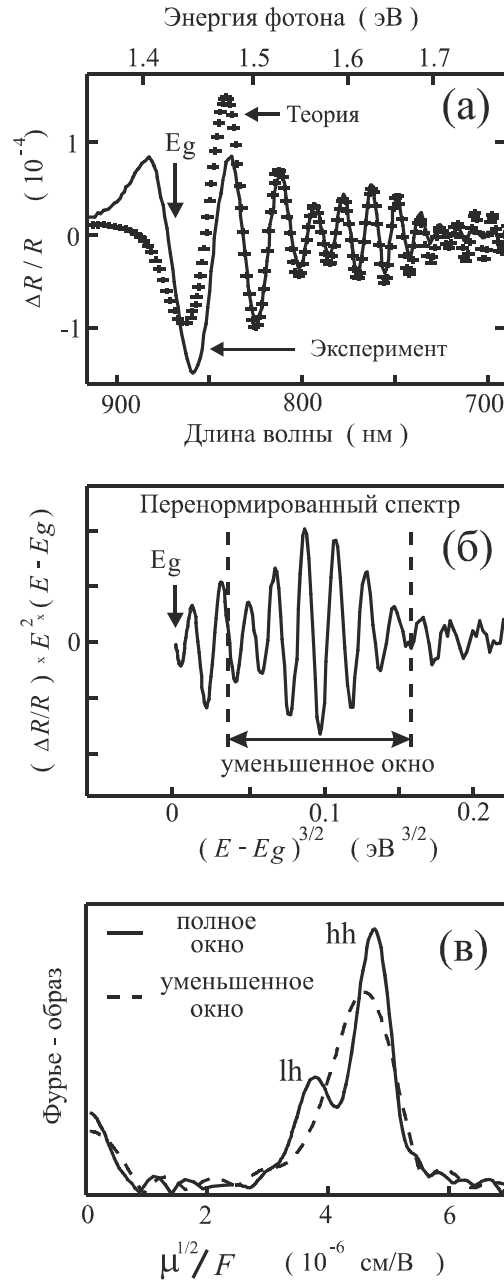


Рис. 8 (а) Измеренный (сплошная линия) и рассчитанный по формуле (2.2) (крестики) спектры фотоотражения UN⁺ структуры. Параметры расчета приведены в тексте. (б) Измеренный спектр, перестроенный по формуле (2.3). Штриховыми линиями показано уменьшенное окно для Фурье-преобразования. (в) Модуль Фурье-преобразования, проведенного по полному окну (сплошная линия) и по уменьшенному окну (штриховая линия).

фотоотражения, величина встроенного электрического поля обычно определяется по положению экстремумов осцилляций Франца-Келдыша с использованием асимптотического выражения (1.9). Применение данной методики к спектру ФО, показанному на рис. 8(а), проиллюстрировано на рис. 9. На этом рисунке кружками показана зависимость величины $(3/4\pi)(E_n - E_g)^{3/2}$ от номера экстремума n . Видно, что зависимость хорошо описывается прямой линией, проведенной по методу наименьших квадратов. Согласно формуле (1.10), наклон этой прямой определяет величину встроенного электрического поля. Хотя в спектре ФО имеется два вклада, обусловленных переходами с участием как тяжелых, так и легких дырок, для определения величины электрического поля в формулу (1.10) нужно подставлять приведенную массу тяжелой дырки. Это связано, во-первых, с тем что матричный элемент перехода с участием тяжелых дырок больше матричного элемента перехода с участием легких дырок. Во-вторых, положение экстремумов в спектре, состоящем из двух компонент с разным периодом осцилляций, определяется главным образом осцилляциями с меньшим периодом (в нашем случае это ОФК, соответствующие переходам из подзоны тяжелых дырок). На рис. 9 влияние вклада, связанного с легкими дырками, проявляется в виде небольших систематических отклонений от прямой линии зависимости $(3/4\pi)(E_n - E_g)^{3/2}$ от номера экстремума n . Величина электрического поля, определенная по наклону прямой линии на рис. 9 и формуле (1.10) составляет $F = 51.3 \pm 0.4$ кВ/см, что совпадает с точностью $\sim 1\%$ со значением, полученным при помощи сопоставления экспериментального спектра с теорией.

В данной работе использование асимптотического выражения (1.9) получило дальнейшее развитие: для определения величины встроенного электрического поля был применен Фурье-анализ осцилляций Франца-Келдыша. Поскольку ОФК являются аperiодическими по энергии фотонов, перед процедурой Фурье-анализа необходимо перенормировать измеренный спектр. Перенормировка заключается в использовании нового аргумента $z = (E - E_g)^{3/2}$ и умножении спектра на величину $E^2 (E - E_g)$ для компенсации затухания. Как видно из формулы (1.9) перенормированное выражение

$$\gamma(z) = \frac{\Delta R}{R}(z) \cdot (E - E_g) \cdot E^2 \quad (2.3)$$

представляет собой гармоническую функцию. Частота ν функции $\gamma(z)$ может быть определена при помощи Фурье преобразования:

$$\Phi(\nu) = \int_{z_1}^{z_2} \gamma(z) \exp(-i\nu z) dz, \quad (2.4)$$

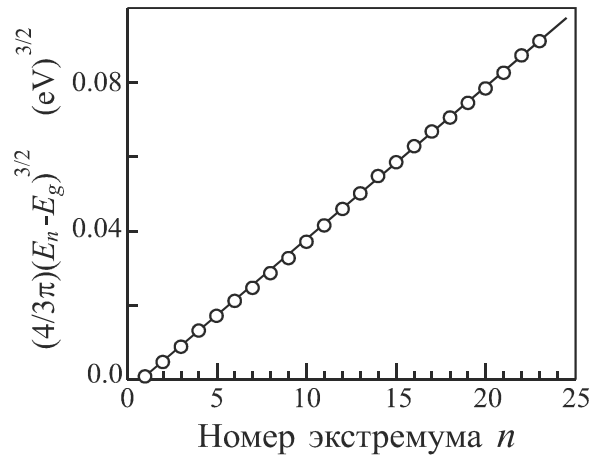


Рис. 9 Зависимость величины $(4/3\pi)(E_n - E_g)^{3/2}$ от номера экстремума n осцилляций Франца-Келдыша спектра фотоотражения, представленного на рис.8(а). Прямая линия проведена по методу наименьших квадратов, ее наклон определяет величину напряженности электрического поля.

где $z_1 = (E_1 - E_g)^{3/2}$ и $z_2 = (E_2 - E_g)^{3/2}$ левая и правая границы области интегрирования. Конечность области интегрирования при проведении Фурье-преобразования аналогична умножению на функцию окна

$$w(z) = \begin{cases} 1 & \text{при } z_1 < z < z_2 \\ 0 & \text{при } z > z_2 \text{ и } z < z_1 \end{cases} \quad (2.5)$$

В итоге

$$\Phi(\nu) = \int_{z_1}^{z_2} \gamma(z) \cdot \exp(-i\nu z) dz = \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(z) \cdot w(z) \cdot \exp(-i\nu z) dz \quad (2.6)$$

Из свойств Фурье-преобразования следует [90], что

$$\Phi(\nu) = \mathfrak{F}(\nu) * W(\nu) \quad (2.7)$$

где $\mathfrak{F}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(z) \cdot \exp(-i\nu z) dz$ и $W(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} w(z) \cdot \exp(-i\nu z) dz$ суть Фурье-

образы функций $\gamma(z)$ и $w(z)$, соответственно, а знак $*$ обозначает операцию свертки. Проведя операцию свертки, для гармонической функции $\gamma(z)$ с частотой ν_0 , получим $Mod[\Phi(\nu)] = A \cdot Mod[W(\nu - \nu_0)]$. То есть форма линии модуля Фурье-образа определяется формой линии модуля Фурье-образа функции окна. Для прямоугольного окна (формула (2.5)) модуль Фурье-образа имеет вид:

$$Mod[W(\nu)] = \left| \frac{\sin[\nu \cdot (z_2 - z_1)]}{\nu} \right| \quad (2.8)$$

Эта функция имеет центральный пик при $\nu=0$ и дополнительные эквидистантные пики (боковые лепестки) с амплитудой, убывающей как $1/\nu$. Следовательно, положение максимального пика в модуле Фурье-образа $\Phi(\nu)$ совпадает с частотой ν_0 гармонической функции. Для осцилляций Франца-Келдыша частота ν_0 прямо связана с величиной электрического поля:

$$\nu_0 = \frac{4}{3(\hbar\theta)^{3/2}} = \frac{4\sqrt{2}}{3\hbar e} \cdot \frac{\sqrt{\mu}}{F} \quad (2.9)$$

Если в электрооптическом спектре присутствует несколько вкладов, соответствующих различным электрическим полям, то функция $\gamma(z)$ есть линейная комбинация гармонических функций. В этом случае в модуле Фурье-образа каждому вкладу будет соответствовать пик, положение которого определяется величиной соответствующего электрического поля. Поскольку период осцилляций Франца-Келдыша определяется не только величиной электрического поля, но и значением приведенной массы электрона и дырки, то вкладам, связанным с переходами электронов из различных подзон валентной зоны, соответствуют различные частоты ν . Следовательно, в модуле Фурье-образа должны присутствовать два пика, соответствующих одному значению напряженности электрического поля, но разным значениям приведенной массы.

Процедура Фурье-анализа проиллюстрирована на рис. 8(б) и (в). На рис. 8(б) показан спектр фотоотражения после перенормировки по формуле (2.3). Результат расчета модуля Фурье-преобразования, проведенного по формуле (2.4), показан на рис. 8(в). Сплошной линией показан результат Фурье-преобразования, проведенного по всему спектру фотоотражения, а штриховой линией - по части

спектра, ограниченной штриховыми вертикальными линиями на рис. 8(б). В модуле Фурье-образа видны два основных пика, соответствующие переходам электронов из подзон легких и тяжелых дырок. Относительное положение этих пиков соответствует известным значениям приведенных масс [91]. Пики меньшей амплитуды связаны с боковыми лепестками Фурье-образа функции окна. Наличие пика, соответствующего нулевой частоте, связано с неполной компенсацией сигнала фотолюминесценции при измерении спектра фотоотражения. Величина напряженности электрического поля, определенная по положению пиков, равняется $F = 51.3 \pm 0.2$ кВ/см. Таким образом, мы имеем совпадение с точностью $\sim 1\%$ величин полей, полученных тремя способами: (а) при сопоставлении формы линии экспериментального спектра с численным расчетом; (б) с помощью Фурье-анализа ОФК; и (в) по положению экстремумов осцилляций Франца-Келдыша. Совпадение результатов (а) и (б) доказывает правомерность использования асимптотического выражения для ОФК. Совпадение результатов (б) и (в) оправдывает использование приведенной массы тяжелых дырок в упрощенной методике определения величины встроенного поля.

Рассмотрим подробнее результаты Фурье-преобразования, представленные на рис. 8(в). В Фурье-образе, представленном штриховой линией, видна только одна широкая линия. Это связано с уменьшением окна Фурье-преобразования (рис. 8(б)). Действительно, ширина линии в Фурье-образе обратно пропорциональна размеру окна Фурье-преобразования [90]. Уменьшая окно, мы увеличиваем полуширину пиков, связанных с переходами электронов из различных подзон валентной зоны. Когда полуширина пиков увеличится до значения близкого к расстоянию между пиками, в Фурье-образе проявляется одна широкая линия. Как видно из рис. 8(в) эта линия несимметрична (вклад, связанный с переходами из подзоны легких дырок, проявляется в виде плеча), а максимум пика практически совпадает с положением пика, связанного с переходами из подзоны тяжелых дырок. Из этого следует, что если в Фурье-образе вклады, связанные с переходами из различных подзон валентной зоны, не разделяются, то, как и в случае определения поля по положению экстремумов ОФК, для расчета величины встроенного электрического поля следует брать приведенную массу электрона и тяжелой дырки.

Использование Фурье-анализа для определения величины встроенного электрического поля имеет ряд преимуществ по сравнению со стандартной методикой определения поля по положению экстремумов ОФК. Во-первых, Фурье-анализ проводится быстро и не требует проведения трудоемкой, «ручной» процедуры определения положения экстремумов. Это позволяет ускорить обработку измеренных спектров, проводя ее непосредственно во время эксперимента. Во-вторых, Фурье-анализ фильтрует высокочастотные шумы, поэтому величина электрического поля для шумных спектров определяется с большей точностью, чем при использовании стандартной методики. Это преимущество проиллюстрировано на рис. 10.

На рисунке (а) приведены два спектра фотоотражения UP^+ структуры. Спектр 2 был измерен при освещении образца добавочным немодулированным светом с энергией фотонов, превышающей ширину запрещенной зоны, и интенсивностью $I_b = 40$ мВт/см². Из рис. 10(б) видно, что величины встроенных электрических полей определяются по положениям пиков в Фурье-образе с практически одинаковой точностью как для гладкого (кривая 1), так и для зашумленного спектров (кривая 2). Ясно виден сдвиг положения пика в Фурье-образе, обусловленный поверхностной фотоэдс.

Главным преимуществом Фурье-анализа является возможность определения величин всех встроенных электрических полей при анализе сложного спектра, состоящего из нескольких вкладов. Эту возможность Фурье-анализа иллюстрирует показанное на рис. 8 (в) разделение вкладов, обусловленных переходами электронов из различных подзон валентной зоны. Как будет показано в третьей главе, для разделения вкладов в спектрах ФО Фурье-анализ наиболее эффективен в комбинации с методикой фазового подавления [37].

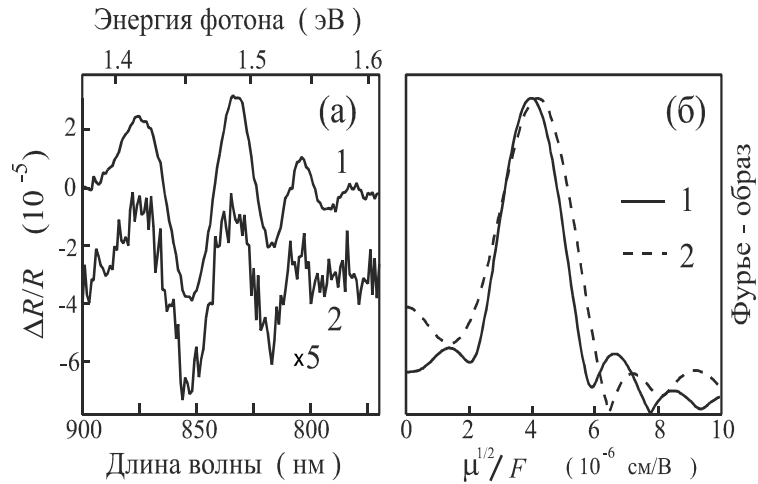


Рис. 10 Фильтрация шума Фурье-преобразованием. (а) Спектры фотоотражения UP+ структуры и (б) их Фурье-образы. Спектр 2 измерен при освещении образца добавочным пучком света. Фурье-образы нормированы на максимум. Положения пиков в Фурье-образе определяются с одинаковой точностью как для гладкого (1), так и для зашумленного (2) спектра.

§ 2.4 Фурье-анализ электрооптических спектров: влияние амплитуды модуляции.

В методике фотоотражения электрическое поле модулируется между значениями в темноте F и при освещении образца светом накачки $F - \delta F$. В результате измеряется следующая величина:

$$\frac{\delta R}{R}(F, \delta F, E) = \frac{R(F, E) - R(F - \delta F, E)}{R(F, E)} = \frac{\Delta R}{R}(F, E) - \frac{\Delta R}{R}(F - \delta F, E) \quad (2.10)$$

Согласно (2.10), измеренные спектры ФО содержат два набора осцилляций Франца-Келдыша, соответствующих полям F и $F - \delta F$, поэтому в Фурье-образе спектра фотоотражения должны наблюдаться два пика. Для выяснения возможности определения величин F и δF нами был проведен анализ Фурье-образов модельных электрооптических спектров и экспериментально измеренных спектров электроотражения p-i-n диодной структуры. Для расчета модельных спектров $\delta R/R$ использовались формула (1.9) с величиной параметра уширения $\Gamma=0$ и коэффициентами Серафина, не зависящими от энергии фотонов:

$$\frac{\Delta R}{R}(F) = \frac{R(F) - R(0)}{R} \sim \frac{(\hbar\theta)^{3/2}}{(E - E_g) E^2} \sin \left[\frac{4}{3} \left(\frac{E - E_g}{\hbar\theta} \right)^{3/2} \right] \quad (2.11)$$

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{R(F + F_m) - R(F - F_m)}{R} = \frac{\Delta R}{R}(F + F_m) - \frac{\Delta R}{R}(F - F_m) \quad (2.12)$$

Эти формулы соответствуют методике электроотражения, когда встроенное поле F модулируется внешним гетерополярным напряжением прямоугольной формы с амплитудой F_m . На рис. 11(а) показаны спектры, рассчитанные для различных значений F_m при фиксированной величине встроенного электрического поля $F=40$ кВ/см. На рис. 11(б) приведены мнимая часть $\text{Im}(FT)$, реальная часть $\text{Re}(FT)$ и модуль $\text{Mod}(FT)$ Фурье-образов спектров, представленных на рис. 11(а). Спектры для $F_m=1.25$ кВ/см нарисованы сплошной линией, для 2.5 кВ/см - точками, для 5.0 кВ/см - штриховой линией. Для ясности в модельном спектре учитывался только вклад, связанный с переходами из подзоны тяжелых дырок. Видно, что увеличение амплитуды модуляции электрического поля F_m приводит к более быстрому затуханию ОФК. Кроме того, появляются биения, характерные для двух гармоник с близкими частотами. При максимальной амплитуде модуляции модуль Фурье-образа расщепляется на два пика. Для меньших амплитуд модуляции имеется только один пик, хотя его ширина увеличивается с увеличением F_m . Реальная часть Фурье-образа имеет симметричную форму и, как и для модуля Фурье-образа, расщепление пиков происходит только при максимальной амплитуде модуляции. Мнимая часть Фурье-образа имеет асимметричную форму, причем положения основных положительного и отрицательного пиков для всех амплитуд модуляции совпадают с хорошей точностью со значениями $F+F_m$ и $F-F_m$. Эти значения показаны на рисунке стрелками. В частности, для максимальной амплитуды модуляции расстояние между пиками совпадает с $2 \cdot F_m=10.0$ кВ/см с точностью 1%. Для меньших амплитуд модуляции $F_m=2.5$ кВ/см и $F_m=1.25$ кВ/см расстояние между экстремумами превышает ожидаемое на 10% и 20%, соответственно. Это отличие связано с собственной шириной пиков, которая определяется затуханием ОФК. Если собственная ширина пика превышает F_m , то расстояние между положительным и отрицательным экстремумами в $\text{Im}(FT)$ будет определяться уже не величиной $2 \cdot F_m$, а собственной шириной пика. Поэтому влияние собственной ширины уменьшается с увеличением F_m .

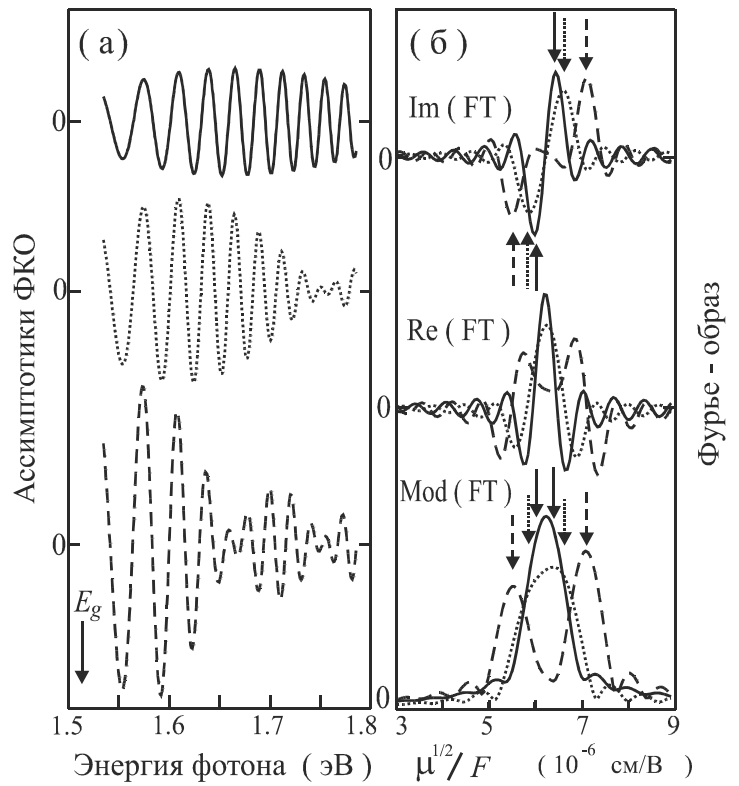


Рис. 11 (а) Асимптотики электрооптических спектров, рассчитанные по формулам (2.10) и (2.11) для трёх значений амплитуды модуляции электрического поля: $F_m= 1.25$ кВ/см (верхняя часть, сплошная линия), $F_m = 2.5$ кВ/см (средняя часть, точки), $F_m = 5.0$ кВ/см (нижняя часть, штриховая линия). Среднее значение электрического поля F равно 40 кВ/см. (б) Мнимая $\text{Im}(FT)$, реальная $\text{Re}(FT)$ часть и модуль $\text{Mod}(FT)$ Фурье-образов спектров, показанных на рис.(а). Сплошная линия, точки и штриховая линия соответствуют $F_m = 1.25$ кВ/см, 2.5 кВ/см и 5.0 кВ/см. Пары стрелок показывают соответствующие значения $F \pm F_m$.

Таким образом, модельные вычисления показывают, что величина модуляции F_m может быть определена с помощью Фурье-анализа ОФК. Для экспериментального подтверждения этой возможности мы применили методику Фурье-анализа к спектрам электроотражения (ЭО) р-і-п структуры, измеренным с различной амплитудой модуляции. Спектры были измерены при $T=77$ К. В р-і-п структуре электрическое поле в нелегированном слое, заключенном между сильнолегированными слоями р- и n-типа, однородно. При измерении спектров электроотражения к структуре прикладывалось постоянное обратное смещение U_b и модулирующее гетерополярное напряжение прямоугольной формы амплитудой U_m . При этом поле изменялось от $F+U_m/d$ до $F-U_m/d$, где $F \approx (E_g + U_b)/d$ - поле в нелегированном слое структуры без модулирующего напряжения. Спектры, измеренные при $U_b=0.2$ В и трех значениях $U_m=0.05$ В, 0.1 В, 0.2 В, показаны на рис. 12(а) сплошной линией, точками и штриховой линией, соответственно. Значения U_m соответствуют величинам F_m , использованным в модельных вычислениях. На рис. 12(б) приведены: Mod(FT) и асимметричная компонента Фурье-образа спектров ЭО, представленных на рис. 12(а).

Во всех спектрах ЭО, показанных на рис. 12(а), наблюдается большое количество экстремумов осцилляций Франца-Келдыша и видны биения, связанные с интерференцией ОФК, обусловленных переходами из подзон легких и тяжелых дырок. Как и для модельных спектров, при увеличении амплитуды модуляции наблюдается увеличение амплитуды спектра ЭО и более быстрое затухание ОФК. Для наименьшего U_m (сплошная линия) в модуле Фурье-образа видны два пика, связанные с переходами из различных подзон валентной зоны. По их положению, с использованием значений соответствующих эффективных масс, было определено значение электрического поля в нелегированном слое структуры $F=38.7$ кВ/см. Для большего значения U_m (пунктирная линия) в модуле Фурье-образа наблюдается уширение пиков. Для максимального значения U_m (штриховая линия) пик, связанный с переходами из подзоны тяжелых дырок,

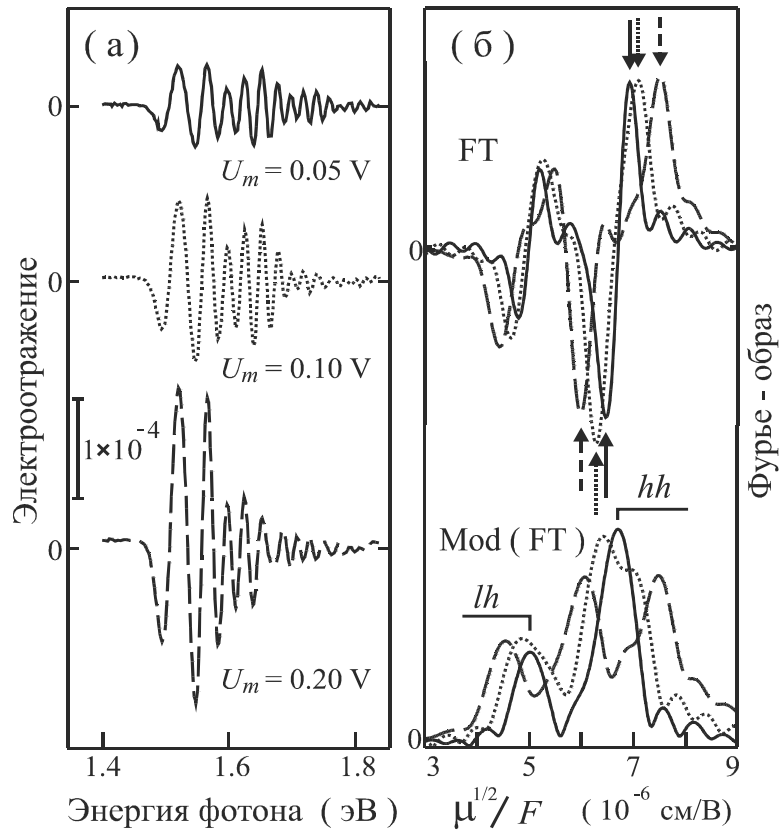


Рис. 12 (а) Спектры электроотражения, измеренные на р-і-п структуре при обратном смещении $U_b=0.2$ В и различных амплитудах модуляции потенциала $U_m = 0.05$ В, 0.1 В и 0.2 В показаны сплошной линией, точками и штриховой линией, соответственно.

(б) Фурье-образ спектров электроотражения, приведенных на рис. (а). Верхняя часть: Асимметричная компонента комплексного Фурье-образа. Пары стрелок показывают положения экстремумов, связанных с переходами электронов из подзоны тяжелых дырок. Нижняя часть: Модуль Фурье-образа.

расщепляется на два. Из сравнения рис. 11 и рис. 12 видно, что экспериментальные результаты находятся в хорошем соответствии с модельными. Для всех трех кривых расстояние между положительными и отрицательными пиками асимметричной компоненты Фурье-образа совпадает с точностью 15% со значениями, рассчитанными из величин U_m .

Таким образом, модельные вычисления и экспериментальные результаты показывают, что детальный анализ Фурье-образов осцилляций Франца-Келдыша позволяет определить величину модуляции электрического поля при измерении электрооптических спектров. Применение этой методики для измерения величины поверхностной фотоэдс в модельных GaAs структурах будет рассмотрено в § 3.2.

§ 2.5 Методика приготовления и исследования поверхности GaAs в сверхвысоком вакууме.

Приготовление чистой поверхности GaAs для изучения в высоком вакууме её электронных свойств проводилось по «низкотемпературной» HCl-методике [48,49]. Эта методика включает химическую обработку образца, загрузку в сверхвысоковакуумную установку и термическую очистку в вакууме. Химическая обработка образцов заключалась в следующем. После обезжиривания в кипящем изопропиловом спирте, образец загружался в перчаточный бокс, заполненный сухим азотом. В боксе образец обрабатывался в растворе HCl в изопропиловом спирте в течение 30 секунд, затем промывался последовательно в трех растворах чистого изопропилового спирта и высушивался в потоке азота. Такая обработка приводила к удалению оксидов и обогащению поверхности мышьяком [48]. Затем образец крепился на металлическом держателе и помещался в герметичный транспортный контейнер (ГТК) [92]. Держатель образца был предварительно отожжен в вакууме и помещен в ГТК без контакта с атмосферой лаборатории. ГТК отсоединялся от бокса и устанавливался на шлюзовой камере (2) сверхвысоковакуумной установки, схема которой приведена на рис. 13. Последовательной откачкой роторным (3), охлаждаемым цеолитовым (4) и магнитоэлектрическими (5,6) насосами в шлюзовой камере достигалось давление 10^{-5} Па. После этого магнитной штангой (8) образец на держателе переносился в основную камеру (7). Основная камера была оборудована титановым

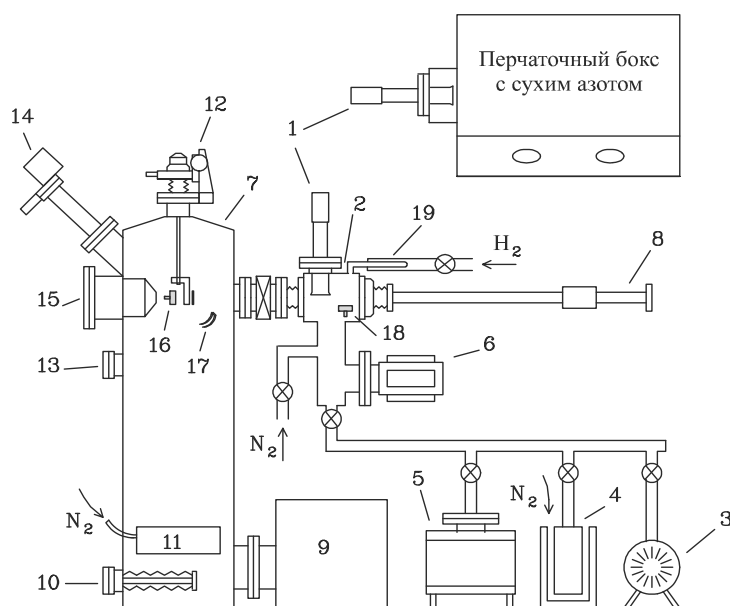


Рис. 13 Схема сверхвысоковакуумной установки. Цифрами обозначены: герметичный транспортный контейнер (1), шлюзовая камера (2), роторный (3), цеолитовый (4) и магнитоэлектрические (5,6,9) насосы, основная камера (7), магнитная штанга (8), титановый сублимационный насос (10), криопанель (11), манипулятор (12), вакууметр (13), масс-спектрометр (14), Оже-спектрометр (15), радиационные нагреватели (16,18), источники цезия (17), палладиевый фильтр (19).

сублимационным насосом (10) с охлаждаемой жидким азотом криопанелью (11) и магниторазрядным насосом (9). Базовое давление в камере составляло 5×10^{-9} Па. Давление измерялось с помощью вакуумметра ВМБ-1/8-001 (13). Основная камера также была оборудована масс-спектрометром РОМС-4 (14), Оже-спектрометром 09-ИОС-3 (15) и источниками цезия (17). Поток цезия получался термическим разложением хромата цезия. Предварительный отжиг держателя образца проводился при помощи радиационного нагревателя (16).

После загрузки образца в основную камеру проводилась термическая очистка образца прямым пропусканием тока. Прогрев при температуре $T > 350^\circ\text{C}$ приводил к десорбции избыточного мышьяка и получению атомарно-чистой поверхности [49]. Температура образца измерялась по спектрам диффузного отражения. В этой методике образец освещается монохроматическим светом и с помощью фотодиода, расположенного вне зеркально отраженного луча, измеряется спектр коэффициента диффузного отражения [93]. При энергиях фотонов E , превышающих ширину запрещенной зоны E_g , наблюдается диффузное отражение только от передней поверхности образца. При $E < E_g$ свет доходит до задней, более шероховатой, поверхности образца, поэтому в спектре диффузного отражения при $E \approx E_g$ наблюдается особенность в виде ступени. Температура образца определялась по энергетическому положению ступени в спектре и известной температурной зависимости ширины запрещенной зоны в GaAs [94].

Для экспериментов с прогревом образца в атмосфере водорода в шлюзовую камеру через палладиевый фильтр (19), нагретый до 450°C , напускался водород. Прогрев образца осуществлялся при помощи радиационного нагревателя (18).

Для измерения спектров фотоотражения пробный луч света от монохроматора и луч света накачки, направлялись на образец через окно, расположенное на основной камере сверхвысоковакуумной установки. Через это же окно выводился отраженный от образца пробный луч. Схема установки для измерения спектров ФО была аналогична схеме, приведенной на рисунке 7. Единственным отличием было использование монохроматора МДР-12 вместо монохроматора МДР-23. Все спектры фотоотражения измерялись после остывания образца до комнатной температуры.

Основные результаты и выводы главы 2.

1. При расчете энергетических зонных диаграмм модельных UN^+ и UP^+ структур необходимо учитывать диффузионное проникновение свободных носителей из сильнолегированного буферного слоя в верхний нелегированный слой. Для значений напряженности электрического поля в верхнем слое $F < 20$ кВ/см диффузионное проникновение свободных носителей приводит к возникновению в области границы раздела скачка потенциала, сравнимого по величине с поверхностным изгибом зон

2. Фурье-анализ осцилляций Франца-Келдыша позволяет определять величину встроенных электрических полей. По сравнению с традиционным методом определения величины поля по положению экстремумов ОФК, Фурье-анализ обладает рядом преимуществ, главным из которых является возможность определения величин всех встроенных электрических полей при анализе сложного спектра, состоящего из нескольких вкладов.

3. Детальный анализ Фурье-образов осцилляций Франца-Келдыша позволяет определить величину модуляции электрического поля при измерении электрооптических спектров.

ГЛАВА 3 Встроенные электрические поля в модельных GaAs структурах.

Данная глава посвящена изучению встроенных электрических полей в модельных арсенид галлиевых UN^+ и UP^+ структурах методом спектроскопии фотоотражения. Применение фазового подавления и Фурье-анализа ОФК, проведенное в § 3.1, позволило определить встроенные электрические поля в UN^+ структуре и построить её зонную диаграмму. В параграфе 3.2 рассмотрен вопрос о влиянии фотоэдс на величину электрического поля, определяемую по периоду ОФК. Кинетика изменений фотоэдс при измерении спектров ФО рассмотрена в § 3.3.

§ 3.1 Определение встроенных электрических полей и построение энергетической зонной диаграммы UN^+ структуры.

В данном параграфе проиллюстрировано главное достоинство Фурье-анализа ОФК - возможность определения всех встроенных электрических полей при анализе сложного спектра, состоящего из нескольких вкладов. На рис. 14(а) показан спектр фотоотражения, измеренный на той же UN^+ структуре, что и спектр ФО, показанный на рис. 8(а), но при большей интенсивности света накачки $I_p = 3 \text{ мВт/см}^2$ (для спектра ФО на рис. 8(а) $I_p = 0.09 \text{ мВт/см}^2$). Из рис. 14(а) видно, что форма осцилляций Франца-Келдыша искажена по сравнению с ОФК на рис. 8(а). Искажение связано с появлением в спектре ФО дополнительного вклада. Этот вклад предположительно связан с электрическими полями на внутренней границе раздела буферного слоя с подложкой, в дальнейшем будем называть его буферным. Вклад, связанный с электрическим полем в верхнем слое структуры, будем называть поверхностным. Основным отличием Фурье-образа спектра ФО, измеренного при большей интенсивности накачки, является появление нового пика, связанного с буферным вкладом. По положению этого пика мы определили величину электрического поля на границе буферного слоя с подложкой $F_{буф} = 140 \text{ кВ/см}$.

Изменение соотношения поверхностного и буферного вкладов при увеличении интенсивности накачки обусловлено сублинейной зависимостью фотоэдс от интенсивности света. Благодаря поглощению

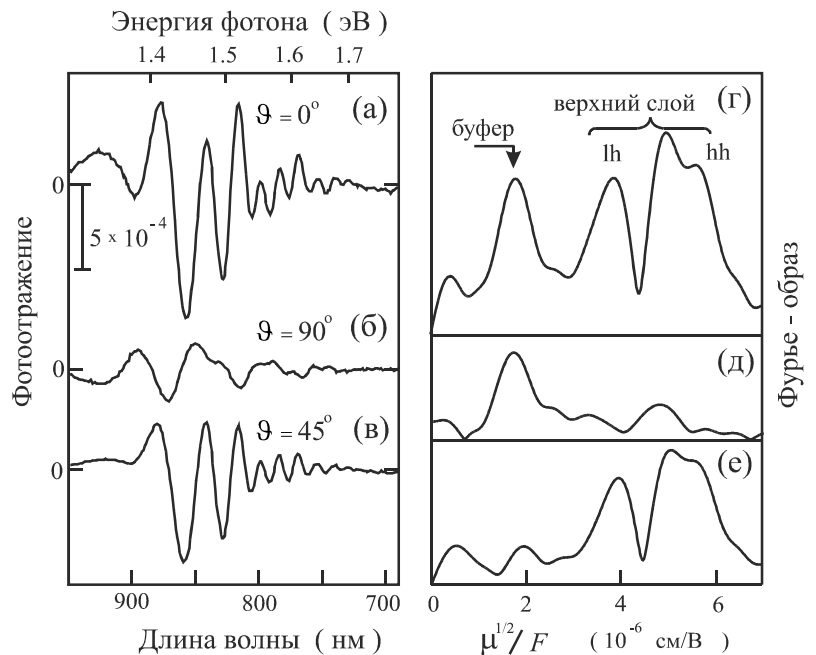


Рис. 14 Разделение вкладов в спектре фотоотражения UN^+ структуры методами Фурье-анализа и фазового подавления. Спектры фотоотражения (а,б,в) измерены при различных значениях фазы синхронного детектора: (а) $\vartheta = 0^\circ$ (в фазе с накачкой, смешанный спектр ФО); (б) $\vartheta = 90^\circ$ (в противофазе с накачкой, выделен буферный вклад); (в) $\vartheta = 45^\circ$ (выделен поверхностный вклад). На рис. (г), (д) и (е) показаны Фурье-образы спектров, представленных на рис. (а), (б) и (в), соответственно.

света в верхних слоях структуры, поверхностный вклад насыщается быстрее, чем буферный, поэтому амплитуда буферного вклада возрастает по отношению к поверхностному вкладу при увеличении интенсивности накачки.

Наряду с Фурье-анализом ОФК, для разделения буферного и поверхностного вкладов нами была применена методика фазового подавления [37]. Показанные на рис. 14 (а)-(в) спектры фотоотражения были измерены при частоте модуляции накачки 430 Гц и различных фазах синхронного детектора ϑ . На рис. 14(а) приведен спектр ФО, измеренный в фазе с накачкой $\vartheta=0^\circ$. В этом спектре видно наличие и поверхностного и буферного вкладов. Соответствующий Фурье-образ (рис. 14(г)) содержит пики приблизительно равной амплитуды, связанные с поверхностным и буферным вкладами. Спектр ФО, приведенный на рис. 14(б), измерен в противофазе с накачкой $\vartheta=90^\circ$. Видно, что форма линии спектра существенно отличается от формы линии поверхностного вклада (например, рис. 8 (а)). Из сравнения Фурье-образов (г) и (д) видно, что изменение фазы синхронного детектора с $\vartheta=0^\circ$ на $\vartheta=90^\circ$ приводит к сильному (в 6 раз) подавлению пиков, связанных с поверхностным вкладом, а амплитуда пика, соответствующего буферному вкладу, уменьшается менее чем в 2 раза. Это означает, что для данной частоты модуляции, поверхностный вклад является «быстрым», т.е. успевает отслеживать изменения интенсивности накачки. Буферный вклад запаздывает по времени относительно накачки, что приводит к сдвигу фазы сигнала ФО на величину $\vartheta_0 \approx -45^\circ$. На рис. 14 (в) показан спектр фотоотражения, измеренный в противофазе с буферным вкладом. Видно, что в Фурье-образе этого спектра (рис. 14(е)) доминирует дублет поверхностного вклада, а пик, связанный с буферным вкладом подавлен.

Для подтверждения гипотезы о происхождении буферного вклада в спектре ФО UN^+ структуры нами были проведены эксперименты, в которых измерялась эволюция спектров ФО при последовательном утонении структуры. Утонение структуры производилось путем обработки в травителе с калиброванной скоростью травления.

После удаления верхнего нелегированного слоя электрическое поле в приповерхностной области становится неоднородным, что приводит к исчезновению осцилляций Франца-Келдыша в поверхностном вкладе. На рис. 15 представлены выделенный методикой фазового подавления поверхностный вклад спектра ФО, измеренного при толщине буферного слоя $d_{буф}=700$ нм, и спектр ФО n^+ -подложки. Видно, что оба спектра имеют одинаковую форму линии, характерную для сильнолегированного материала.

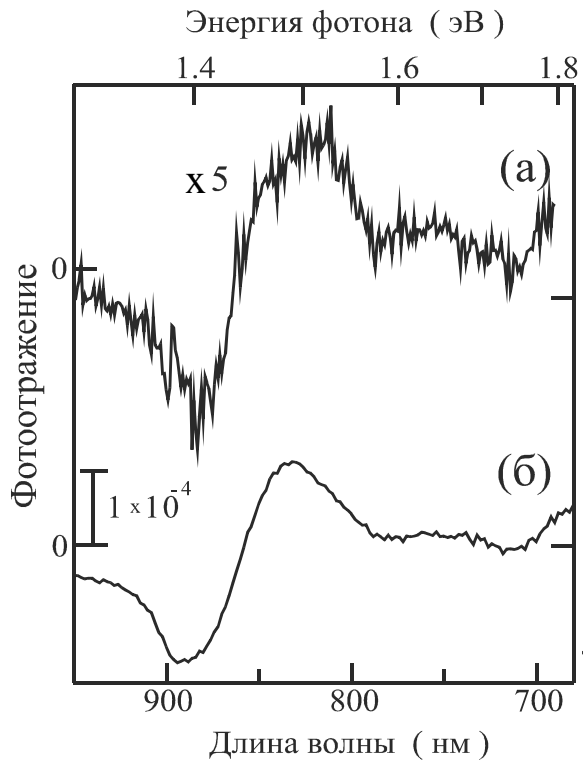


Рис. 15 (а) Выделенный с помощью методики фазового подавления поверхностный вклад спектра фотоотражения UN^+ структуры. Спектр измерен после утонения структуры до толщины буферного слоя равной 700 нм. (б) Спектр фотоотражения n^+ -подложки, измеренный после стравливания верхнего и буферного слоев UN^+ структуры.

Спектры фотоотражения UN^+ структуры, измеренные после удаления верхнего слоя, при постепенном утонении буферного слоя, представлены на рис. 16(а)-(г). Спектры измерялись при интенсивности накачки $I_p = 3 \text{ мВт/см}^2$ и фазе синхронного детектора $\vartheta = 0^\circ$. Фурье-образы спектров фотоотражения показаны на рис. 16 (д)-(з). Основной пик в Фурье-образе отвечает буферному вкладу. Из рис. 16 видно, что при уменьшении толщины буферного слоя амплитуда буферного вклада возрастает, в то время как расположенная вблизи нулевой частоты область в Фурье-образе практически не изменяется. Эта область связана с поверхностным вкладом. Форма линии поверхностного вклада совпадает с формой линии спектра ФО n^+ -подложки (рис. 16(г)), Фурье-образ которого представлен на рис. 16 (з). Видно, что в этом Фурье-образе преобладает нулевая частота. Рост амплитуды буферного вклада при уменьшении $d_{\text{буф}}$ связан с тем, что модуляция электрического поля на границе раздела буфер-подложка происходит за счет фотонов света накачки, поглощенных в области границе раздела. Уменьшение толщины буферного слоя вызывает увеличение поглощения фотонов света накачки в этой области. После удаления буферного слоя спектр ФО радикально изменяется, осцилляции Франца-Келдыша исчезают (рис. 16(г)). Это доказывает связь буферного вклада с электрическими полями на границе раздела буфер-подложка. Помимо увеличения амплитуды буферного вклада, при уменьшении $d_{\text{буф}}$, в спектрах ФО наблюдается увеличение периода ОФК, а Фурье-образе наблюдается сдвиг положения пика в сторону больших электрических полей. Этот сдвиг нельзя объяснить влиянием фотоэдс, поскольку при утонении структуры фотоэдс увеличивается, и измеряемое поле должно не увеличиваться, а уменьшаться.

Уменьшение интенсивности света накачки при неизменной толщине буферного слоя действительно приводило к увеличению определяемой величины электрического поля. Увеличение измеряемого поля при утонении структуры можно объяснить тем, что на границе раздела буферный слой-подложка имеются встроенные электрические поля как со стороны буфера, так и со стороны подложки. Эти поля различаются не только по направлению, но и по величине, причем поле со стороны подложки больше, чем поле со стороны буфера. Тогда по спектрам ФО определяется некоторое усредненное поле, которое соответствует полю со стороны буфера при больших толщинах буфера и постепенно увеличивается до поля со стороны подложки при утонении структуры.

В предположении, что буферный слой и подложка однородно легированы и между

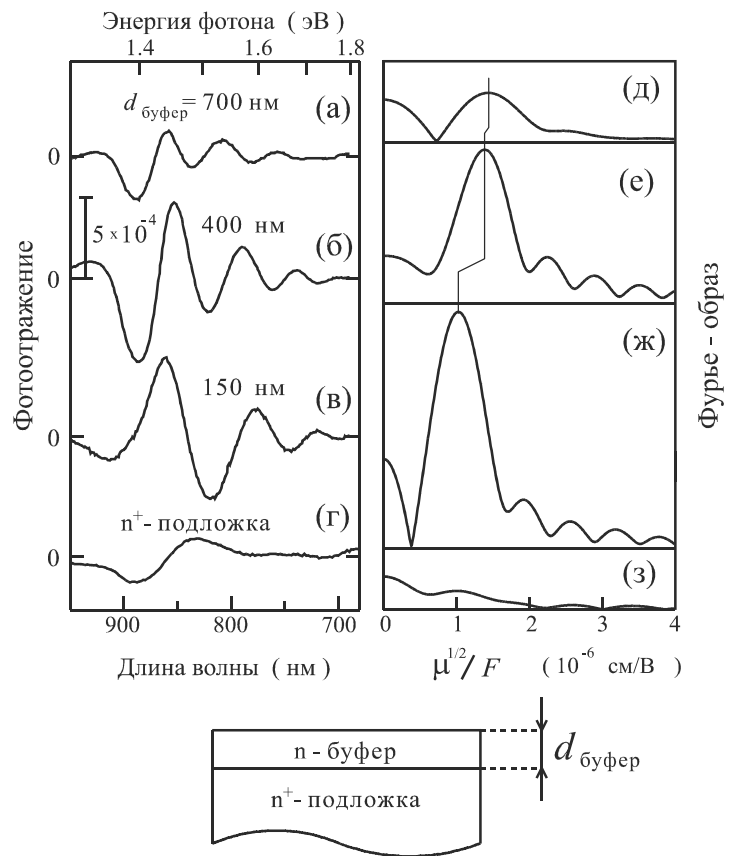


Рис. 16 Эволюция спектров фотоотражения UN^+ структуры и их Фурье-образов при утонении буферного слоя структуры

ними имеется резкая граница раздела, значения изгиба зон на интерфейсе оказываются равными со стороны буферного слоя $V_{buf}=0.18$ эВ и со стороны подложки $V_{sub}=0.22$ эВ. Энергетическая зонная диаграмма структуры, рассчитанная для этого случая, представлена сплошной линией на рис. 17. Величина изгиба зон на поверхности $V_s=0.55$ эВ определялась с использованием полученной в § 2.3 величины электрического поля в верхнем слое $F_s=51.3$ кВ/см. Следует отметить, однако, что обычно на полупроводниковых границах наблюдается закрепление уровня Ферми вблизи середины запрещенной зоны. Еще одна проблема заключается в том, что в модели резкого перехода электрические поля по обе стороны от границы раздела неоднородны, поэтому спектры ФО должны иметь форму линии, аналогичную спектрам на рис. 16. Однако, как видно из рис. 14(б) и рис. 16, в спектре ФО буферного вклада наблюдаются осцилляции Франца-Келдыша. Слабое затухание осцилляций свидетельствует о том, что электрическое поле вблизи границы раздела буфер-подложка квазиоднородно. Для объяснения этого факта нами была рассчитана зонная диаграмма в модели, соответствующей наличию вблизи границы раздела обедненных (компенсированных) промежуточных слоев с однородными полем.

Для определения толщин промежуточных слоев необходимо задать высоту потенциального барьера на границе раздела. При расчете зонной диаграммы мы предположили, что уровень Ферми на границе раздела закреплен так же, как и на поверхности, то есть на 0.55 эВ ниже дна зоны проводимости. Тогда толщины промежуточных слоев оказываются равными 15 нм со стороны подложки и 30 нм со стороны буферного слоя. Зонная диаграмма, рассчитанная для этого случая, представлена на рис. 17 штриховой линией. По-видимому, истинная зонная диаграмма лежит в промежутке между рассмотренными крайними случаями резкого перехода и промежуточных слоев с однородным полем.

Происхождение промежуточных обедненных слоев не вполне ясно. Эти слои могут быть обусловлены шероховатостью поверхности GaAs [95] и связанными с ней точечными дефектами, возникающими при термической очистке подложки перед молекулярно-лучевой эпитаксией. Точечные дефекты, представляющие собой, в основном, мышьяковые вакансии и междоузельные атомы, наследуются в нескольких десятках нанометров растущей эпитаксиальной пленки [95]. В переходной области вблизи границы раздела, легирующие амфотерные атомы кремния могут встраиваться в большей степени в мышьяковые узлы, и, таким образом, создавать акцепторы. Эти акцепторы компенсируют доноры, создаваемые атомами кремния в узлах галлия, что и приводит к возникновению слоев с однородным полем вблизи границы между подложкой и буферным слоем.

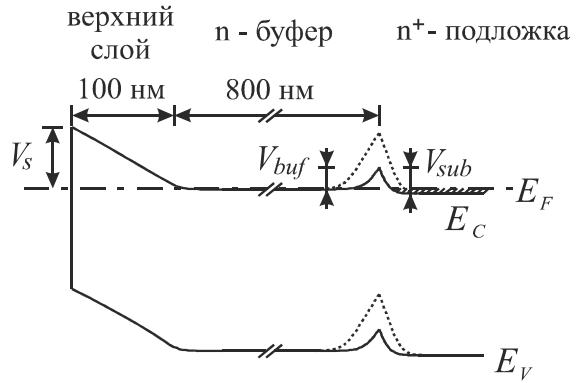


Рис. 17 Энергетическая зонная диаграмма UN⁺ структуры, построенная с использованием двух различных предположений: (а) буферный слой и подложка легированы однородно и граница раздела между ними является резкой (сплошная линия); (б) вблизи границы раздела имеются промежуточные компенсированные слои с однородным полем, а уровень Ферми закреплен на 0.55 эВ ниже дна зоны проводимости (штриховая линия).

Таким образом, применение Фурье-анализа спектров ФО UN⁺ структуры и методики фазового подавления позволило определить величины всех встроенных электрических полей и построить энергетическую зонную диаграмму структуры. На границе раздела эпитаксиального слоя n-GaAs с сильнолегированной n⁺-подложкой обнаружено закрепление уровня Ферми на состояниях дефектов, возникающих на начальной стадии молекулярно-лучевой эпитаксии.

§ 3.2 Влияние фотоэдс на определение встроенных электрических полей методом спектроскопии фотоотражения.

Исследование явления фотоэдс на атомарно-чистых поверхностях и поверхностях с адсорбатами представляет научный и практический интерес. Известно, что фотоэдс сильно влияет на результаты измерений изгиба зон по сдвигу линий в фотоэмиссионных спектрах [96,97]. Фотоэдс также ограничивает величину заряда, эмитированного источниками спин-поляризованных электронов, особенно в режиме работы с короткими интенсивными лазерными импульсами [98,99]. В методике фотоотражения фотоэдс приводит к уменьшению величины электрического поля, которое определяется по периоду осцилляций Франца-Келдыша, по сравнению со значением поля в темноте [32,33,34]. В первом приближении величина этой систематической ошибки равна $\delta F/2$, где δF -амплитуда модуляции встроенного поля при освещении образца светом накачки.

Для оценки величины систематической ошибки при определении встроенных электрических полей в UP⁺ и UN⁺ структурах по периоду ОФК, нами были проведены измерения спектров фотоотражения при различной интенсивности света накачки. На рис. 18 представлены спектры фотоотражения UN⁺ структуры, измеренные при различных интенсивностях света накачки $I_p = 0.09$ мВт/см² (спектр (а)), $I_p = 0.3$ мВт/см² (спектр (б)) и $I_p = 3$ мВт/см² (спектр (в)). Во всех трех спектрах наблюдается большое количество осцилляций Франца-Келдыша. Видно, что спектр (б) имеет практически ту же форму, что и спектр (а). Отличия между этими спектрами заключаются только в амплитуде и затухании осцилляций Франца-Келдыша: в спектре (б) осцилляции Франца-Келдыша быстрее затухают. Форма спектра (в) существенно отличается от остальных благодаря росту амплитуды буферного вклада. На рис. 18 (г)-(е) представлены Фурье-образы спектров фотоотражения (а)-(в), соответственно. Видно, что Фурье-образы (г) и (д) также имеют практически одинаковую форму. В спектрах наблюдаются два пика, соответствующих электрическому полю в верхнем слое структуры и переходам из различных подзон валентной зоны. В Фурье-образе

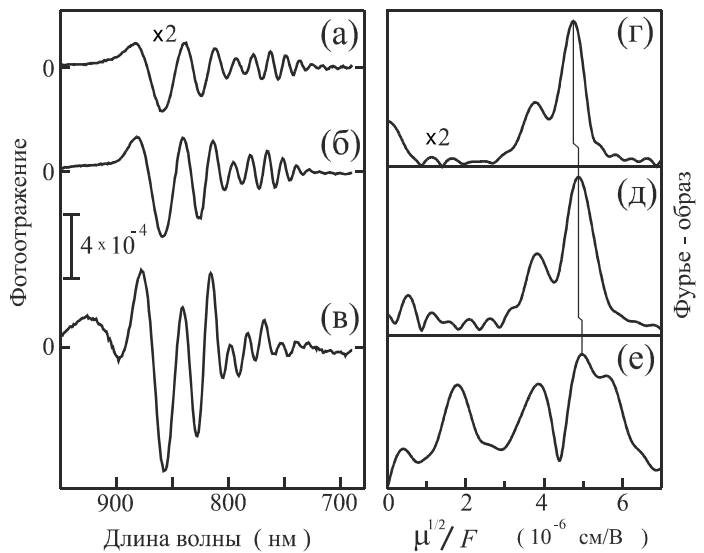


Рис. 18 Спектры фотоотражения UN⁺ структуры, измеренные в фазе с модулированной накачкой ($\vartheta = 0^\circ$) при различных интенсивностях света накачки $I_p = 0.09$ мВт/см² (а), $I_p = 0.3$ мВт/см² (б) и $I_p = 3$ мВт/см² (в). На рис. (г), (д) и (е) показаны Фурье-образы спектров, представленных на рис. (а), (б) и (в), соответственно.

(е), помимо пиков, связанных с поверхностным вкладом, появляется дополнительный пик, соответствующий буферному вкладу. Как видно из рисунка, положение пиков, связанных с поверхностным вкладом, изменяется при увеличении интенсивности накачки. Это связано с увеличением амплитуды модуляции поля (фотоэдс) при увеличении интенсивности накачки. Величина электрического поля, определенная по положению пика, связанного с переходом из подзоны тяжелых дырок, равняется: для Фурье-образа (г) 51.3 кВ/см, для (д) - 49.9 кВ/см и для (е) - 49.1 кВ/см. В Фурье-образе (е) также видно, что пик, соответствующий поверхностному вкладу и обусловленный переходами из подзоны тяжелых дырок, расщепляется на два пика, связанных с полями в темноте F и при освещении образца светом накачки $F - \delta F$. Это расщепление проявляется в виде возникновения дополнительного плеча. Аналогичная картина наблюдается в Фурье-образе спектра электроотражения, показанного точками в нижней части рисунка 12(б).

Используя методику, описанную в §2.4, мы определили величину поверхностной фотоэдс V_m по асимметричной компоненте Фурье-образа ОФК. На рис. 19 показаны асимметричные компоненты Фурье-образа спектров фотоотражения UN^+ структуры. Штриховой линией показана компонента Фурье-

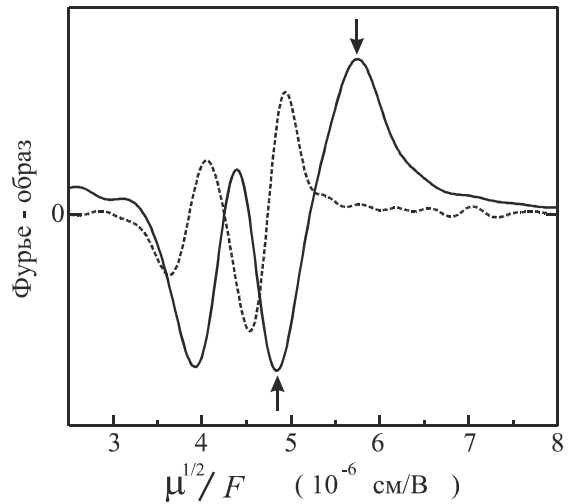


Рис. 19 Асимметричные компоненты комплексного Фурье-образа спектров фотоотражения UN^+ структуры. Сплошной линией показана компонента Фурье-образа спектра, приведенного на рис.14(в), штриховой линией - спектра, приведенного на рис.18(а). Стрелками обозначены пики, соответствующие значениям F и $F-dF$ для Фурье-образа, показанного сплошной линией.

образа спектра фотоотражения, измеренного при $I_p = 0.09$ мВт/см² (спектр на рис. 18 а), сплошной линией - спектра фотоотражения, измеренного при $I_p = 3$ мВт/см². Для устранения возможных искажений, связанных с буферным вкладом, для анализа был взят спектр, в котором буферный вклад уменьшен с помощью методики фазового подавления (рис. 14 (в)). Величина модуляции поля для интенсивности накачки 3 мВт/см², определенная по расстоянию между отмеченными стрелками пиками в асимметричной компоненте Фурье-преобразования, составляет $\delta F = 8.0$ кВ/см. Это соответствует величине фотоэдс $V_m = 80$ мЭВ.

Спектры фотоотражения UP^+ структуры, измеренные при

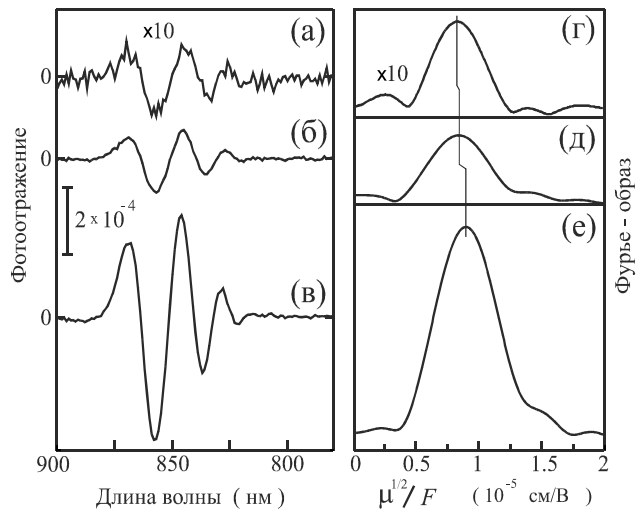


Рис. 20 Спектры фотоотражения UP^+ структуры, измеренные в фазе с модулированной накачкой ($\vartheta=0^\circ$) при различных интенсивностях света накачки $I_p = 0.02$ мВт/см² (а), $I_p = 0.26$ мВт/см² (б) и $I_p = 2$ мВт/см² (в). На рис. (г), (д) и (е) показаны Фурье-образы спектров, представленных на рис. (а), (б) и (в), соответственно.

различных интенсивностях света накачки, приведены на рис. 20. Спектр (а) измерен при интенсивности света накачки $I_p = 0.02$ мВт/см², спектр (б) при $I_p = 0.26$ мВт/см², (в) при $I_p = 2$ мВт/см². В спектрах видны осцилляции Франца-Келдыша с пятью экстремумами. Амплитуда спектра увеличивается с увеличением интенсивности накачки, но форма спектра практически не изменяется. В Фурье-образах спектров ФО, приведенных на рис. 20(г)-(е), наблюдается только один широкий пик. Быстрое затухание ОФК делает невозможным разделение в Фурье-образе пиков, обусловленных переходами из различных подзон валентной зоны. Как и для UN⁺ структуры, положение максимума пика в Фурье-образе при увеличении интенсивности накачки сдвигается в сторону уменьшения поля. Сдвиг связан с увеличением фотоэдс при увеличении интенсивности накачки. Величины электрических полей, определенных по положениям максимумов в Фурье-образах на рис. 20 (г), (д) и (е) составляют 26.8 кВ/см, 28.6 кВ/см и 30.3 кВ/см, соответственно.

Величину амплитуды модуляции δF в спектре ФО, измеренном при максимальной интенсивности накачки, можно оценить снизу $\delta F \approx 7$ кВ/см по сдвигу максимума в Фурье-образе относительно Фурье-образа спектра, измеренного при минимальной интенсивности. Анализ асимметричной части Фурье-образа ОФК позволяет оценить величину δF сверху. На рис. 21 показаны асимметричные компоненты Фурье-образов спектров, измеренных при минимальной и максимальной интенсивностях накачки. Видно, что расстояние между отмеченными стрелками положительным и отрицательным пиками в обеих кривых приблизительно одинаковое и определяется, в основном, собственной шириной Фурье-образов. Большая собственная ширина обусловлена быстрым затуханием осцилляций Франца-Келдыша в спектрах ФО UP⁺ структур. Тем не менее, расстояние между пиками в асимметричной компоненте Фурье-образа дает оценку сверху для амплитуды модуляции поля $\delta F = 12$ кВ/см. Следовательно, для спектра ФО UP⁺ структуры, измеренного при максимальной интенсивности накачки, фотоэдс лежит в диапазоне $V_m \approx 0.07-0.12$ эВ.

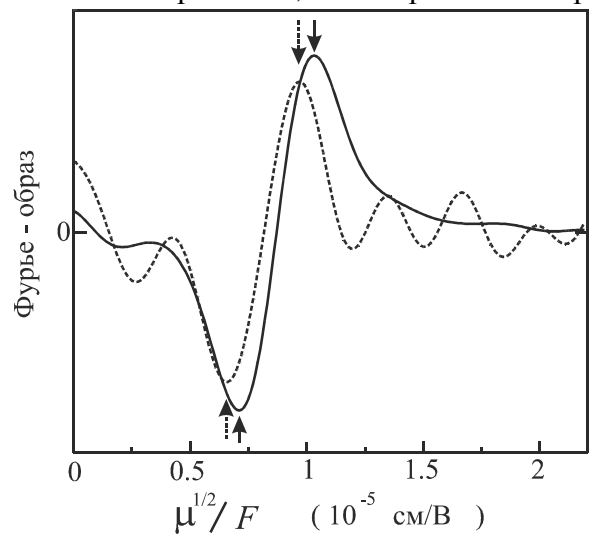


Рис. 21 Асимметричные компоненты комплексного Фурье-образа спектров фотоотражения UP⁺ структуры. Сплошной линией показана компонента Фурье-образа спектра, приведенного на рис.20(в), штриховой линией - умноженная на 20 асимметричная компонента Фурье-образа спектра, приведенного на рис.20(а).

Определение величины фотоэдс позволяет найти коэффициент в линейной связи между амплитудой поверхностного вклада в спектре фотоотражения и поверхностной фотоэдс. Для UN⁺ структуры амплитуда поверхностного вклада A_{II} находилась с помощью определения амплитуды A_I спектра, измеренного при фазе синхронного детектора $\vartheta_I = \vartheta_B + \pi/2$ (буферный вклад подавлен фазовым подавлением), и формулы $A_{II} = A_2 / \cos(\vartheta_B + \pi/2 - \vartheta_{II})$. Здесь ϑ_B – фаза буферного вклада, а ϑ_{II} – фаза поверхностного вклада. Для спектра ФО, измеренного при $I_p = 3$ мВт/см², $A_{II} = 1.2 \times 10^{-3}$. Это позволило определить коэффициент пропорциональности между амплитудой поверхностного вклада в спектре

фотоотражения UN^+ структуры и величиной поверхностной фотоэдс $K_{UN}=1.5 \times 10^{-2}$ эВ⁻¹.

Амплитуда спектра ФО UP^+ структуры, измеренного при максимальной интенсивности накачки, равна 5.4×10^{-4} , а величина фотоэдс лежит в диапазоне $V_m \approx 0.07-0.12$ эВ. Следовательно, коэффициент пропорциональности для UP^+ структуры находится в пределах $K_{UP} \approx (4.5-8) \times 10^{-3}$ эВ⁻¹.

Определив величины K_{UN} и K_{UP} , можно сформулировать критерий выбора оптимальной интенсивности света накачки при измерении спектров ФО. Увеличение интенсивности света накачки увеличивает соотношение сигнал/шум, но одновременно увеличивается и связанная с фотоэдс ошибка в определении величины электрического поля по периоду ОФК. Для того, чтобы эта ошибка не превышала 5% необходимо, чтобы амплитуда спектра ФО UN^+ структуры не превышала 7.5×10^{-4} , а спектра ФО UP^+ структуры - 1.5×10^{-4} .

Таким образом, показано, что Фурье-анализ осцилляций Франца-Келдыша позволяет бесконтактно определять величину фотоэдс. Определение величины фотоэдс позволило сформулировать критерии для выбора оптимальной интенсивности накачки при определении встроенных электрических полей методом спектроскопии фотоотражения.

§ 3.3 Изучение кинетики фотоэдс методом спектроскопии фотоотражения.

Изменения величины фотоэдс при включении и выключении света накачки происходят в общем случае с различными характерными временами. Время нарастания фотоэдс после включения света накачки зависит от электронных свойств поверхности и интенсивности света накачки. Время спада фотоэдс после выключения света зависит только от электронных свойств поверхности. В работе [100] показано, что для значений фотоэдс V_m , много меньших величины изгиба зон V_s , время нарастания фотоэдс определяются только электронными свойствами поверхности, и характерные времена нарастания и спада равны. Для методики синхронного детектирования наличие ненулевых характерных времен нарастания и спада приводит к появлению сдвига фазы сигнала фотоотражения относительно модулированной накачки. В случае одинакового характерного времени τ нарастания и спада фотоэдс и экспоненциальной кинетики изменений, сдвиг фаз ϑ_ϕ сигнала ФО относительно модуляции накачки связан с величиной τ простой формулой:

$$- \operatorname{tg}(\vartheta_\phi) = 2\pi\Omega\tau \quad (3.1)$$

где Ω - частота модуляции накачки. Следовательно, величину характерного времени релаксации фотоэдс можно определять по величине ϑ_ϕ . Для спектров фотоотражения UN^+ и UP^+ структур, удовлетворяющих условию $V_m/V_s \ll 1$, значения сдвига фазы поверхностного вклада равны $\vartheta_{UN} = -13^\circ \pm 2^\circ$ и $\vartheta_{UP} = -21^\circ \pm 2^\circ$, соответственно. Характерные времена релаксации поверхностной фотоэдс, определенные по этим значениям с помощью формулы (3.1), равны $\tau_{UN}^p = (8.5 \pm 1.5) \times 10^{-5}$ с и $\tau_{UP} = (1.4 \pm 0.2) \times 10^{-4}$ с.

Точность определения характерного времени релаксации фотоэдс по величине сдвига фазы существенно зависит от соотношения $\Omega\tau$. Кроме того, этот способ не дает информации о правомерности описания кинетики экспоненциальным законом с одинаковыми временами нарастания и спада фотоэдс. Более корректным методом определения характера кинетики изменения фотоэдс является измерение зависимости амплитуды спектра ФО от частоты модуляции накачки [35,40,100,101]. Амплитуда ФО для экспоненциальной кинетики зависит от частоты модуляции следующим образом [101]:

$$A_C = \frac{1}{1 + (2\pi\Omega\tau)^2} \tag{3.2}$$

$$A_{II} = \frac{2\pi\Omega\tau}{1 + (2\pi\Omega\tau)^2} \tag{3.3}$$

где A_C - амплитуда спектра ФО, измеренного в фазе с модуляцией накачки ($\vartheta = 0^\circ$), а A_{II} - измеренного в противофазе с модуляцией накачки ($\vartheta = 90^\circ$). Сопоставление экспериментальных данных с теорией (формулы (3.2) и (3.3)) позволяет определить величину τ . Если в спектре ФО присутствует несколько различных вкладов, необходимо строить зависимости амплитуды от частоты для каждого из них. При этом для разделения вкладов можно использовать методику фазового подавления или Фурье-анализ ОФК.

В качестве примера определения характерных времен релаксации фотоэда на поверхности и на внутренней границе эпитаксиальной структуры нами была исследована эволюция спектров фотоотражения UN^+ структуры при изменении частоты модуляции света накачки. Интенсивность света накачки в этих измерениях равнялась $I_p = 0.04$ мВт/см². На рис. 22 приведены спектры фотоотражения UN^+ структуры, измеренные при различной частоте модуляции. Измерения проводились в фазе с модулированной накачкой ($\vartheta = 0^\circ$). Уменьшение амплитуды спектров ФО при увеличении частоты модуляции свидетельствует о том, что при больших Ω поверхностный вклад становится «медленным», т.е. изменения фотоэда запаздывают относительно изменений интенсивности накачки. Буферный вклад в спектр ФО и его Фурье-образ наблюдается только при $\Omega = 70$ Гц.

Другая картина наблюдается для спектров фотоотражения, измеренных в противофазе с модулированной накачкой (рис. 23). Видно, что в спектре ФО, измеренном при $\Omega = 70$ Гц, наблюдается только буферный вклад. При $\Omega = 400$ Гц, как видно из Фурье-образа, амплитуда буферного вклада уменьшается, но при

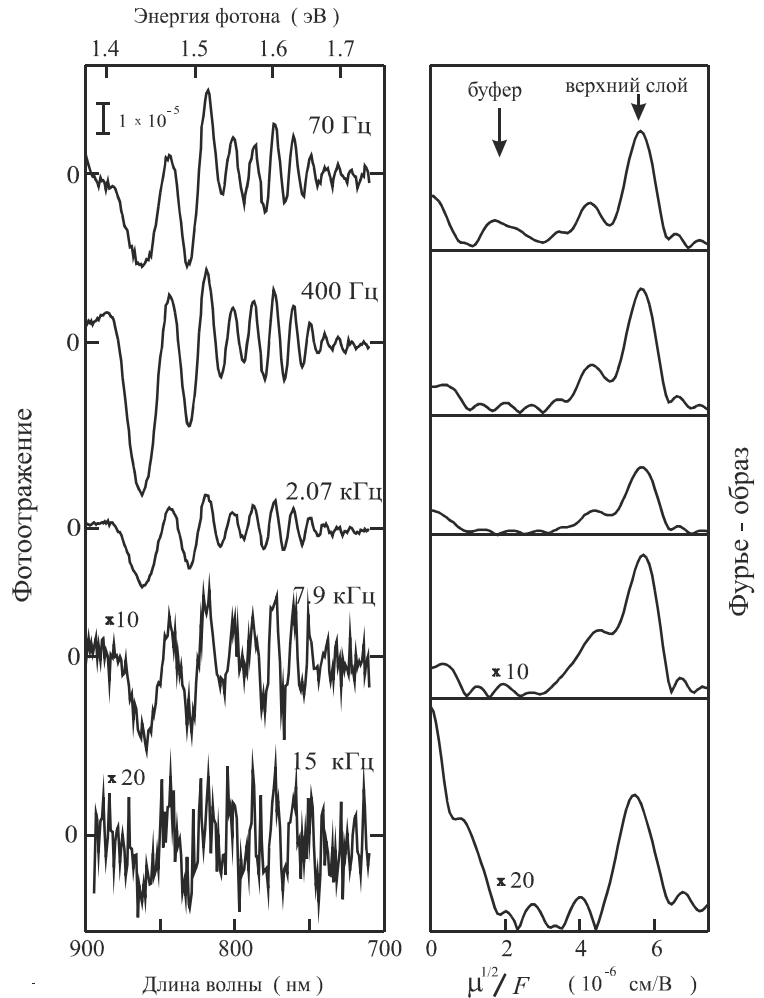


Рис. 22 Спектры фотоотражения UN^+ структуры, измеренные в фазе с модулированной накачкой ($\vartheta = 0^\circ$), но при различной частоте модуляции накачки. В левой части рисунка показаны Фурье-образы соответствующих спектров фотоотражения, приведенных в правой части рисунка.

этом в спектре появляется поверхностный вклад. При дальнейшем увеличении частоты модуляции буферный вклад пропадает, а амплитуда поверхностного вклада сначала увеличивается, затем уменьшается. Зависимость амплитуд поверхностного и буферного вкладов от частоты модуляции приведена на рис. 24. Амплитуды вкладов определялись по высоте соответствующего пика в Фурье-образе.

Линиями на рисунке 24 показаны результаты сопоставления экспериментальных значений с теоретическими зависимостями, рассчитанными по формулам (3.2) и (3.3). Штриховая линия соответствует буферному вкладу, сплошная – поверхностному. Видно, что теория в целом хорошо описывает экспериментальные значения. Величины характерного времени релаксации фотоэда при этом равны $\tau_{UN}^{\text{п}} = 7 \times 10^{-5}$ с для поверхностного вклада и $\tau_{UN}^{\text{буф}} = 1.7 \times 10^{-3}$ с для буферного вклада. В пределах погрешности полученное значение характерного времени релаксации фотоэда поверхностного вклада совпадает со значением, полученным ранее из величины фазы поверхностного вклада. Несмотря на хорошее согласие теории и эксперимента,

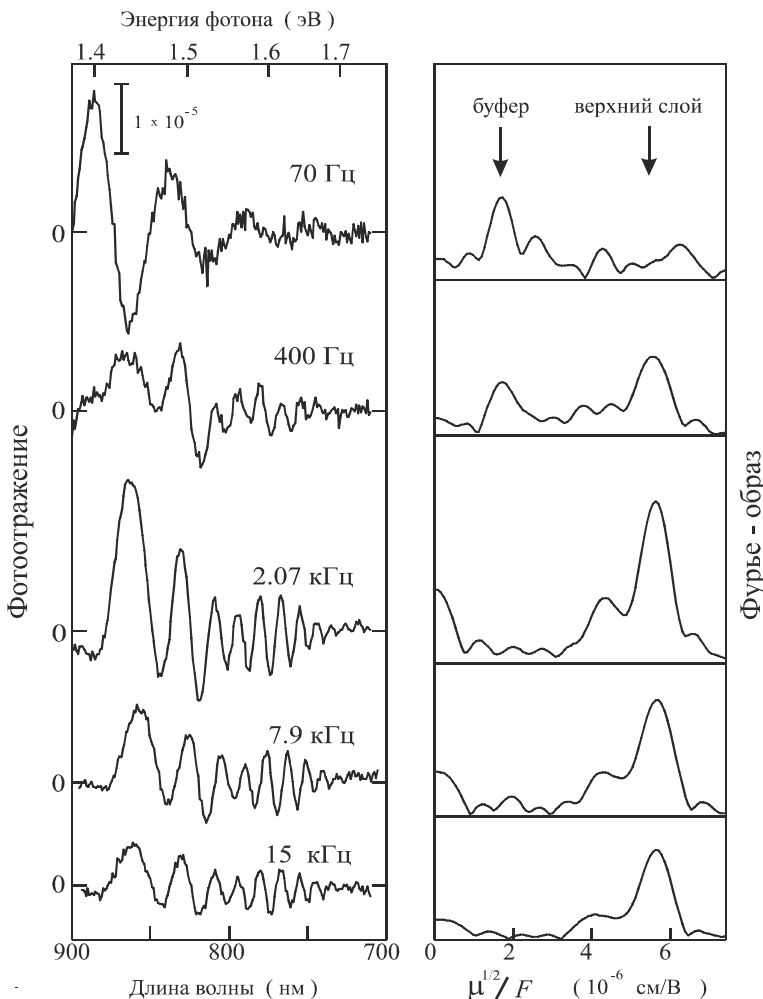


Рис. 23 Спектры фотоотражения UN^+ структуры, измеренные при различной частоте модуляции в противофазе с модулированной накачкой ($\vartheta = 90^\circ$). В левой части рисунка показаны Фурье-образы соответствующих спектров фотоотражения, приведенных в правой части рисунка.

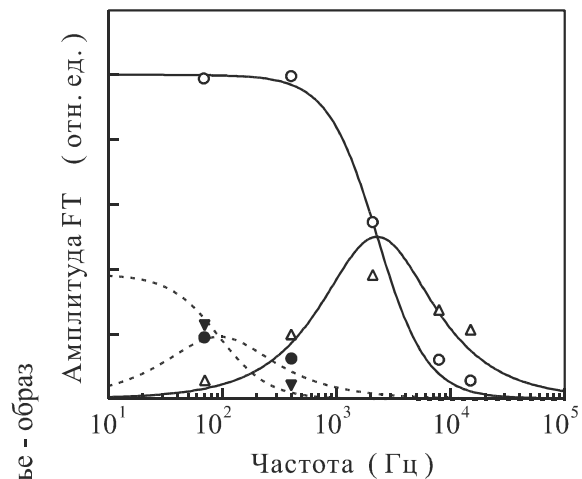


Рис. 24 Зависимость амплитуд поверхностного и буферного вкладов в спектре ФО UN^+ структуры от частоты модуляции накачки. Незакрашенные символы соответствуют поверхностному вкладу, закрашенные - буферному. Треугольниками показаны амплитуды вкладов в спектрах ФО, измеренных в противофазе с модулированной накачкой ($\vartheta = 90^\circ$), кружками - амплитуды вкладов в спектрах ФО, измеренных в фазе с модулированной накачкой ($\vartheta = 0^\circ$). Сплошные и штриховые линии - расчет по формулам (3.2) и (3.3) для поверхностного и буферного вкладов, соответственно.

экспериментальное значение противофазной компоненты амплитуды поверхностного вклада для частоты 2070 Гц (при этом $2\pi\Omega\tau \sim 1$) существенно меньше, чем теоретическое. Несоответствие такого рода в зависимостях амплитуды синфазной и противофазной компонент спектра ФО от частоты наблюдалось и ранее [35]. Это несоответствие связано с отклонениями кинетики изменения фотоэдс от экспоненциального закона с одинаковыми временами нарастания и спада.

Таким образом, Фурье-анализ спектров ФО UN⁺ структуры, измеренных при различной частоте модуляции накачки Ω , позволил построить зависимости амплитуд поверхностного и буферного вкладов от Ω . Из вида зависимостей были определены характерные времена релаксации фотоэдс на поверхности и внутренней границе раздела UN⁺ структуры.

Основные результаты и выводы главы 3.

1. Совместное применение методов Фурье-анализа и фазового подавления к спектрам фотоотражения тонкослойных эпитаксиальных структур позволяет эффективно разделять вклады от поверхности и внутренних границ раздела.

2. Определены величины встроенных электрических полей в UN⁺ структуре и построена её энергетическая зонная диаграмма.

3. На границе раздела эпитаксиального слоя n-GaAs с сильнолегированной p⁺-подложкой обнаружено закрепление уровня Ферми на состояниях дефектов, возникающих на начальной стадии молекулярно-лучевой эпитаксии.

4. С помощью анализа действительной и мнимой частей Фурье-образов осцилляций Франца-Келдыша определены величины фотоэдс в UN⁺ и UP⁺ структурах. Это позволило сформулировать критерии для выбора оптимальной интенсивности накачки при определении встроенных электрических полей методом спектроскопии фотоотражения.

5. Зависимости амплитуды и фазы сигнала ФО от частоты модуляции позволили определить характерные времена релаксации фотоэдс на поверхности и внутренних границах раздела UN⁺ и UP⁺ структур.

ГЛАВА 4 Влияние адсорбции водорода и цезия на электронные свойства поверхности GaAs(100).

В данной главе методика спектроскопии фотоотражения применяется к решению проблемы приготовления поверхности GaAs(100) в сверхвысоком вакууме. Рассмотрены три способа приготовления поверхности, прошедшей предварительную химическую обработку в HCl:ИПС: прогрев в вакууме (§4.1), прогрев в атмосфере водорода (§4.2), прогрев в вакууме после предварительной адсорбции цезия (§4.3). Целью этой работы является получение поверхности GaAs(100) с возможно меньшим числом поверхностных состояний в запрещенной зоне, которые вызывают изгиб зон и закрепление уровня Ферми на поверхности.

§4.1 Эволюция изгиба зон и фотоэдс на поверхности GaAs(100) при прогревах в вакууме.

В данном параграфе методом спектроскопии фотоотражения изучена эволюция электронных свойств поверхности GaAs(100), приготовленной химической обработкой в растворе HCl:ИПС, при прогревах в вакууме. Эксперименты проводились на UP^+ структуре. После химической обработки в боксе, заполненном сухим азотом, образец без контакта с воздухом загружался в сверхвысоковакуумную установку. На исходной поверхности измерялся спектр ФО. Здесь и далее в этой главе значения амплитуды спектров ФО приведены для интенсивности света накачки $I_p = 2 \text{ мВт/см}^2$, величина электрического поля определялась по периоду осцилляций Франца-Келдыша спектров ФО, удовлетворяющих критериям, сформулированным в §3.2. Если амплитуда измеренного спектра ФО не удовлетворяла этим критериям, то интенсивность света накачки уменьшалась, и спектр ФО измерялся повторно. После измерения спектра ФО на исходной поверхности проводились изохронные прогревы при последовательно повышающихся температурах. После каждого прогрева и остывания образца до комнатной температуры измерялись спектры фотоотражения.

На рис. 25 представлены зависимости изгиба зон и амплитуды фотоотражения от температуры прогрева UP^+ структуры для двух длительностей прогрева: 10 минут (кружки) и один час (квадратики). Видно, что для 10-минутных прогревов изгиб зон немонотонно изменяется с температурой, но остаётся в узком диапазоне значений $V_s = 0.33 \div 0.42 \text{ эВ}$, с некоторой тенденцией к повышению V_s при $T > 500^\circ\text{C}$. Для часовых прогревов изменения изгиба зон лежат в ещё более узких пределах $V_s = 0.37 \div 0.42 \text{ эВ}$. Тем не менее, наблюдавшиеся изменения превышали

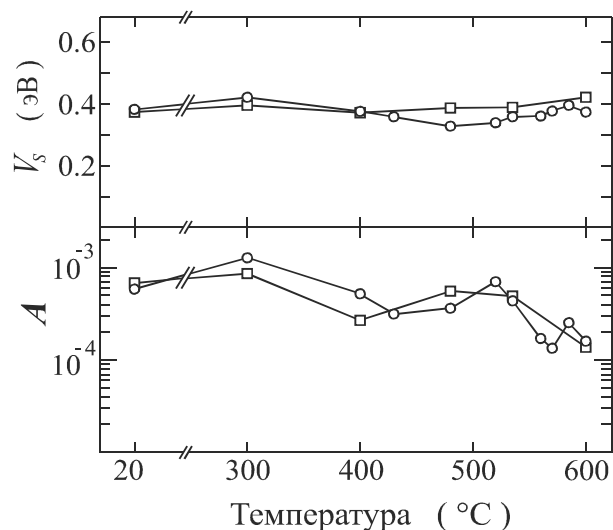


Рис. 25 Зависимость поверхностного изгиба зон V_s (верхняя часть) и амплитуды спектра фотоотражения A (нижняя часть) от температуры изохронных прогревов UP^+ структуры в вакууме в течение 10 мин. (кружки) и 1 часа (квадратики). Измерения спектра фотоотражения проводились при комнатной температуре, после очередного прогрева.

случайную ошибку измерений V_s методом фотоотражения в UP^+ структурах, которая составляет 0.01 эВ.

Малые (в пределах 0.1 эВ) изменения изгиба зон при увеличении температуры прогрева находятся в согласии с результатами, полученными в работах [44,45] на эпитаксиальных слоях GaAs с удаленным защитным слоем мышьяка. Однако, в нашем случае наблюдалось меньшее среднее значение изгиба зон $V_s \approx 0.4$ эВ по сравнению с $V_s \approx 0.65$ эВ в работе [44] и 0.55 эВ в работе [45].

В этих же двух экспериментах амплитуда фотоотражения A , пропорциональная поверхностной фотоэдс, изменялась в пределах одного порядка величины (см. нижнюю часть рис. 25). Амплитуда фотоотражения определялась как разность максимального и минимального значений в спектре фотоотражения. Видно, что в разных температурных диапазонах фотоэдс и изгиб зон коррелируют (при $T < 500^\circ\text{C}$) и антикоррелируют (при $T > 500^\circ\text{C}$) друг с другом. Это показывает сложную природу поверхностной фотоэдс. Действительно, простые модели формирования фотоэдс на поверхности [102] и в структуре металл-полупроводник [96] предсказывают увеличение фотоэдс при увеличении изгиба зон, благодаря более эффективному разделению фотогенерированных носителей в поверхностном электрическом поле. Наблюдаемое в интервале температур от 500 до 600 $^\circ\text{C}$ уменьшение фотоэдс при увеличении V_s может быть обусловлено изменением концентраций и сечений захвата электронов и дырок, или увеличением скорости поверхностной рекомбинации.

Таким образом, в широком диапазоне температур $T = 20\text{-}600^\circ\text{C}$ прогревы в вакууме химически приготовленной поверхности GaAs(100) не приводят к существенным вариациям изгиба зон. Можно заключить, что такие прогревы не уменьшают концентрацию существующих поверхностных состояний (и не создают новых состояний) таким образом, чтобы повлиять на положение уровня Ферми и величину изгиба зон на поверхности. Как показано в следующих параграфах, существенного уменьшения изгиба зон удастся достичь прогревом в атмосфере водорода и прогревом в вакууме после предварительного нанесения цезия.

§4.2 Влияние прогрева в атмосфере водорода на электронные свойства поверхности GaAs(100).

В большинстве работ, приведенных в §1.3, исходной поверхностью для экспериментов по обработке в водороде служила поверхность с оксидами. При этом эволюция электронных свойств такой поверхности обусловлена, прежде всего, очисткой поверхности от оксидов и загрязнений. Для исследования влияния водорода на поверхностные состояния, присущие атомарно-чистой поверхности GaAs(100), в данной работе в качестве исходной мы использовали поверхность, приготовленную по низкотемпературной HCl-методике.

Предварительная химическая обработка образцов арсенида галлия в HCl:ИПС проводилась аналогично описанной в §4.1. Затем, для удаления продуктов химических реакций и получения атомарно-чистой поверхности, проводился прогрев образца в вакууме при температуре 500 $^\circ\text{C}$ в течение одного часа. Далее образец переносился в шлюзовую камеру, которая через палладиевый фильтр наполнялась водородом до давления 100 Па. После этого образец прогревался в атмосфере водорода в течение 10 мин при температуре 400 $^\circ\text{C}$. Прогрев образца проводился с помощью радиационного нагревателя.

Температура спирали нагревателя равнялась 1350°C . Температура спирали измерялась при помощи оптического пирометра. Температура образца оценивалась по калибровочной кривой, полученной из наблюдений за расплавлением металлов с известной температурой плавления. При прогреве образец был обращен к нагревателю тыльной стороной. Количество атомарного водорода вблизи поверхности образца не измерялось.

На рис. 26 приведены оже-спектры образца GaAs после химической обработки в HCl:ИПС (а), прогрева в вакууме (б) и прогрева в атмосфере водорода (в). Из рис. 26(а) видно, что поверхность после обработки в HCl:ИПС не содержит оксидов, но покрыта субмонослойными загрязнениями углерода и хлора. Для поверхности, приготовленной таким образом, отношение амплитуд пиков мышьяка и галлия As(34 эВ)/Ga(56 эВ) составляет 2.9, что соответствует поверхности, покрытой мышьяком в количестве около монослоя [49,103]. После прогрева в вакууме при 500°C (рис. 26(б)) количество углеродных и хлоридных загрязнений становится ниже порога чувствительности оже-спектрометра. Отношение амплитуд пиков мышьяка и галлия при этом уменьшается с 2.9 до 2.1, что свидетельствует об удалении избыточного мышьяка. Как видно из рис. 26(в), прогрев в атмосфере водорода не добавляет загрязнений и не вносит изменений в отношение амплитуд пиков мышьяка и галлия. Различий в составе поверхности для образцов р- и n-типа обнаружено не было.

После прогрева в атмосфере водорода образец перегружался в основную камеру для измерения спектров фотоотражения. Спектры измерялись после остывания образца до комнатной температуры. Далее проводились последовательные изохронные прогревы образца в вакууме, аналогичные описанным в §4.1. Время каждого прогрева составляло 10 минут. После каждого прогрева и остывания образца до комнатной температуры измерялись спектры фотоотражения.

На рис. 27 представлена эволюция изгиба зон и амплитуды фотоотражения для UP^+ (кружки) и UN^+ (треугольники) структур после обработки в HCl:ИПС, термической очистки, прогрева в атмосфере водорода и последующих прогревов в вакууме. Отметим, что для UN^+ структуры приведены амплитуды спектров фотоотражения, измеренных при $I_p = 0.4 \text{ мВт/см}^2$, в то время как для UP^+ структуры – спектров, измеренных при $I_p = 2 \text{ мВт/см}^2$.

Из рисунка 27 видно, что после термической очистки р-GaAs (кружки) изгиб зон составляет $V_s = 0.44 \text{ эВ}$, а прогрев в атмосфере водорода приводит к значительному падению величины изгиба зон до $V_s = 0.19 \text{ эВ}$. Амплитуда фотоотражения после прогрева в водороде падает еще более резко - в 30 раз. Последующие прогревы в вакууме при температурах $380\text{--}580^{\circ}\text{C}$ постепенно

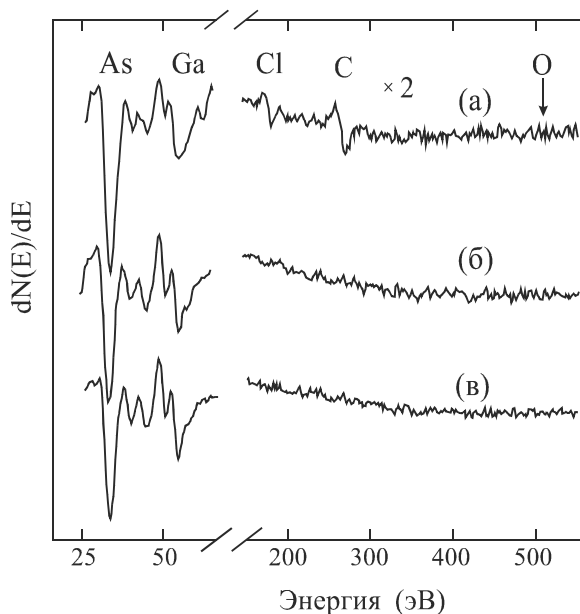


Рис. 26 Оже-спектры поверхности GaAs(100): (а) после химической обработки раствором HCl в изопропиловом спирте в атмосфере азота; (б) после прогрева в вакууме при $T=500^{\circ}\text{C}$; (в) после последующего прогрева в атмосфере водорода.

восстанавливают изгиб зон к исходному значению. Амплитуда фотоотражения резко возрастает при температуре прогрева 450°C и далее слабо меняется при увеличении температуры.

В отличие от UP^+ структуры, на UN^+ структуре (треугольники) значительных изменений изгиба зон и амплитуды фотоотражения не происходит. Изгиб зон изменяется в пределах 0.05 эВ, а амплитуда фотоотражения - в пределах 15%.

На поверхности полупроводника р-типа изгиб зон определяется энергетическим положением и концентрацией донорных поверхностных состояний (ПС). Поэтому уменьшение изгиба зон на UP^+ структуре после прогрева в атмосфере водорода можно объяснить пассивацией донорных поверхностных состояний при адсорбции водорода. Другим возможным объяснением такого поведения изгиба зон на поверхности полупроводника р-типа является создание акцепторных ПС, компенсирующих начальные донорные состояния. Этот механизм был предложен в [66] для объяснения поведения изгиба зон на поверхности скола GaAs(110) при адсорбции атомарного водорода. Однако в данном случае это объяснение противоречит данным, полученным на UN^+ структуре, поскольку создание акцепторных поверхностных состояний должно было бы изменить положение уровня Ферми на поверхности и, следовательно, изгиб зон.

Отсутствие вариаций изгиба зон на поверхности UN^+ структуры объясняется большой концентрацией акцепторных поверхностных состояний [77,78], которые не пассивируются при обработке в водороде. Восстановление величины изгиба зон и фотоэдс на образце р-типа при последующих прогревах в вакууме обусловлено десорбцией водорода.

Поведение амплитуды фотоотражения, пропорциональной фотоэдс, зависит не только от интенсивности света накачки и величины изгиба зон, но и от концентрации и сечений захвата электронных и дырочных ловушек на поверхности. Фотоэдс в полупроводнике р-типа образуется за счет захвата неравновесных фотоэлектронов на положительно заряженные донорные состояния, а в полупроводнике n-типа - за счет захвата неравновесных дырок на отрицательно заряженные акцепторные состояния. Изменения амплитуды ФО при прогреве в атмосфере водорода в GaAs(100) р-типа и отсутствие значимых изменений для n-типа могут быть объяснены зависимостью фотоэдс от изгиба зон, а также пассивацией донорных ПС атомарным водородом и десорбцией водорода при последующих прогревах в вакууме.

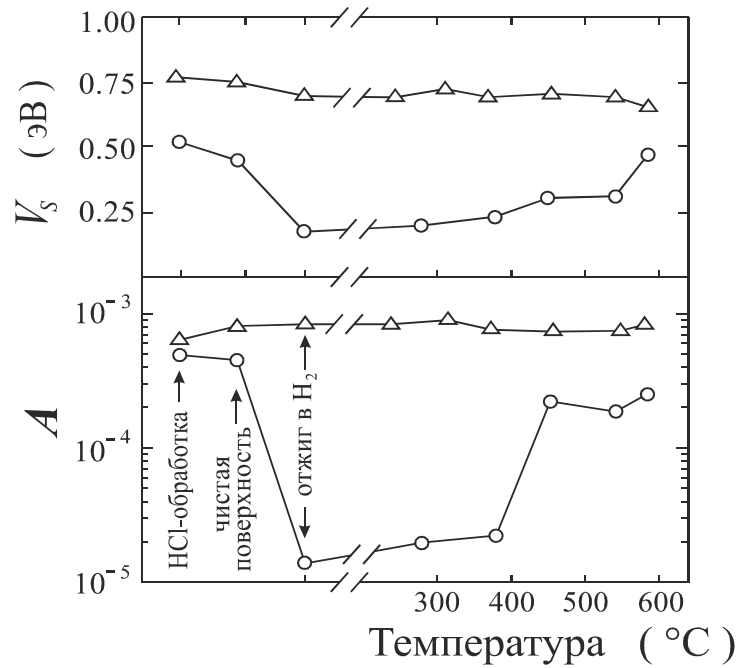


Рис. 27 Эволюция поверхностного изгиба зон V_s (верхняя часть) и амплитуды спектра фотоотражения A (нижняя часть) для UP^+ структуры (треугольники) и UN^+ структуры (кружки) после химической обработки в HCl:ИПС в атмосфере азота, термической очистки в вакууме, прогрева в атмосфере водорода и последующих прогревов в вакууме.

Как и в случае прогревов в вакууме химически приготовленной поверхности GaAs(100) (§4.1), в экспериментах с водородом поведение амплитуды фотоотражения (пропорциональной фотоэдс) не всегда коррелирует с поведением изгиба зон. Из рис. 27 видно, что фотоэдс на UP⁺ структуре резко возрастает после прогрева при T=450°C, в то время как изгиб зон при этой температуре изменяется слабо. В то же время изгиб зон сильно изменяется при T=580°C, где изменения фотоэдс малы. Это говорит о том, что фотоэдс является чувствительным индикатором электронных свойств поверхности.

Таким образом, прогрев в атмосфере водорода позволяет существенно уменьшить концентрацию поверхностных состояний, закрепляющих положение уровня Ферми на поверхности p-GaAs(100).

§4.3 Влияние адсорбции цезия на электронные свойства поверхности GaAs(100).

Анализ результатов, полученных в работах [77,78,81], показывает, что адсорбция Cs и O₂ не только не приводит к образованию новых дефектов, но пассивирует (уменьшает концентрацию) существующие дефекты. Можно предположить, что адсорбция цезия может способствовать уменьшению концентрации электронных состояний, фиксирующих уровень Ферми, и получению более совершенных поверхностей.

Для проверки этого предположения нами были проведены следующие эксперименты. Атомарно-чистая поверхность GaAs получалась прогревом в вакууме химически обработанной UP⁺ структуры, приготовленной в HCl:ИПС [49]. Прогрев проводился при температуре T=350°C, в результате получалась поверхность арсенида галлия, обогащенная мышьяком [44,50], на которой измерялись спектры фотоотражения. Далее на поверхность наносилось приблизительно 0.5 монослоя цезия, до достижения максимума тока фотоэмиссии электронов в вакуум [104,105], и снова измерялся спектр ФО. Затем проводились последовательные изохронные 10-минутные прогревы, аналогичные описанным в предыдущих параграфах. После каждого прогрева и остывания образца до комнатной температуры измерялись спектры фотоотражения.

Эволюция изгиба зон и амплитуды фотоотражения показаны кружками на рис. 28. Термическая очистка, как и в экспериментах, описанных в §4.1, практически не изменяет величину

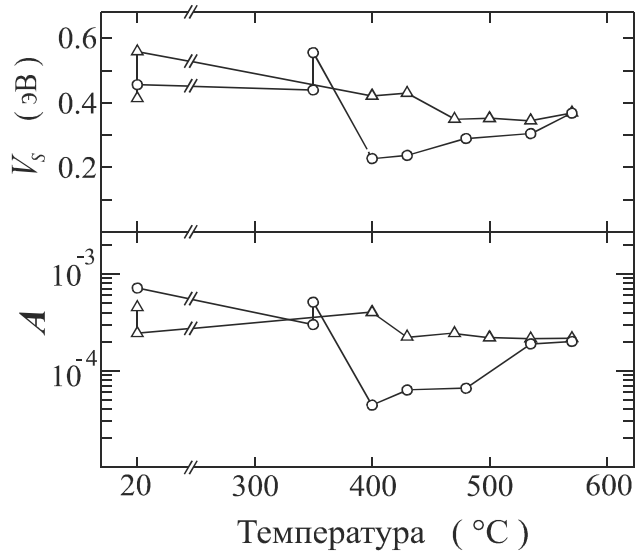


Рис. 28 Эволюция поверхностного изгиба зон V_s (верхняя часть) и амплитуды спектра фотоотражения A (нижняя часть) UP⁺ структуры при изохронных прогревах в вакууме после нанесения цезия на поверхность обогащенную мышьяком (после предварительного прогрева при 350°C, кружки) или галлием (после предварительного прогрева при 550°C, треугольники). Эволюция V_s и A после нанесения Cs показана вертикальными линиями. Для удобства сравнения зависимость для Ga-обогащенной поверхности показана начиная от комнатной температуры, хотя поверхность была предварительно прогрета при T=550°C.

изгиба зон равную ≈ 0.45 эВ. Видно, что после нанесения цезия (вертикальные линии на рис. 28) изгиб зон увеличивается до 0.56 эВ, а последующий прогрев при 400°C приводит к значительному уменьшению V_s до 0.22 эВ. Сравнение рисунков 28 и 25 показывает, что такое малое значение изгиба зон не может быть получено только прогревами, без предварительного нанесения цезия. Последующие прогревы при более высоких температурах привели к постепенному увеличению изгиба зон до 0.38 эВ при $T=580^\circ\text{C}$. Амплитуда фотоотражения в этом эксперименте изменялась более чем на порядок величины и ее изменения коррелировали с изменениями изгиба зон.

Увеличение изгиба зон сразу после нанесения цезия согласуется с донорным характером Cs-индуцированного состояния [77]. Это состояние отдает электрон в объем полупроводника, заряжает поверхность положительно и увеличивает изгиб зон.

Микроскопическая причина Cs-индуцированного уменьшения изгиба зон до конца не понятна. Следуя работе [81], можно предположить, что эта причина связана с Cs-индуцированной десорбцией мышьяка, которым обогащена поверхность перед нанесением цезия. Для подтверждения этого предположения нами был проведен эксперимент по нанесению цезия и последующим прогревам в вакууме Ga-обогащенной поверхности p-GaAs. Обогащенная галлием поверхность GaAs приготавливалась химической обработкой в HCl:ИПС и прогревом в вакууме в течение 5 минут при $T=550^\circ\text{C}$ [44,50]. Эволюция изгиба зон и амплитуды фотоотражения при нанесении цезия и последующих прогревах в вакууме Ga-обогащенной поверхности p-GaAs показана на рис. 28 треугольниками. Для этого эксперимента исходная точка на рис. 28 соответствует не химически обработанной поверхности, как для As-обогащенной поверхности, а поверхности, прошедшей химическую обработку и термическую очистку. После нанесения цезия (вертикальные линии) изгиб зон увеличился с 0.41 эВ до 0.56 эВ, благодаря созданию адатом-индуцированных донорных ПС [77]. Однако, как видно из рис. 28, в отличие от As-обогащенной поверхности, дальнейшие прогревы в вакууме не приводили к значительному снижению изгиба зон. Изменения амплитуды фотоотражения также были значительно слабее, чем в эксперименте с As-обогащенной поверхностью. Заметим, что для Ga-обогащенной поверхности поведение поверхностной фотоэдс (амплитуды фотоотражения) также не всегда коррелировало с поведением изгиба зон. Так, сразу после нанесения цезия изгиб зон вырос, а фотоэдс уменьшилась. Антикореляция также наблюдается после прогрева при температуре 400°C .

Результаты, полученные на Ga-обогащенной поверхности, подтверждают связь Cs-индуцированного уменьшения изгиба зон и фотоэдс с цезий-индуцированной десорбцией мышьяка.

Позднее [105], эксперименты, проведенные в нашей лаборатории с помощью методов рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и дифракции медленных электронов, показали, что при нанесении цезия на As-обогащенную поверхность GaAs(100) и последующем прогреве в вакууме при температуре 430°C действительно происходит цезий-индуцированная десорбция мышьяка, и поверхность становится Ga-обогащенной. При этом структурное качество у такой поверхности даже выше, чем у поверхностей, приготовленных только прогревами в вакууме. Это означает, что поверхность в этом случае более близка к идеальной и должна обладать меньшей плотностью поверхностных состояний, что согласуется с обнаруженным нами эффектом цезий-индуцированного уменьшения изгиба зон и поверхностной фотоэдс.

Таким образом, обнаружено, что предварительное нанесение цезия на As-обогащенную поверхность GaAs(100) существенно расширяет диапазон изменений изгиба зон и поверхностной фотоэдс при последующих прогревах в вакууме. Этот эффект связан с цезий-индуцированной десорбцией мышьяка.

Основные результаты и выводы главы 4.

1. Вакуумные прогревы поверхности GaAs(100), приготовленной удалением оксидов в HCl:ИПС, не приводят к существенным вариациям изгиба зон в широком диапазоне температур 20-600°C.

2. Прогрев в атмосфере водорода вдвое уменьшает величину изгиба зон на поверхности p-GaAs(100) и в 30 раз - величину поверхностной фотоэдс. Последующие прогревы в вакууме приводят к восстановлению величин изгиба зон и поверхностной фотоэдс к исходным значениям. На поверхности n-GaAs(100) существенных изменений изгиба зон и поверхностной фотоэдс не обнаружено. Изменения электронных свойств p-GaAs(100) при прогреве в атмосфере водорода связаны с пассивацией водородом поверхностных донорных состояний.

3. Обнаружен эффект значительного увеличения амплитуды изменений изгиба зон и поверхностной фотоэдс при прогревах в вакууме после предварительного нанесения цезия на As-обогащенную поверхность p-GaAs(100). При нанесении цезия на Ga-обогащенную поверхность этот эффект отсутствует. Увеличение амплитуды изменений изгиба зон и поверхностной фотоэдс связано с цезий-индуцированной десорбцией мышьяка

Заключение

В данной работе методом спектроскопии фотоотражения исследованы электрические поля на поверхности и границах раздела арсенид-галлиевых эпитаксиальных структур. Предложена и развита методика Фурье-анализа электрооптических спектров, позволяющая определять величины всех встроенных электрических полей при анализе сложных спектров. Исследовано поведение изгиба зон и фотоэдс на поверхности GaAs при прогревах образца в вакууме после прогрева в атмосфере водорода и адсорбции цезия.

Эффективность разработанной методики Фурье-анализа электрооптических спектров подтверждается её последующим использованием несколькими исследовательскими группами [106,107,108,109,110].

Основные результаты и выводы диссертационной работы состоят в следующем:

1. Разработан метод Фурье-анализа осцилляций Франца-Келдыша в электрооптических спектрах. Этот метод позволяет определять встроенные электрические поля на поверхности и внутренних границах раздела полупроводниковых эпитаксиальных структур.
2. Показано, что анализ действительной и мнимой частей Фурье-образов электрооптических спектров позволяет измерить амплитуду модуляции электрического поля. Предложена методика определения величины фотоэдс методом спектроскопии фотоотражения.
3. Методом фотоотражения исследованы эпитаксиальные арсенид-галлиевые UN^+ и UP^+ структуры с нелегированным верхним слоем. По измеренным величинам встроенных электрических полей на поверхности и внутренних границах раздела построены энергетические зонные диаграммы таких структур. Определены коэффициенты в линейной связи между фотоэдс и амплитудой сигнала фотоотражения $K_{UN}=(1.5\pm 0.2)\times 10^{-2}$ эВ⁻¹ и $K_{UP}=(6\pm 2)\times 10^{-3}$ эВ⁻¹.
4. По зависимостям амплитуды и фазы сигнала ФО от частоты модуляции определены характерные времена релаксации фотоэдс на поверхности и внутренних границах раздела эпитаксиальных структур. Для UN^+ структуры времена релаксации равны $\tau_{UN}^{\Pi}=7\times 10^{-5}$ с на поверхности и $\tau_{UN}^{\text{буф}}=1.7\times 10^{-3}$ с на границе раздела буферный слой - подложка.
5. Установлено, что прогрев в атмосфере водорода уменьшает изгиб зон (более чем вдвое) и фотоэдс (более чем на порядок) на поверхности p-GaAs(100). Уменьшение изгиба зон и поверхностной фотоэдс связано с пассивацией водородом донорных поверхностных состояний. Последующий прогрев в вакууме приводит к десорбции водорода и восстановлению величин изгиба зон и фотоэдс.
6. Обнаружено, что предварительное нанесение цезия на As-обогащенную поверхность p-GaAs(100) существенно расширяет диапазон изменений изгиба зон и поверхностной фотоэдс при последующих прогревах в вакууме. Увеличение диапазона изменений изгиба зон и поверхностной фотоэдс обусловлено цезий-индуцированной десорбцией мышьяка.

Данная диссертационная работа была выполнена в лаборатории неравновесных процессов в полупроводниках Института физики полупроводников СО РАН. Разработка методики Фурье-анализа электрооптических спектров, написание программ для Фурье-анализа, определения встроенных электрических полей и расчета энергетических зонных диаграмм эпитаксиальных структур, проведение измерений и обработка экспериментальных данных выполнялись автором лично. Спектры электроотражения p-i-n диодной структуры, которые проанализированы в §2.4, были измерены Р.Л. Тобером. Интерпретация полученных результатов и написание статей проводились вместе с соавторами опубликованных работ.

Автор считает приятным долгом поблагодарить своего научного руководителя В.Л. Альперовича и заведующего лабораторией А.С. Терехова за постоянное руководство и поддержку данной работы на всех ее этапах. Автор благодарен А.И. Торопову, Н.Т. Мошегову, В.В. Преображенскому, Б.Р. Семягину за предоставление эпитаксиальных структур; Р.Л. Тоберу за предоставление спектров электроотражения p-i-n диодной структуры; А.С. Ярошевичу за помощь в освоении методики фотоотражения и проведении экспериментов, описанных в 3 главе; А.Г. Паулишу, О.Е. Терещенко, В.И. Тынному за помощь в проведении экспериментов, описанных в 4 главе; Т.П. Кириенко за помощь в проведении химической обработки поверхности образцов; а также всем сотрудникам лаборатории за повседневную помощь и поддержку, которая способствовала выполнению данной работы. Автор благодарен РФФИ за поддержку этой работы (гранты 93-02-15177, 96-02-19060), а также фонду Сороса за предоставление гранта по программе «Соросовские аспиранты».

Список литературы

- [1] Alperovich V.L., Jaroshevich A.S., Scheibler H.E., Terekhov A.S. Determination of built-in electric fields in delta-doped GaAs structures by phase-sensitive photorefectance. *Solid State Electronics*, 1994, v. 37, p. 657-660.
- [2] Alperovich V.L., Jaroshevich A.S., Scheibler H.E., Terekhov A.S. Determination of surface and interface electric fields in epitaxial GaAs structures by newly developed photorefectance spectroscopy. *Book of abstracts of Fifth Int. Conf. on the Formation of Semiconductor Interfaces (ICFSI-5)*, Princeton, USA, 1995, p.80-80.
- [3] Scheibler H.E., Alperovich V.L., Jaroshevich A.S., Terekhov A.S. Fourier resolution of surface and interface contributions to photorefectance spectra of multilayered structures. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1995, v. 152, № 1, p. 113-122
- [4] Terekhov A.S., Tereschenko O.E., Paulish A.G., Scheibler H.E., Alperovich V.L. Evolution of electronic properties of GaAs(100) surface under annealing in hydrogen atmosphere. *Physics of Low-dimensional structures*, 1995, v. 12, p. 33-42.
- [5] Jaroshevich A.S., Alperovich V.L., Scheibler H.E., Terekhov A.S. Probing of built-in electric fields in delta-doped GaAs structures by Fourier and phase-resolved photorefectance. *Book of abstracts of 22nd Int. Symp. on Compound Semiconductors*, Cheju Island, Korea, 1995, p. 117-117.
- [6] Alperovich V.L., Paulish A.G., Scheibler H.E., Tynnyi V.I. and Terekhov A.S. Unpinned behavior of the Fermi level on p-(100) GaAs surface facilitated by deposition of cesium. *Appl. Surf. Sci.*, 1996, v.104/105, p. 228-231.
- [7] Альперович В.Л., Терехов А.С., Шайблер Г.Э., Ярошевич А.С. Фурье - анализ спектров фотоотражения полупроводниковых эпитаксиальных структур. Тезисы 2ой Российской конференции по физике полупроводников, Зеленогорск, Россия, 1996, т. 1, с. 174-174.
- [8] Терехов А.С., Терещенко О.Е., Паулиш А.Г., Шайблер Г.Э., Альперович В.Л. Влияние отжига в водороде на электронные свойства поверхности GaAs(100). Тезисы 2ой Российской конференции по физике полупроводников, Зеленогорск, Россия, 1996, т. 2, с. 68-68.
- [9] Alperovich V.L., Jaroshevich A.S., Scheibler H.E., Terekhov A.S., and Tober R.L. Fourier transform analysis of electromodulation spectra: effects of the modulation amplitude. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, v. 71, № 19, p. 2788-2790.
- [10] Franz W. Einflusseines elektrischen Felden auf eine optische Absorption-skante. – *Z.Naturforschung*, 1958, v.13, № 6, s 484-489.
- [11] Келдыш Л.В. О влиянии сильного электрического поля на оптические характеристики непроводящих кристаллов. – *ЖЭТФ*, 1958, т.34, № 5, с. 1138-1141.
- [12] Aspnes D.E. Modulation spectroscopy: Electric field effects on the dielectric function of semiconductors. - In: *Handbook on Semiconductors*. - Ed. by Moss T.S.- Amsterdam: North-Holland.- 1980.- v.2, p.109-154.
- [13] Тягай В.А., Снитко О.В. Электроотражение света в полупроводниках. - Киев: Наук. думка, 1980. -304 с.
- [14] Shen H., Dutta M. Franz-Keldysh oscillations in modulation spectroscopy. - *J. Appl. Phys.*, 1995, v.78, №4, p.2151-2176.
- [15] Aspnes D.E. Electric-field effects on optical absorption near thresholds in solids. – *Phys. Rev.*, 1966, v.147, №2, p.554-566.
- [16] Aspnes D.E. Electric field effects on the dielectric constant of solids. – *Phys. Rev.*, 1967, v.153, №3, p.972-982.

- [17] Seraphin B.O., Bottka N. – Band structure analysis from electroreflectance studies. *Phys. Rev. A*, 1965, v. 145, № 2, p. 628-656.
- [18] Bottka N., Seraphin B.O. Franz-Keldysh effect of the refractive index in semiconductors. – *Phys. Rev. A*, 1965, v. 139, № 2, p. A560-A565
- [19] Aspnes D.E Note on collision broadening of Franz-Keldysh effect. – *Phys. Stat. Sol.*, 1967, v.23, №1, p.K79-K81.
- [20] Endrlein R., The influence of collisions on the Franz-Keldysh effect. – *Phys. Stat. Sol.*, 1967, v.23, №1, p.295-299.
- [21] Келдыш Л.В., Константинов О.В., Перель В.И. Эффекты поляризации при межзонном поглощении света в полупроводниках в сильном электрическом поле. – *ФТП*, 1969, т.3, №7, с.1042-1053.
- [22] Handler P., Jasperson S., Koeppen S. Interference of light- and heavy-hole contributions to the electroreflectance spectrum of germanium. - *Phys. Rev. Lett.*, 1969, v.23, №24, p.1387-1391.
- [23] Неизвестный И.Г., Овсяк Н.Н., Синюков М.П. Многоосцилляционные спектры электроотражения германия. - *Письма ЖЭТФ*, 1976, т.24, №7, с.393-397.
- [24] Овсяк Н.Н., Синюков М.П. Многоосцилляционные спектры электроотражения германия. Эффекты непараболичности зон. – *ЖЭТФ*, 1978, т.75, № 3, с 1075-1082.
- [25] Dow J.D., Redfield D. Electroabsorption in semiconductors: The excitonic absorption edge. - *Phys. Rev. B*, 1970, v. 1, № 8, p. 3358-3371.
- [26] Blossey D.F. Wannier exciton in an electric field. II. Electroabsorption in direct-band-gap solids. - *Phys. Rev. B*, 1971, v. 3, № 4, p. 1382-1391.
- [27] Аронов А.Г., Иоселевич А.С. Электрооптические эффекты в полупроводниках с вырожденными зонами с учётом экситона. – *ЖЭТФ*, 1981, т. 81, № 1, с.336-352.
- [28] Heesel H., Hunsche S., Mikkelsen H., Dekorsy T., Leo K., Kurz H. - Dynamics of electric-field screening in a bulk GaAs modulator. - *Phys. Rev. B*, 1993, v. 47, № 23, p. 16000-16003.
- [29] Aspnes D.E., Studna A.A., Schottky-barrier electroreflectance: Application to GaAs - *Phys. Rev. B*, 1973, v. 7, № 10, p. 4605-4625.
- [30] Shen H., Pollak F.H., Generalized Franz-Keldysh theory of electromodulation. - *Phys. Rev. B*, 1990, v. 42, № 11, p. 7097-7102.
- [31] Kanata T., Matsunaga M., Takakura H., Hamakawa Y, Nishino T. Photorefectance characterization of surface Fermi level in as-grown GaAs(100). - *J. Appl. Phys.*, 1990, v.68, №10, p.5309-5313.
- [32] Shen H., Dutta M., Fotiadis L., Newman P.G., Moerkirk R.P., Chang W.H., Sacks R.N. Photorelectance study of surface Fermi level in GaAs and GaAlAs. - *Appl. Phys. Lett.*, 1990, v.57, №20, p.2118-2120.
- [33] Yin X., Chen H.-M., Pollak F.H., Chan Y., Montano P.A., Kirchner P.D., Pettit G.P., Woodal J.M. Photorelectance study of surface photovoltage effects at (100)GaAs surfaces/interfaces. - *Appl. Phys. Lett.*, 1991, v.58, №3, p.260-262.
- [34] Airaksinen V.M and Lipsanen H.K. Photorelectance study of photovoltage effects in GaAs diode structures. - *Appl. Phys. Lett.*, 1992, v.60, №17, p.2110-2112.
- [35] Krystek W., Qiang H., Pollak F.H., Streit D.C., Wojtowicz M. Contactless HBT equivalent-circuit analysis using the modulation frequency-dependence of photorelectance. - *Proceedings of the 21st International Symposium on Compound Semiconductors, Institute of physics conference series*, 1995, Iss 141, p. 651-656.

- [36] Bottka N., Gaskill D.K., Wright P.D., Kaliski R.W., Williams D.A. Qualification of OMVPE AlGaAs/GaAs HTB structures using nondestructive photoreflectance spectroscopy. - *J. Cryst. Growth*, 1991, v.107, p.893-897.
- [37] Alperovich V.L., Yaroshevich A.S., Scheibler H.E., Terekhov A.S. Elucidation of photoreflectance mechanisms by phase resolution spectroscopy: application to delta-doped GaAs. - *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1993, v.175, p.K35-K38.
- [38] Lu C.R., Anderson J.R., Stone D.R., Beard W.T., Wilson R.A. Photoreflectance study of the electric fields at the n-type GaAs surface and across the n-type GaAs/substrate interface. - *Superlattices and Microstructures*, 1990, v.8, №2, p.155-157.
- [39] Sydor M., Angelo J., Wilson J.J., Mitchel W.C., Yen M.Y. Photoreflectance from GaAs and GaAs/GaAs interfaces. - *Phys. Rev. B.*, 1989, v.40, №12, p.8473-8484.
- [40] Shen H., Pollak F.H., Woodall J.M., Sacks R.N. Photoreflectance study of electric field distributions in semiconductor heterostructures grown on semi-insulating substrates. - *Journal of Electronic Materials*, 1990, v.19, №3, p.283-286.
- [41] Sydor M., Badakhshan A., Engholm J.R. Differential photoreflectance from delta-doped structures and GaAs/n-GaAs interfaces. - *J. Appl. Phys.*, 1991, v.59, №6, p.677-679.
- [42] Sydor M., Badakhshan A., Engholm J.R., Dale D.A. Differential photoreflectance from modulation doped heterojunctions. - *Appl. Phys. Lett.*, 1991, v.58, №9, p.948-950.
- [43] Biegelsen D.K., Bringans R.D., Northrup J.E., Swartz L.-E. Surface reconstructions of GaAs(100) observed by scanning tunneling microscopy - *Phys. Rev. B*, 1990, v.41, №9, p.5701-5706.
- [44] Chen W., Dumas M., Mao D., Kahn A. Work function, electron affinity, and band bending at decapped GaAs(100) surfaces - *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1992, v.10, № 4, p.1886-1890.
- [45] Vitomirov I.M., Raisanen A., Finnefrock A.C., Viturro R.E., Brillson L.J., Kirchner P.D., Pettit G.D., Woodall J.M. Geometric ordering, surface chemistry, band bending, and work function at decapped GaAs(100) surfaces. - *Phys. Rev. B.*, 1992, v.46, №20, p.13293-13299.
- [46] Berkovitz V.L., Paget D. Optical spectroscopy of ordered GaAs(001) surfaces obtained by sulfide passivation. - *Appl.Surf.Sci.* 1993, v.65/66, p.607-611.
- [47] Ke Y., Milano S., Wang X.W., Tao N., Darici Y. Structural studies of sulfur-passivated GaAs(100) surfaces with LEED and AFM. - *Surf.Sci.* 1998, v.415, p.29-36.
- [48] Vasquez R.P., Lewis B.F., Grunthaner F.J. Cleaning chemistry of GaAs(100) and InSb(100) substrates for molecular beam epitaxy. - *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1983, v.1, №3, p.791-794.
- [49] Галицын Ю.Г., Пошевнев В.И., Мансуров В.Г., Терехов А.С., Огорокова Л.Г. Остаточные углеродные загрязнения на поверхности GaAs, обработанной в спиртовых растворах HCl. - *Поверхность*, 1989, №4, с.147-150.
- [50] Tereshchenko O.E., Chikichev S.I., Terekhov A.S. Atomic structure and electronic properties of HCl-isopropanol treated and vacuum annealed GaAs(100). - *Appl. Surf. Sci.*, 1999, v.142, p.75-80.
- [51] Takamori A., Sugata S., Asakawa K., Miyauchi E., and Hashimoto H. Cleaning of MBE GaAs substrates by hydrogen radical beam irradiation. - *Jpn. J. Appl. Phys*, 1987, v.26, №2, p.L142-L144.
- [52] Suemune I., Kishimoto A., Hamaoka K., Honda Y., Kan Y., Yamanishi M. Dependence of GaAs etch rate on the angle of incidence of a hydrogen plasma beam excited by electron cyclotron resonance. - *Appl. Phys. Lett.*, 1990, v.56, №24, p.2393-2395.
- [53] Watanabe N., Nittono T., Ito H., Kondo N., Nanishi Y. Surface cleaning of C-doped p⁺-GaAs with hydrogen electron cyclotron resonance plasma. - *J. Appl. Phys.*, 1993, v.73, №12, p.8146-8150.

- [54] Kikawa T., Ochiai I., Takatani S. Atomic hydrogen cleaning of GaAs and InP surfaces by photoemission spectroscopy. - Surf.Sci. 1994, v.316, p.238-246.
- [55] Ballutaud D., Debiemme-Chouvy C., Etcheberry A., de Mierry P., Svob L. Reactivity of III-V and II-VI semiconductors toward hydrogen: surface modification and evolution in air. - Appl. Surf. Sci., 1995, v.84, p. 187-192.
- [56] Weegels L.M., Saitoh T., and Kanbe H. Dynamics of GaAs surfaces exposed to argon and hydrogen electron-cyclotron-resonance plasmas observed by real-time optical reflection spectroscopy. - J. Appl. Phys., 1995 v.77 №11 p.5987-5994.
- [57] Sugaya T. and Kawabe M. Low-temperature cleaning of GaAs substrate by atomic hydrogen irradiation. - Jpn. J. Appl. Phys, 1991, v.30, №3A, p.L402-L404.
- [58] Petit E. J., Houzay F., and Moison J.M. Interaction of atomic hydrogen with native oxides on GaAs(100). - J. Vac. Sci. Technol. A, 1992, v.10, №4, p.2172-2177.
- [59] Ide Y. and Yamada M. Role of Ga₂O in removal of GaAs surface oxides induced by atomic hydrogen. – J. Vac. Sci. Technol. A, 1994, v.12, №4, p.1858-1863.
- [60] Yamada M. and Ide Y. Direct observation of species liberated from GaAs native oxides during atomic hydrogen cleaning. – Jpn. J. Appl. Phys, 1994, v.33, №5A, p.L671-L674.
- [61] Pearton S.J., Dauteront-Smith W.C., Chevallier J., Tu C.W., and Cummings K.D. Hydrogenation of shallow-donor levels in GaAs. - J. Appl. Phys., 1986, v.59, №8, p.2821-2827.
- [62] Omeljanovsky E.M., Pakhomov A.V., Polyakov A.Y. Hydrogen passivation of donors and acceptors in InP. – Semicond. Sci. Technol., 1989, v.4, p.947-950.
- [63] Wang Y.G. and Ashok S. A study of metal/GaAs interface modification by hydrogen plasma. - J. Appl. Phys., 1994, v.75, №5, p.2447-2454.
- [64] Swaminathan V., Lopata J., Slusky S.E.G., Dauteront-Smith W.G., Pearton S.J. Increase in photoluminescence of Zn-doped p-type InP after hydrogenation. – Electronic Letters, 1989, v.25, №23, p.1584-1586.
- [65] Capizzi M., Coluzza C., Frankl P., Frova A., Yin X., Pollack F.H., Sacks R.N. Photorefectance and photoluminescence study of defect passivation by hydrogen in GaAlAs/GaAs/GaAs heterostructures. – SPIE, 1990, v.1286, p.50-55.
- [66] Kampen T.U., Koenders L., Smith K., Ruckschloss M., Monch W. Hydrogen-induced surface acceptors on GaAs(110) surfaces at low temperatures. – Surf. Sci., 1991, v. 242, p.314-318.
- [67] Dittrich Th. and John S. Influence of low plasma power hydrogenation on the barrier height and passivation of n-GaAs. – Phys. Stat. Sol. (a), 1991, v. 126, p. K49-K52.
- [68] Нестеренко Б.А., Снитко О.В. Физические свойства атомарно-чистой поверхности полупроводников. - Киев: Наук. думка, 1983. -264 с.
- [69] Бехштедт Ф., Эндерлайн Р. Поверхности и границы раздела.- М.: Мир, 1990.- 488с.
- [70] Bechstedt F., Scheffler M. Alkali adsorption on GaAs(110): atomic structure, electronic states and surface dipoles. - Surf. Sci. Rep., 1993, v. 18, p. 145-198.
- [71] Mönch W. Semiconductor surfaces and interfaces. - Springer-Verlag, Berlin, 1993. - 366 p.
- [72] Spicer W.E., Chye P.W., Skeath P.R., Su C.Y., Lindau I. New and unified model Schottky barrier and III-V insulator interface states formation. - J. Vac. Sci. Technol., 1979, v.16, N 5, p.1422-1432.
- [73] Spicer W.E., Lindau I., Skeath P., Su C.Y., Chye P. Unified mechanism for Schottky barrier formation and III-V oxide interface states. - Phys. Rev. Lett., 1980, v.44, №6, p.420-423.

- [74] Viturro R.E., Mailhiot C., Shaw J.L., Brillson L.J., LaGraffe D., Margaritondo G., Pettit G.D., Woodall J.M. Interface states and Schottky barrier formation at metal/GaAs junctions. - J. Vac. Sci. Technol. A, 1989, v.7, №3, p.855-860.
- [75] Laubschat C., Prietsch M., Domke M., Weschke E., Remmers E., Mandel T., Ortega E., Kaindl G. Switching of band bending at the nonreactive (Cs,O)/GaAs(110) interface. - Phys. Rev. Lett., 1989, v.62, №11, p.1306-1309.
- [76] Cao R., Miyano K., Kendelewicz T., Lindau I., Spicer W.E. Fermi level movement at the Cs/GaAs(110) interfaces. - Appl. Phys. Lett., 1989, v.54, №13, p.1250-1252; On the aspects of GaAs initial stage band bending. - Physica Scripta, 1990, v.41, p.887-891.
- [77] Alperovich V.L., Paulish A.G., Terekhov A.S. Domination of adatom-induced over defect-induced surface states on p-type GaAs(Cs,O) at room temperature. - Phys. Rev. B, 1994, v.50, №8, p.5480-5483.
- [78] Alperovich V.L., Paulish A.G., Terekhov A.S. Unpinned behavior of electronic properties of p-GaAs(Cs,O) surface at room temperature. - Surf. Sci., 1995, v.331-333, p.1250-1255.
- [79] Белл Р.Л. Эмиттеры с отрицательным электронным сродством. - М.: "Энергия", 1978, 192 с.
- [80] Klepeis J.E., Harrison W.A. Coverage dependence of Schottky barrier formation. - J. Vac. Sci. Technol. B., 1989, v.7, №4, p.964-970.
- [81] Alperovich V.L., Jaroshevich A.S., Kuzaev V.N., Shevelov S.V., Paulish A.G., Terekhov A.S. Unpinned behavior of Fermi level, photovoltage, and recombination velocity on p-GaAs surface under Cs and O₂ deposition. - Phys. Low-Dim. Struct., 1994, v.1, p.45-51.
- [82] Aspnes D.E. Band nonparabolicities, broadening, and internal field distributions: The spectroscopy of Franz-Keldysh oscillations. - Phys. Rev. B, 1974, v.10, №10, p.4228-4238.
- [83] Jackson P.L., Seebauer E.G., Accurate methods for simulating electroreflectance and photorefectance spectra of GaAs. - J. Appl. Phys., 1991, v. 69, № 2, p.943-948.
- [84] Enderlein R., Beliaev D., Soares J.A.N.T., Scolfaro L.M.R., Leite J.R. Method for calculating photo- and electroreflectance spectra from semiconductor heterostructures. - Phys. Rev. B, 1995, v. 52, № 4, p. 2814-2822.
- [85] Batchelor R.A., Brown A.C., Hamnett A. Theoretical and experimental results for p-type GaAs electrolyte electroreflectance. - Phys. Rev. B, 1990, v. 41, № 3, p.1401-1412.
- [86] Eстера J.P., Duncan W.M., Glosser R. Complex Airy analysis of photorelectance spectra for III-V semiconductors. - Phys. Rev. B, 1994, v. 49, № 11, p.7281-7293.
- [87] Hildebrandt S., Murtagh M., Kuzmenko R., Kircher W., Schreiber J.- Analysis of synchronous phase, pump power and pump wavelength dependent complex PR spectra from GaAs MBE structures. Phys. Stat. Sol. (a), 1995, v. 157, № 1, p. 147-160.
- [88] Van Hoof C., Deneffe K., De Boek J., Arent D.J., Borghs G. Franz-Keldysh oscillations originating from well-controlled electric field in GaAs depletion region. - Appl. Phys. Lett., 1989, v.54, №7, p.608-610.
- [89] Garrett C.G.B. and Brattain W.H. Physical theory of semiconductor surfaces. - Phys. Rev., 1955, v.99, №2, p.376-387.
- [90] Марпл-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его применения. М.: Мир, 1990. - 584 с.
- [91] Pfeiffer P., Zawadzki W. Five-level k-p model for the conduction and valence bands of GaAs and InP. - Phys. Rev. B, 1996, v.53, №19, p.12813-12828.
- [92] Галицын Ю.Г., Пошевнев В.И., Мансуров В.Г., Терехов А.С. Металлический транспортный контейнер для переноса образцов в инертной атмосфере. - Приборы и техника эксперимента, 1988, №4, с.191-192.

- [93] Wang Z., Kwan Siu L., Pearsall T.P., Booth J.L., Beard B.T., Johnson S.R. Real-time, noninvasive temperature control of wafer processing based on diffusive reflectance spectroscopy. – J. Vac. Sci. Technol. B, 1997, v. 15, № 1, 116-121.
- [94] Thurmond C.D. The standard thermodynamic functions for the formation of electrons and holes in Ge, Si, GaAs, and GaP. - J. Electrochem. Soc., 1975, v.122, №8, p.1133-1141.
- [95] Orme C., Johnson M.D., Sudijono J.L., Leung K.T., Orr B.G. Large scale surface structure formed during GaAs(001) homoepitaxy. - Appl. Phys. Lett., 1994, v.64, №7, p.860-862.
- [96] Hecht M.H. Role of photocurrent in low-temperature photoemission of Schottky-barrier formation. - Phys. Rev. B., 1990, v.41, №11, p.7918-7921.
- [97] Bauer A., Prietsch M., Molodtsov S., Laubschat C., and Kaindl G. Systematic study of the photovoltaic effect in photoemission. - Phys. Rev. B., 1991, v.44, №8, p.4002-4005.
- [98] Herrera-Gomez A., Vergara G., Spicer W.E. Physics of high-intensity nanosecond electron source - Charge limit phenomenon in GaAs photocathodes. - J. Appl. Phys., 1996, v. 79, №9, p.7318-7323.
- [99] Jaroshevich A.S., Kirillov M.A., Orlov D.A., Paulish A.G., Scheibler H.E., Terekhov A.S. Photocurrent saturation at GaAs(Cs,O). - AIP Conference Proceedings 421, 1998, p. 485-486.
- [100] Shen H., Dutta M., Lux R., Buchwald W., Fotiadis L. Sacks R.N. Dynamics of photorefectance from undoped GaAs. - Appl. Phys. Lett., 1991, v.59, №3, p.321-323.
- [101] Shen H., Hang Z., Pan S.H., Pollak F.H., Woodall J.M. Dependence of the photorefectance of semi-insulating GaAs on temperature and pump chopping frequency. - Appl. Phys. Lett., 1988, v.52, №24, p.2058-2060.
- [102] Пека Г.П. Физические явления на поверхности полупроводников. - Киев: Вища шк., 1984.- 214с
- [103] Drathen P., Ranke W., Jakobi K. Composition and structure of differently prepared GaAs(100) surfaces studied by LEED and ATS. – Surf. Sci., 1978, v. 77, p.L162-L166.
- [104] Rodway D. AES, photoemission and work function study of the deposition of Cs on (100) and (111)B GaAs epitaxial layers. – Surf. Sci., 1984, v.147, №1, p.103-114.
- [105] Терещенко О.Е. Атомная структура и электронные свойства границы раздела GaAs(100)-(Cs,O). – Дис. канд.физ.-мат.наук.-Новосибирск, 1999,- 168 стр.
- [106] Wang D.P. and Chen C.T. Fast Fourier transform of photorefectance spectroscopy of δ -doped GaAs. - Appl. Phys. Lett., 1995, v.67, №14, p.2069-2071. Addendum: Appl. Phys. Lett., 1996, v.68, №11, p.1585.
- [107] Nukeaw J., Matsubara N., Fujiwara Y., Takeda Y. Characterization of InP δ -doped with Er by FFT photorefectance. – Appl. Surf. Sci., 1997, v.117/118, p.776-780.
- [108] Chang W.-H., Hsu T.M., Lee W.C. and Chuang R.S. A study of the Franz-Keldysh oscillations in electromodulation reflectance of Si-delta-doped GaAs by a fast Fourier transformation. – J. Appl. Phys., 1998, v.83, №12, p.7873-7878.
- [109] Tomaszewicz T., Babinski A., Suska D., Baranowski J.M., Tomaszewicz A. Electroreflectance bias-wavelength mapping of the modulation Si delta-doped pseudomorphic GaAs/InGaAs/AlGaAs structure. – Appl. Phys. Lett., 1999, v.75, №14, p.2088-2090.
- [110] Jin P., Pan S.H., Liang J.B. Theoretical analysis and experimental study of Fourier transformation of Franz-Keldysh oscillations in GaAs. - J. Appl. Phys., 2000, v.88, №11, p.6429-6435.