

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М. В. ЛОМОНОСОВА

Физический факультет
Кафедра общей физики

ПРИМЕНЕНИЕ ФАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО АНАЛИЗА
СПЕКТРОВ ФОТООТРАЖЕНИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ ВРЕМЕНИ
ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ
В ДЕЛЬТА-ЛЕГИРОВАННЫХ СТРУКТУРАХ

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА
СТУДЕНТА 605 ГРУППЫ
ЛЯЛИНА ИГОРЯ ИГОРЕВИЧА

«Допущена к защите»
25 декабря 2014 года
Заведующий кафедрой общей физики
проф. _____ Салецкий А. М.

Научный руководитель:
к. ф.-м. н., доцент Боков П. Ю.

Оглавление

Введение	2
1 Электромодуляционная спектроскопия полупроводников: временные характеристики сигнала фотоотражения	3
1.1 Модуляционная спектроскопия полупроводников	3
1.2 Электромодуляционная спектроскопия	5
1.2.1 Эффект и осцилляции Франца—Келдыша	6
1.2.2 Низкополевой случай	8
1.2.3 Среднеполевой случай	9
1.2.4 Высокополевой случай	10
1.3 Фотоотражение	10
1.4 Временная зависимость сигнала фотоотражения	12
1.5 Фотоотражение дельта-легированных структур	18
2 Методика эксперимента и исследуемая структура	21
2.1 Исследуемая структура	21
2.2 Экспериментальная установка	22
3 Оценка времени жизни неравновесных носителей в дельта-легированных структурах с помощью фазочувствительного анализа спектров фотоотражения	24
3.1 Анализ спектра ФО в рамках модели Аспнеса и Штудны	24
3.2 Фазовая и частотная зависимость сигнала фотоотражения	26
3.3 Тестирование установки	31
3.4 Оценка характерных времен жизни неравновесных носителей по фазовой и частотной зависимости сигнала фотоотражения	33
Основные результаты и выводы	40
Список литературы	41

Введение

Одной из важных задач современной физики и технологии полупроводников и полупроводниковых приборов является реализация возможности управления временем жизни неравновесных носителей. Этим временем жизни определяются такие практически важные характеристики полупроводников, как подвижность носителей, плотность двумерного электронного газа, ширина линии излучения и т. п. Для полупроводниковых структур, отдельные части которых по размерам составляют единицы нанометров или слабелегированных структур методы оценки времен, основанные на эффекте Холла или фото ЭДС, оказываются малоприменимыми.

В данной работе предлагается к рассмотрению методика оценки времен, основанная на фазочувствительном анализе (ФЧА) спектров фотоотражения.

Глава 1

Электромодуляционная спектроскопия полупроводников: временные характеристики сигнала фотоотражения

1.1 Модуляционная спектроскопия полупроводников

Модуляционная спектроскопия появилась в 60-х годах прошлого века, и стала новым мощным методом исследования полупроводниковых материалов. Чтобы ответить на вопрос — почему? надо ознакомиться с общими принципами данного метода.

Обычный оптический спектр полупроводника, например, спектр отражения $R(\omega)$, имеет сложный, трудноинтерпретируемый характер. В нем содержится как интересующая исследователя полезная информация, отвечающая в том числе за зонную структуру полупроводника, так и бесструктурная компонента — постоянный фон и широкие полосы, связанные с дефектами решетки и неконтролируемыми примесями. Причем эта фоновая составляющая обычно гораздо интенсивнее полезного сигнала. Преодолеть эти трудности позволяют методы модуляционной (дифференциальной) спектроскопии.

Идея, как обычно бывает с хорошими идеями, проста и красива — вместо обычного спектра измерять изменения в нём, вызванные малым, периодически меняющимся возмущением — параметром модуляции ξ . Это позволяет экспериментально регистрировать производные оптических спектров различного порядка. Рассмотрим ряд преимуществ данного метода.

Спектральные особенности изучаемой полупроводниковой структуры обусловлены электронными переходами в критических точках дисперсионной кривой $\varepsilon(\omega)$ — экстремумы диэлектрической функции. Если предположить, что диэлектрическая функция вблизи критической точки ω_g описывается выражением [1]:

$$\varepsilon_{reg} = \varepsilon(\omega - \omega_g) \cdot K(\omega) + K_0, \quad (1.1)$$

где $K(\omega)$ — чувствительность измерительной аппаратуры, K_0 — параметр, определяемый постоянным фоном, то в результате модуляции, регистрируемый сигнал будет

представлять производную по выбранному параметру ξ :

$$\frac{d\varepsilon_{reg}}{d\xi} = K(\omega) \frac{\partial\varepsilon(\omega - \omega_g)}{\partial(\omega - \omega_g)} \frac{\partial(\omega - \omega_g)}{\partial\xi} + \frac{dK(\omega)}{d\xi} \varepsilon(\omega - \omega_g). \quad (1.2)$$

Видно, что в данном случае постоянный фон исключается, а в критической точке первый член выражения (1.2) резко возрастает, давая возможность лучше выявить спектральную особенность. Второе слагаемое, пропорциональное производной от чувствительности установки вблизи критической точки, обычно [1] пренебрежимо мало.

Таким образом, возникают две возможности выбора параметра дифференцирования: частота света и спектральное положение критической точки. Последнее осуществляется в случае модулирования электрическим полем, внешним давлением или температурой. Модуляцию по частоте можно осуществить используя луч света, модулированный по длине волны. Это делают колебанием щели, дифракционной решетки, призмы или зеркала в спектральном приборе.

В методах модуляционной спектроскопии вместо диэлектрической функции и ее производных обычно регистрируют связанные с ними коэффициент отражения или коэффициент пропускания света и их производные. Высокая чувствительность методов модуляционной спектроскопии обусловлена применением фазочувствительного детектирования, то есть усилителя с синхронным детектором, реализующим измерения на частоте модуляции. Для наиболее точного измерения производной требуется, чтобы амплитуда модуляции была настолько это возможно мала.

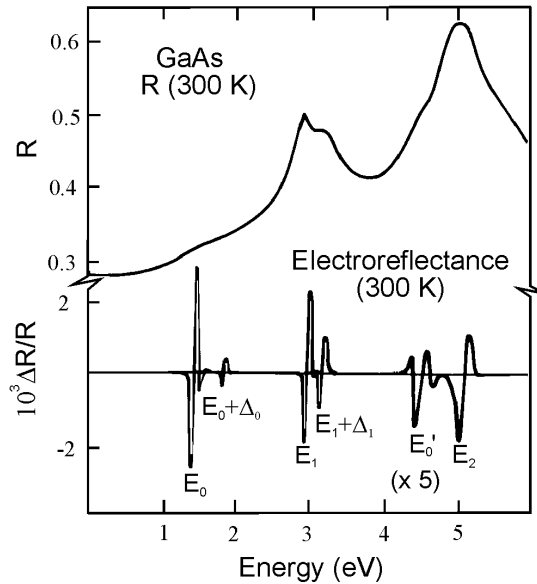


Рис. 1.1. Сравнение спектров отражения (вверху) и электроотражения (внизу) GaAs, при $T = 300$ K [2].

Таким образом, основные преимущества методов модуляционной спектроскопии по сравнению с методами спектроскопии отражения или поглощения обусловлены возможностью устранения фоновой бесструктурной компоненты сигнала и получе-

ния дифференциальных спектров. Все это позволяет выявлять тонкие спектральные особенности (см. рис. 1.1) даже при комнатной температуре.

Типичная установка для проведения модуляционных измерений обычно содержит следующие компоненты: источник света, монохроматор, приемник света (например, фотодиод), усилитель с синхронным детектором, устройство для преобразования сигнала, модулирующее устройство, которое специфично для каждого определенного метода и компьютер для управления экспериментом.

1.2 Электромодуляционная спектроскопия

Свойства легированных полупроводников определяются распределением встроенных электрических полей, конфигурация которых, в свою очередь, зависит от пространственного распределения примеси, концентрации носителей и потенциала поверхности. Логично, что одним из основных методов изучения данных структур, является электромодуляционная (ЭМ) спектроскопия, в которой в качестве малого возмущения используют модуляцию встроенного электрического поля. Фактически ЭМ спектроскопия является единственным методом оценки напряженности встроенного электрического поля [3].

Как отмечалось выше, в методах модуляционной спектроскопии измеряют не спектр отражения или пропускания полупроводника, а изменения в спектре, вызванные малым внешним возмущением. Существуют два вида спектроскопии электромодуляционного отражения: электроотражение (ЭО) и фотоотражение (ФО), различающиеся практическим способом реализации модуляции встроенного электрического поля. В обоих случаях измеряемой величиной является [2]:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{off} - R_{on}}{R_{off}}, \quad (1.3)$$

где R_{on} и R_{off} — соответственно, коэффициенты отражения в присутствии внешнего воздействия и без него. С другой стороны, если амплитуда модуляции мала, данное относительное изменение коэффициента отражения может быть выражено через возмущение комплексной диэлектрической функции $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ [4]:

$$\frac{\Delta R}{R} = \alpha(\varepsilon_1, \varepsilon_2)\Delta\varepsilon_1 + \beta(\varepsilon_1, \varepsilon_2)\Delta\varepsilon_2, \quad (1.4)$$

где $\alpha = \frac{\partial \ln R}{\partial \varepsilon_1}$, $\beta = \frac{\partial \ln R}{\partial \varepsilon_2}$ — коэффициенты Серафина, $\Delta\varepsilon_1$ и $\Delta\varepsilon_2$ — индуцированные электрическим полем изменения действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической функции, удовлетворяющие соотношениям Крамерса—Кронига [5, с. 389–390].

Встроенные электрические поля обусловлены множеством причин. Основные из них — потенциал поверхности, пространственное распределение примеси и носителей

заряда, скачки потенциала на интерфейсах, пьезоэлектрические эффекты. В современных полупроводниковых структурах обычно существуют несколько областей со встроенными электрическими полями разных источников, разной локализации, и, как следствие, разной напряженности.

В 1970-х годах Аспнесом было замечено, что вид электромодуляционных спектров сильно зависит от напряженности встроенного электрического поля полупроводника [6]. Вслед за Аспнесом различают три вида электромодуляционных спектров:

1. низкополевой случай, $\hbar\Omega \leq \Gamma$,
2. среднеполевой случай, $\hbar\Omega \geq \Gamma$,
3. высокополевой случай, $\hbar\Omega \gg \Gamma$,

здесь $\Gamma \sim \hbar/\tau$ — феноменологический параметр уширения, τ — характерное время жизни носителей в возбужденном состоянии, $\hbar\Omega$ — электрооптическая энергия (характерная энергия, которая равна средней энергии, приобретенной фотовозбужденным носителем в однородном электрическом поле [7]):

$$(\hbar\Omega)^3 = \frac{q^2 \hbar^2 F^2}{2\mu}, \quad (1.5)$$

где q — элементарный заряд, F — модуль вектора напряженности электрического поля, μ — приведённая межзонная масса носителей:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}, \quad (1.6)$$

где m_e и m_h — эффективные массы электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне.

Таким образом, типичный ЭМ спектр от реальной полупроводниковой структуры представляет совокупность вкладов от различных областей структуры, каждая из которых характеризуется собственным встроенным электрическим полем. Кроме того, вклады в ЭМ спектр от этих областей могут быть локализованы в одном спектральном диапазоне, что усложняет вопрос интерпретации данных, полученных в результате измерения спектра.

1.2.1 Эффект и осцилляции Франца—Келдыша

Вопрос о влиянии электрического поля на фундаментальный край поглощения полупроводника был впервые рассмотрен в 1957–1958 годах Л. В. Келдышем [8] и В. Францем [9], одновременно и независимо друг от друга. Они теоретически предсказали, что в присутствии электрического поля имеет место поглощение фотонов с энергией меньшей, чем ширина запрещенной зоны E_g . Сейчас это явление известно как эффект Франца—Келдыша. В том же 1958-ом году на кафедре физики полупроводников физфака МГУ было получено первое экспериментальное подтверждение

данного эффекта. Спустя 5 лет первоначальные теоретические расчеты были развиты в работах Каллауэя [10] и Тармалингама [11] для всего диапазона энергий. Кроме смещения края поглощения в длинноволновую область было предсказано наличие осцилляций в области энергий $E > E_g$.

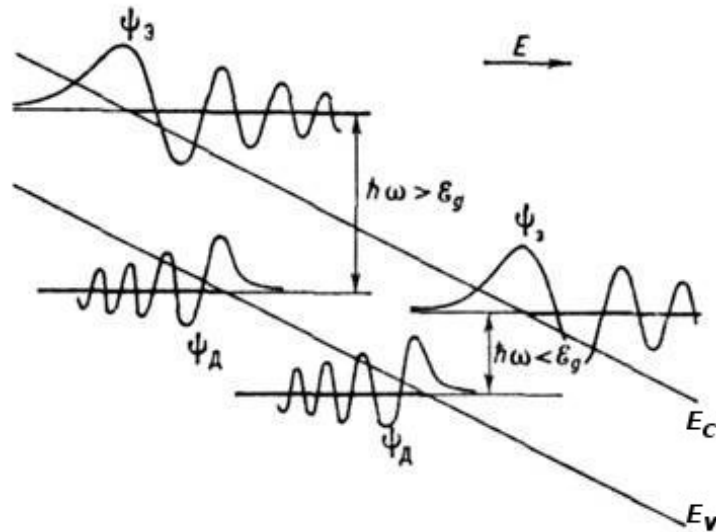


Рис. 1.2. Волновые функции электронов ψ_e и дырок ψ_h в полупроводнике, поясняющие эффект Франца—Келдыша ($\hbar\omega < E_g$) и осцилляции Франца—Келдыша ($\hbar\omega > E_g$).

Приложение к полупроводнику однородного электрического поля приводит к наклону энергетических зон в пространстве (см. рис. 1.2). Появляется треугольный потенциальный барьер для электронов зоны проводимости и дырок валентной зоны. Экспоненциальное затухание подбарьерных волновых функций приводит к возможности нахождения электрона в запрещенной зоне и поглощению фотона с энергией $\hbar\omega < E_g$. Волновые функции, в случае треугольного барьера, описываются функциями Эйри, что объясняет наличие высокоэнергетических осцилляций в спектре поглощения полупроводника — осцилляций Франца—Келдыша (ОФК) [12, с. 288–291].

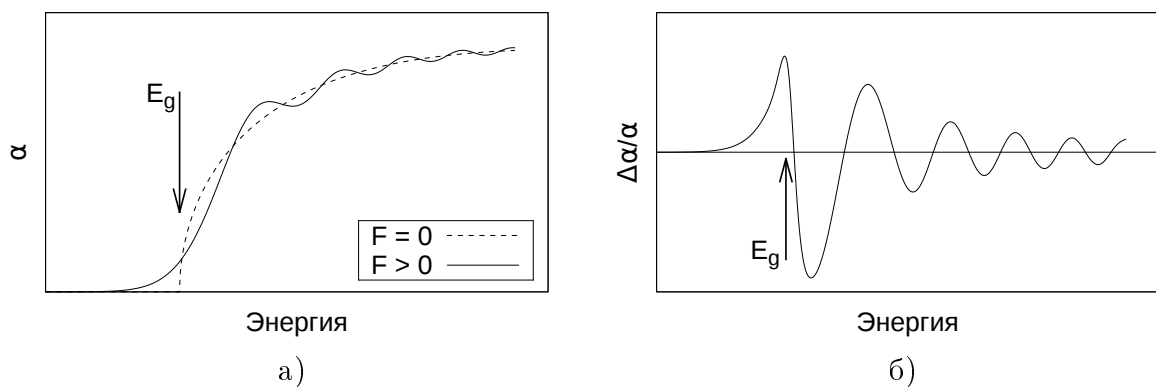


Рис. 1.3. а) Спектры поглощения полупроводника, в отсутствии электрического поля (штриховая линия) и помещенного в электрическое поле (сплошная линия). б) Дифференциальный спектр поглощения полупроводника.

В отсутствие электрического поля край поглощения совпадает с шириной запрещенной зоны, а в области $E > E_g$, коэффициент поглощения $\alpha \sim \sqrt{E - E_g}$ (для прямых разрешенных межзонных переходов) [13, с. 304–307]. В случае приложения к полупроводнику электрического поля в силу эффектов, обсужденных выше, форма спектра меняется (см. рис. 1.3 а).

Дифференциальный спектр поглощения представляет собой структуру вида: $\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{\alpha_{on} - \alpha_{off}}{\alpha_{off}}$. Имеет резкий пик при энергии запрещенной зоны E_g , быстро затухает ниже E_g и осциллирует выше E_g (см. рис. 1.3 б).

1.2.2 Низкополевой случай

Низкополевой случай характерен для слабелегированных образцов ($n, p < 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для GaAs). Модуляционный спектр в этом случае представляет собой характерную спектральную линию с двумя экстремумами разных знаков (см. рис. 1.4).

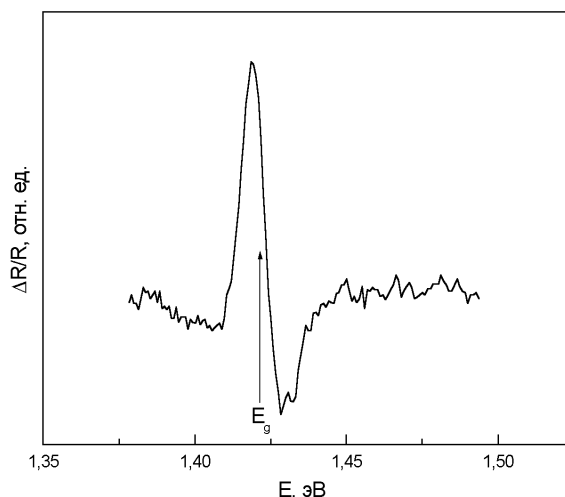


Рис. 1.4. Спектр фотоотражения полуизолирующей подложки GaAs. Спектр получен в лаборатории д. ф.-м. н., профессора Л. П. Авакянца.

Согласно работе Аспнеса [6], форма линии такого спектра описывается выражением:

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re} [Ae^{i\varphi} (E - E_g + i\Gamma)^{-m}], \quad (1.7)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, Γ — феноменологический параметр уширения, A и φ — амплитудный и фазовый параметры соответственно, E — энергия зондирующего излучения, m — параметр, зависящий от типа критической точки, в окрестности которой осуществляется электронно-дырочный переход, и порядка производной диэлектрической функции $\varepsilon(E)$ по энергии. Экспериментально установлено, что для трехмерной критической точки $m = 2.5$ и соответствует первой производной диэлектрической функции $\varepsilon(E)$. Значение $m = 1$ соответствует первой производной для двумерной критической точки, $m = 2$ — первой производной экситонной $\varepsilon(E)$

с лоренцовым профилем поглощения, а $m = 3$ — третьей производной для двумерной критической точки, что эквивалентно первой производной экситонной линии с гауссовым профилем поглощения [14].

1.2.3 Среднеполевой случай

Среднеполевой случай характерен для большинства структур, концентрация носителей в которых $n, p > 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Экспериментально установлено, что критерием малости встроенного электрического поля можно считать выражение $\hbar\Omega < 3\Gamma$. Если напряженность электрического поля F не удовлетворяет этому критерию и $eFa_0 \ll E_g$, где a_0 — постоянная решетки, то электромультипликационная компонента в спектре будет представлять собой среднеполевую форму с осцилляциями Франца—Келдыша (см. рис. 1.5).

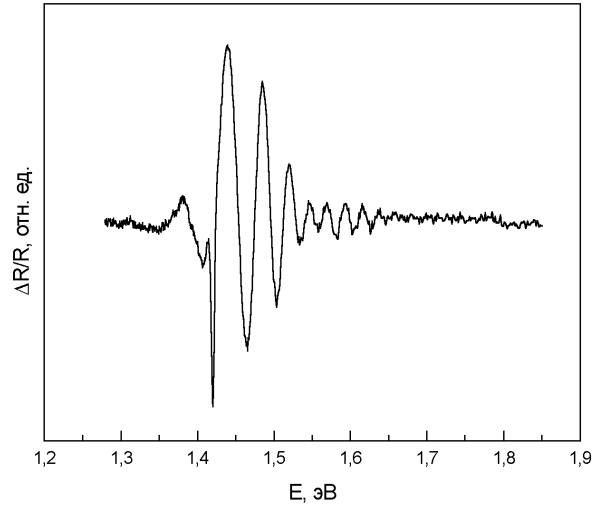


Рис. 1.5. Спектр фотоотражения легированной пленки n-GaAs. Биения осцилляций Франца—Келдыша вызваны наложением сигналов фотоотражения, связанных с переходами с участием подзон тяжелых и легких дырок расщепленной валентной зоны GaAs. Спектр получен в лаборатории д. ф.-м. н., профессора Л. П. Авакянца.

На основе предположения об однородности электрического поля в области возникновения электромультипликационного сигнала Аспнесом и Штудной была предложена модель [15], в рамках которой спектральная форма электромультипликационной компоненты в среднеполевом случае описывается приближенным выражением:

$$\frac{\Delta R}{R} \sim \frac{1}{E^2(E - E_g)} \exp\left(-2(E - E_g)^{\frac{1}{2}} \frac{\Gamma}{(\hbar\Omega)^{\frac{3}{2}}}\right) \cos\left[\frac{4}{3}\left(\frac{E - E_g}{\hbar\Omega}\right)^{\frac{3}{2}} + \theta\right], \quad (1.8)$$

где $\hbar\Omega$ — электрооптическая энергия (1.5), а фазовый параметр θ связан с размерностью критической точки d выражением:

$$\theta = \frac{\pi(d - 1)}{4}. \quad (1.9)$$

Если в (1.8) пренебречь влиянием экспоненты и степенного множителя на положение n -го экстремума, то оно будет даваться следующей формулой:

$$\pi n = \frac{4}{3} \left(\frac{E - E_g}{\hbar\Omega} \right)^{\frac{3}{2}} + \theta. \quad (1.10)$$

Зависимость $\frac{4}{3\pi} (E - E_g)^{\frac{3}{2}}$ от n линейная с наклоном $(\hbar\Omega)^{\frac{3}{2}}$. То есть, из периода осцилляций Франца—Келдыша в спектре, можно оценить напряженность встроенного электрического поля в полупроводнике (1.5).

1.2.4 Высокополевой случай

В случае, когда $\hbar\Omega \gtrsim \Gamma$ и $eFa_0 \approx E_g$, при формировании электромульционного сигнала становится существенен квадратичный эффект Штарка [6]. На рис. 1.6 видно, что при увеличении напряженности внешнего электрического поля от 10 кВ/см до 73 кВ/см, край поглощения GaAs смещается влево от 1.455 эВ до 1.445 эВ.

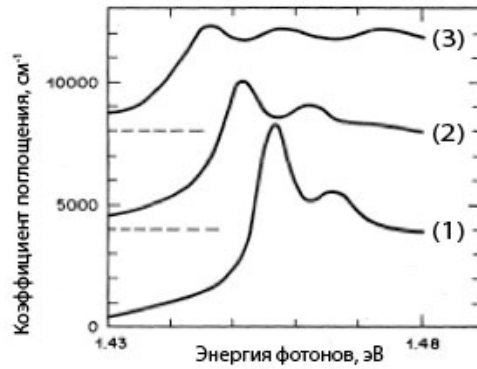


Рис. 1.6. Спектры поглощения гетероструктуры на основе GaAs при различных напряженностях электрического поля: $F_1 = 10$ кВ/см, $F_2 = 47$ кВ/см, $F_3 = 73$ кВ/см [16].

Штарковские сдвиги, ослабляя и искажая полезный сигнал, приводят к появлению в спектре линий, по форме схожих с линиями, описываемыми выражением (1.7).

Сравнивая все три варианта отношения напряженности встроенного электрического поля к параметру уширения, можно понять, что наибольшее количество информации содержится в электро- и фотомодуляционных спектрах при их регистрации в области фундаментального перехода E_0 в среднеполевом случае.

1.3 Фотоотражение

Фотоотражение (ФО) является одним из методов электромульционнй спектроскопии. Его широкое применение для исследования электронных и оптических свойств полупроводников обусловлено тем, что данный метод является бесконтактным, неразрушающим, не требует специальной подготовки образца, но при этом

отличается разнообразием трудноинтерпретируемой информации, содержащейся в спектре.

Модуляция встроенного электрического поля, в случае ФО, осуществляется периодической подсветкой образца излучением с энергией, превышающей ширину запрещённой зоны. В качестве такого модулирующего устройства, обычно используют лазерное излучение необходимой длины волны и механический или электрооптический прерыватель.

Из-за характерной для полупроводников АЗВ5 стабилизации уровня Ферми на поверхности образца, вблизи неё формируется слой, обедненный носителями. Приповерхностные состояния заполняются электронами из объёма полупроводника, формируя изгиб зон (см. рис. 1.7 а). В этой приповерхностной области формируется встроенное электрическое поле [12, с. 403–405]. Создаваемые лазером электронно-дырочные пары разводятся этим полем: дырки движутся в направлении поверхности, где частично нейтрализуют имеющийся там заряд, а электроны уходят вглубь образца (см. рис. 1.7 а). В результате напряженность встроенного электрического поля в полупроводнике уменьшается и становится равной $F - \Delta F$, где F — модуль вектора напряженности встроенного электрического поля полупроводника, а ΔF — его изменение, вызванное воздействием лазерного излучения (см. рис. 1.7 б) [2].

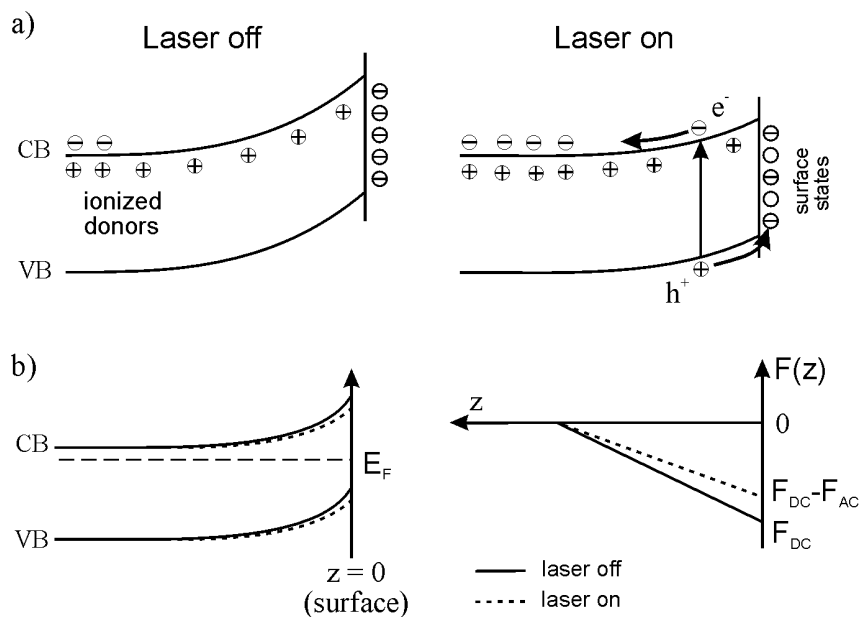


Рис. 1.7. Зонная структура приповерхностной области полупроводника при выключенном и включенном лазерном излучении а) фотоиндуцированное изменение зонной структуры и встроенного электрического поля б) вблизи поверхности полупроводника n -типа [2].

Основным носителем информации в спектре является электромодуляционная компонента в среднеполевом или низкополевом случаях, возникающая в окрестности фундаментального перехода. Современные полупроводниковые структуры, представляющие практический интерес, состоят из совокупности слоев, в том числе, с разными электрофизическими свойствами. Следовательно, областей со встроенными

электрическими полями в них несколько. Различная локализация и напряженность этих полей, приводит к тому, что спектр фотоотражения представляет собой суперпозицию сигналов от нескольких областей. На рис. 1.8 а) представлена форма линии ЭМ компоненты, отвечающей ОФК одного периода в модели Аспнеса и Штудны (1.8). А на рис. 1.8 б) показан реальный спектр ФО от многослойной полупроводниковой структуры. Он, как минимум, двухкомпонентный в области энергий $E > 1.75$ эВ, отвечающей ОФК от слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

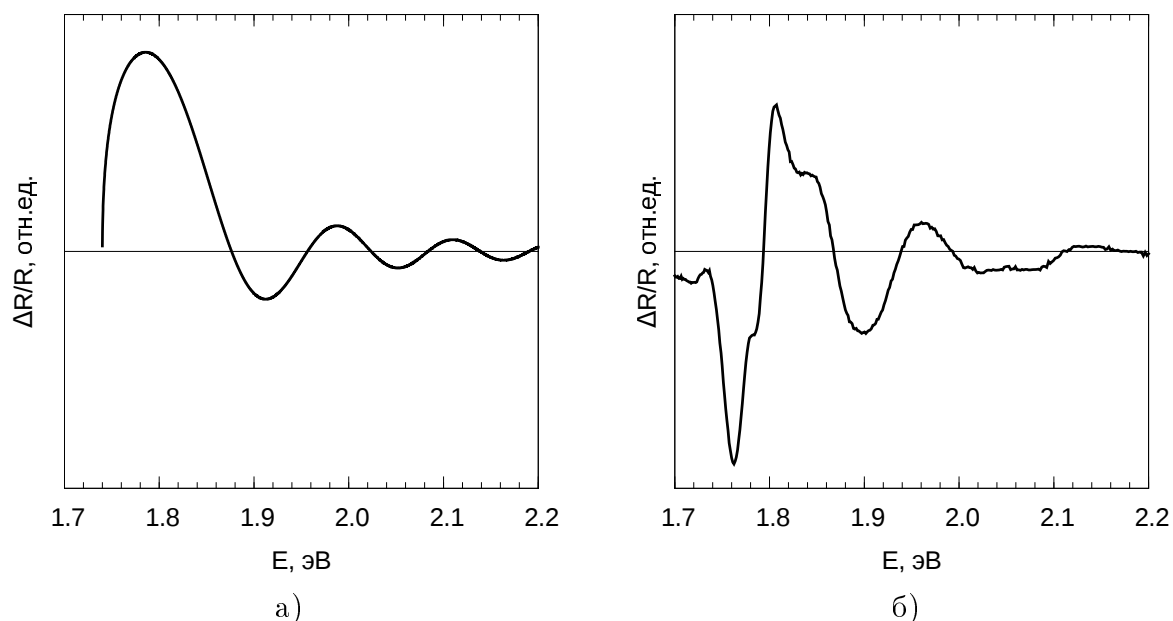


Рис. 1.8. а) Моделирование однокомпонентного спектра в среднеполевом случае по формуле (1.8). б) Экспериментальный многокомпонентный спектр полупроводниковой структуры на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с двумя дельта-легированными слоями Si. Спектр получен в лаборатории д. ф.-м. н. профессора Л. П. Авакянца.

В отсутствии определенной информации о структуре образца, анализ такого многокомпонентного спектра может быть проведен, например, количественным путем, заключающемся в модельном воспроизведении (подгонке) всей измеренной спектральной линии.

Для разделения сигналов многокомпонентных спектров фотоотражения существует ряд методов. Одним из наиболее эффективных является метод фазочувствительного анализа, основанный на временной зависимости сигнала фотоотражения. Данный вопрос будет подробно обсуждаться в следующей части.

1.4 Временная зависимость сигнала фотоотражения

В группе Ф. Поллака при проведении исследований методом спектроскопии фотоотражения структур на основе $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$, было обнаружено, что модуляционным сигналам, возникающим в различных частях образца, соответствуют различные времена нарастания [17].

В работе Шена и Дутты [18] вместо фазочувствительного детектора, обычно используемого при регистрации сигнала фотоотражения, использовался цифровой усредняющий осциллограф. Регистрация сигнала производилась на постоянной длине волны зондирующего излучения $\lambda_{probe} = 873$ нм или $\lambda_{probe} = 893$ нм (этим длинам волн соответствуют экстремумы в спектре ФО исследуемой структуры). В качестве источника модулирующего излучения использовался гелий-неоновый лазер ($\lambda_{pump} = 632.8$ нм), излучение которого модулировалось акустооптическим модулятором (время нарастания и спада сигнала модулирующего излучения не хуже 1 мкс). Была получена временная зависимость сигнала фотоотражения s-i-n⁺ гетероструктуры на основе GaAs (см. рис. 1.9). Из рисунка видно, что нарастание сигнала фотоотражения происходит не мгновенно, что согласуется с результатами, полученными в группе Ф. Поллака.

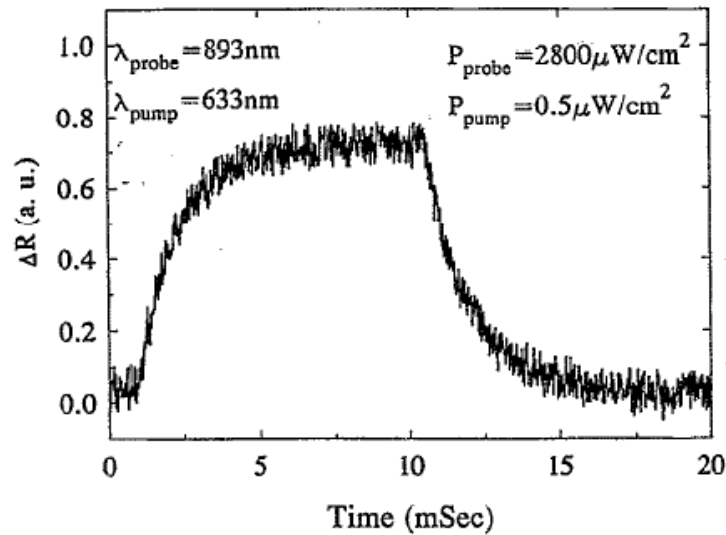


Рис. 1.9. Временная зависимость сигнала фотоотражения s-i-n⁺ гетероструктуры на основе GaAs [18].

Для описания динамики отклика фотоотражения при модуляции прямоугольными импульсами, Шеном и Дуттой была разработана модель [19], в которой зависимость сигнала фотоотражения от времени дается выражением:

$$\frac{\Delta R(t)}{R} = \frac{R(t) - R(0)}{R} \sim \left(\varepsilon[E - E_g + i\Gamma, F(t)] - \varepsilon[E - E_g + i\Gamma, F(0)] \right), \quad (1.11)$$

где t — время, отсчитываемое от момента начала засветки образца модулирующим излучением, $\varepsilon(E - E_g + i\Gamma, F)$ — диэлектрическая функция, $F(t)$ — напряженность встроенного электрического поля в образце в момент времени t , E — энергия зондирующего излучения.

В случае малой глубины модуляции, можно записать:

$$\frac{\Delta R(t)}{R} \sim \frac{\partial \varepsilon[E - E_g + i\Gamma]}{\partial F} [F(t) - F(0)]. \quad (1.12)$$

В результате засветки полупроводника излучением с энергией, большей E_g , происходит генерация и перераспределение неравновесных носителей (НН). Неравновесные носители изменяют напряженность встроенного электрического поля и, благодаря эффекту Франца—Келдыша, эффективную ширину запрещенной зоны (см. рис. 1.10).

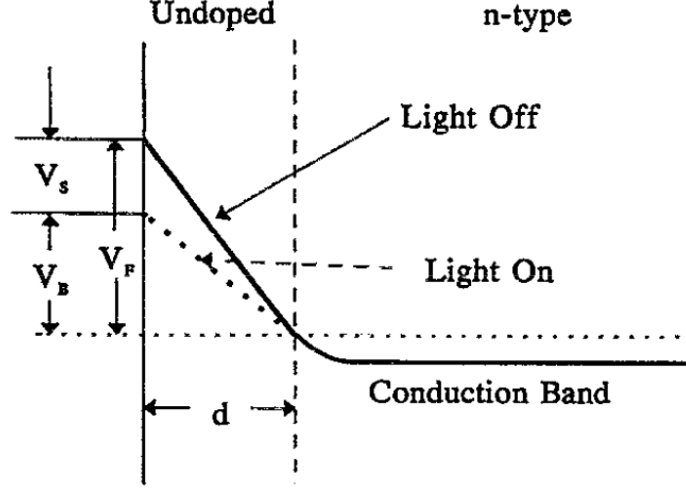


Рис. 1.10. Изменение хода зоны проводимости s-i-n⁺ полупроводниковой структуры при подсветке. Сплошной линией обозначена граница зоны проводимости при выключенной подсветке, пунктиром — при включенной. V_F — уровень Ферми, V_b — потенциал приповерхностного барьера, V_s — изменение высоты приповерхностного барьера, вызванное фотогенерацией носителей при подсветке структуры, d — толщина нелегированного слоя [19].

Таким образом, множитель $[F(t) - F(0)]$ в (1.12) выражается через изменение высоты приповерхностного барьера V_s , вызванное фотогенерацией носителей при подсветке структуры. Предположив, что вклад зондирующего излучения мал и не изменяется со временем, для напряженности однородного электрического поля в нелегированном слое, получим [20]:

$$F(t) = \frac{V_F - V_s(t)}{d}. \quad (1.13)$$

Фотогенерация неравновесных носителей приводит к возникновению токов в полупроводнике. Плотность фототока J_{pc} в объемном полупроводнике состоит из диффузионной (первое слагаемое в (1.14)) и дрейфовой (второе слагаемое в (1.14)) составляющих. Согласно [19]:

$$J_{pc} = \frac{qP\gamma(1-R)}{\hbar\omega} \frac{\alpha L_d}{1 + \alpha L_d} e^{-\alpha d} + \frac{qP\gamma(1-R)}{\hbar\omega} [1 - e^{-\alpha d}], \quad (1.14)$$

где P — плотность мощности лазерного излучения, R — коэффициент отражения полупроводника, $\hbar\omega$ — энергия фотонов падающего излучения, α — коэффициент поглощения, d — толщина обедненной области, γ — квантовая эффективность, q — заряд

носителей, L_d — диффузионная длина в легированном слое.

Изменение потенциального барьера V_s в случае подсветки образца может быть выражено через плотность фототока и определяемую термоэлектронной эмиссией плотность тока насыщения $J_{st}(T)$ [19]:

$$V_s = \frac{\eta kT}{q} \ln \left[\frac{J_{pc}}{J_{st}(T)} + 1 \right], \quad (1.15)$$

где η — фактор идеальности [21]. Выражение для плотности тока насыщения имеет вид [19]:

$$J_{st}(T) = \frac{A^{**} T^2}{1 + BT^{\frac{3}{2}}} \exp \left[-\frac{qV_F(T)}{kT} \right], \quad (1.16)$$

где для s-i-n⁺(s-i-p⁺) структур $A^{**} = 8,0 \text{ A}/(\text{cm}^2 \text{ K}^2)$ — модифицированная константа Ричардсона, и $B = 3,3 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-3/2}$ — константа, связанная со скоростью насыщения [22].

Так как плотность тока насыщения зависит от высоты потенциального барьера (1.16), то изменение высоты барьера V_s в результате фотогенерации неравновесных носителей приведет к возникновению потока носителей в обратную сторону. Этот процесс описывается плотностью тока восстановления J_{res} [13, с. 256–258]:

$$J_{res} = J_{st} \left[\exp \left(\frac{qV_s}{kT} \right) - 1 \right]. \quad (1.17)$$

В методе фотоотражения на образец падают и зондирующее (probe) и модулирующее (pump) излучение. Плотность фототока, в этом случае описывается суммой:

$$J_{pc} = J_{probe} + J_{pump}(t), \quad (1.18)$$

где в случае модуляции прямоугольными импульсами:

$$J_{pump}(t) = \begin{cases} J_{pump}, & \text{pump on;} \\ 0, & \text{pump off.} \end{cases} \quad (1.19)$$

Характерное время нарастания сигнала фотоотражения для s-i-n⁺ структур [18] порядка 1 мс, что делает возможным наблюдение временных зависимостей сигналов фотоотражения уже при частотах модуляции 800–2000 Гц.

Процесс распространения НН в образце описывается дифференциальным уравнением [18]:

$$-\frac{dQ(t)}{dt} = \frac{dV_s(t)C}{dt} = J_{probe} + J_{pump} - J_{res}(t), \quad (1.20)$$

где Q — общий положительный заряд обедненного слоя n⁺, $C = \varepsilon\varepsilon_0/d$ — электрическая емкость единицы площади нелегированного слоя структуры, ε — диэлектрическая проницаемость соответствующей области, ε_0 — электрическая постоянная, d —

толщина нелегированного слоя.

При условии слабой модуляции $\Delta V_s = (V_s^{on} - V_s^{off}) \ll kT/q$, где $V_s^{on/off}$ — изменение высоты приповерхностного барьера при включенном/выключенном модулирующем излучении, соответствующие характерные времена релаксации будут приближенно равны $\tau_{on} \approx \tau_{off} \approx \tau$. В этом случае решение уравнения (1.20) имеет вид [19]:

$$V_s(t) = \begin{cases} V_s^{on} - \Delta V_s \xi \exp\left(-\frac{t - t_{on}}{\tau}\right), & \text{pump on;} \\ V_s^{off} + \Delta V_s \xi \exp\left(-\frac{t - t_{off}}{\tau}\right), & \text{pump off;} \end{cases} \quad (1.21)$$

где

$$\xi = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{1}{2\tau f_m}\right)}, \quad (1.22)$$

f_m — частота модулирующего излучения, $t_{on/off}$ — моменты времени включения/выключения модулирующего излучения. Характерное время релаксации равно $\tau = RC$, где сопротивление единицы площади нелегированного слоя структуры $R = (\partial V_s / \partial J_{res})$. Окончательно:

$$\tau = RC = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{d} \frac{kT}{q} \frac{1}{J_{st}} \exp\left(-\frac{qV_s}{kT}\right). \quad (1.23)$$

Из (1.12), (1.13) и (1.21) следует, что при слабой модуляции импульсами прямоугольной формы, временная зависимость сигнала фотоотражения описывается экспоненциальной функцией с единственной характеристической временной постоянной τ :

$$\Delta R(t) = \begin{cases} \Delta R_{max} - \frac{\Delta R_{max}}{1 + e^{-T/2\tau}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), & \text{pump on;} \\ \frac{\Delta R_{max}}{1 + e^{-T/2\tau}} \exp\left(-\frac{t - T/2}{\tau}\right), & \text{pump off;} \end{cases} \quad (1.24)$$

где $\Delta R_{max} = R_{on} - R_{off}$, $T = 1/f_m$ — период модуляции. Первый член (1.24) описывает ход сигнала отражения или фотоотражения при действии лазерного излучения, а второй — при отсутствии последнего (см. рис. 1.11).

Модель Шена и Дутты хорошо согласуется с их экспериментальными данными. Порядок измеренных времен нарастания и спада сигнала ФО составляет 0.1–1 мс для s-i-n⁺ структур на основе GaAs. Динамика ФО сигнала в данном случае объясняется протеканием двух конкурирующих процессов при включенном лазерном излучении. Первый заключается в уменьшении заряда поверхностных состояний путем захвата фотогенерированных дырок из валентной зоны, что приводит к уменьшению потенциала приповерхностного барьера. Второй соответствует возникновению потока электронов из слоя n⁺ в направлении поверхности (ток восстановления). Время, за которое эти два процесса придут в равновесие, определяет τ_{on} . Когда лазерного излучения нет, поверхностные состояния будут заряжаться путем захвата электронов

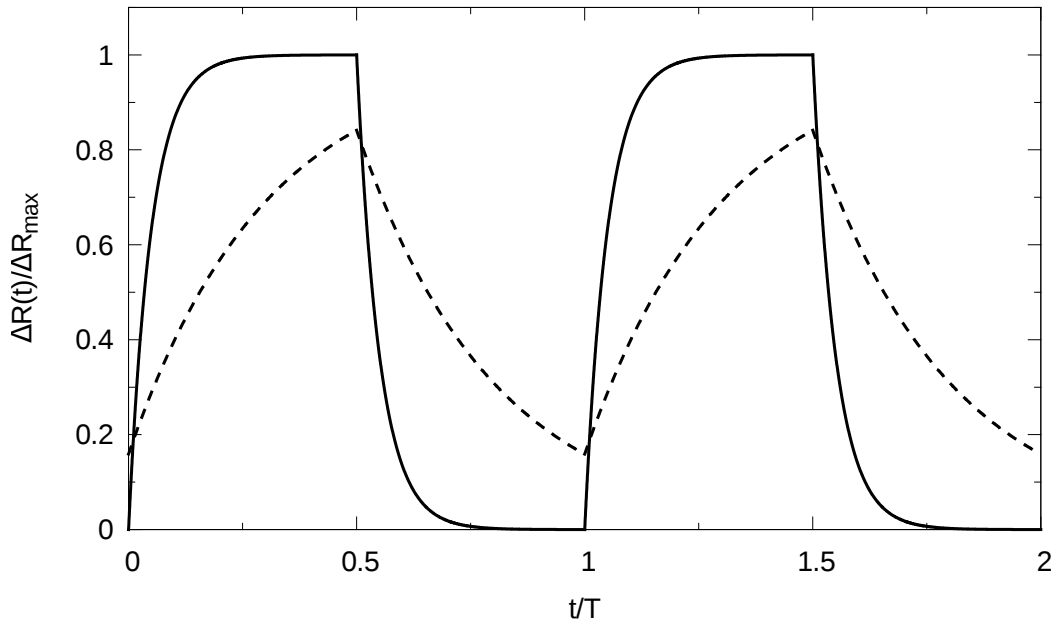


Рис. 1.11. Сигнал фотоотражения смоделированный в соответствии с (1.24). Сплошная линия: $\tau/T = 0.05$. Штриховая линия: $\tau/T = 0.3$.

из зоны проводимости (ток восстановления) до тех пор, пока высота приповерхностного барьера не станет прежней. Таким образом, механизм модуляции встроенного электрического поля обусловлен взаимодействием поверхностных состояний с носителями заряда обоих знаков (см. рис. 1.12).

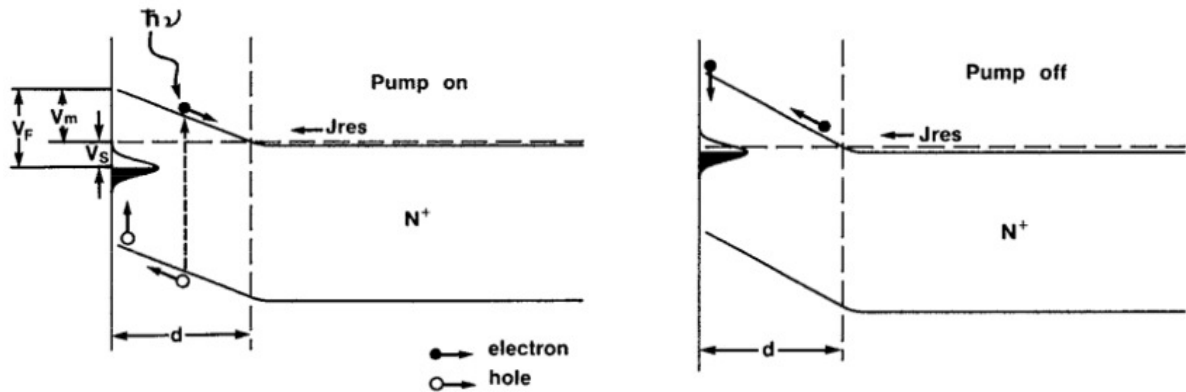


Рис. 1.12. Схематичное изображение зонной диаграммы для $s-i-n^+$ структуры на основе GaAs с произвольно выбранным распределением поверхностных состояний. Показан поток носителей при включенном лазерном излучении (pump on) и при выключенном (pump off) [18].

Другая наиболее часто цитируемая в литературе модель для $\Delta R(t)$, предложенная Зеебауером [23], исходит из того, что уменьшение напряженности электрического поля при лазерном освещении происходит путем заполнения поверхностных ловушек фотогенерированными неосновными носителями (генерация и дрейф, быстрые процессы порядка нс). Восстановление поверхностного заряда после выключения лазерного возбуждения происходит с характерным временем, соответствующим интенсив-

ности излучения ловушек (характерное время порядка мкс–мс) [24, 25]. Это значит, что в данной модели временная постоянная сигнала ФО не зависит от плотности мощности лазерного возбуждения. В модели же Шена и Дутты τ зависит от плотности фототока и уменьшается с его ростом. Экспериментально в [23] изучались чистые и окисленные поверхности подложек GaAs. Характерное время нарастания сигнала ФО наблюдалось не прямым методом, а с помощью фазочувствительного анализа. Вычисленные времена составляли от 0.3 мс до 2.2 мс для окисленной поверхности GaAs при различной температуре (от 500 до 100 К).

В работе [26] методом времяразрешенной спектроскопии фотоотражения исследовались сверхрешетки на основе дельта-легированного кремнием арсенида галлия. В результате обработки экспериментальных данных были определены времена нарастания сигнала ФО, связанного с приповерхностной областью. Порядок времен составил несколько десятков микросекунд для различных образцов. Данный результат для некоторых образцов хорошо согласуется с моделью Шена и Дутты (сравнение высоты приповерхностного барьера, полученного из формул (1.16), (1.23) и из периода ОФК (1.10), связанных с электрическим полем у поверхности), а также с результатами, полученными из фазочувствительного анализа. Однако авторам не удалось получить надежного результата для времени спада сигнала ФО от сверхрешетки методом времяразрешенной спектроскопии фотоотражения.

В [27] также изучался GaAs с дельта-слоем Si, расположенным у поверхности. Вместо фазочувствительного детектора в данной работе использовался цифровой усредняющий осциллограф. Авторы сообщают о хорошем согласовании результатов эксперимента с моделью Шена и Дутты для $\Delta R(t)$.

1.5 Фотоотражение дельта-легированных структур

Электрофизические свойства полупроводниковых приборов определяются их легированием. Особый интерес представляют структуры с дельта-легированными слоями [28]. В этих системах примесь локализована, в идеале, в слое толщиной несколько нанометров, что обеспечивает пространственное разделение носителей заряда и ионизированной примеси. Это способствует улучшению технических параметров изготавливаемых полупроводниковых приборов.

При разработке и создании приборов опто- и наноэлектроники на основе гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) последние используют в роли «накопителя» носителей (например, область формирования излучения светодиода или канал полевого транзистора). Поэтому, в качестве области локализации примеси, чаще всего используют барьеры, которые подвергают дельта- или модулированному легированию. Такой подход обеспечивает туннелирование носителей из легированного барьера в область квантовой ямы, где они могут двигаться практически не испытывая рассеяния на ионизированной примеси [29]. Это должно приводить как к увеличению подвижности носителей, так и к уменьшению вероятности безызлучательной реком-

бинации на ионизированной примеси. Последнее оказывается принципиальным при создании новых полупроводниковых приборов: от этого зависит и быстродействие транзисторов [29] и квантовая эффективность светодиодов и лазеров [30].

Дельта-легированные слои используют при изготовлении полупроводниковых диодов, полевых транзисторов, лазеров и фотоприемников. Благодаря дельта-легированию удалось создать резонансно-туннельные диоды [31] с отрицательным дифференциальным сопротивлением, малощумящие и сверхвысокочастотные полевые транзисторы [32].

Современные технологии изготовления полупроводниковых структур требуют развития методов их диагностики. В первую очередь речь идет о развитии бесконтактных методов, которые возможно использовать в том числе на этапе изготовления структур. Особую роль среди средств диагностики отводят методам модуляционной спектроскопии: часть технологического оборудования уже снабжается приставками для измерения фотомодуляционных спектров [33].

Дельта-легированные полупроводниковые структуры содержат области с неоднородными электрическими полями, напряженность которых может достигать единиц МВ/см. Данные электрические поля формируют зонную диаграмму полупроводниковой структуры, влияют на её оптические и транспортные свойства. Наличие встроенных электрических полей сделало подобного рода структуры объектом исследований методами электромуляционной спектроскопии, в том числе, методом спектроскопии фотоотражения.

Последние десятилетия, дельта-легированные структуры, в силу своих перспективных свойств, подвергались пристальному вниманию со стороны ученых.

Так, в группе профессора В. Л. Альперовича разработан метод фазочувствительного анализа спектров фотоотражения дельта-легированных слоев GaAs n-типа [34]. Показано, что даже при одной области дельта-легирования в гетероструктуре электрическое поле становится существенно неоднородным.

В работе [35] приведены результаты исследования сигнала ФО на переходах в окрестности Г-точки для различных образцов GaAs в зависимости от предустановленной фазы фазочувствительного детектора. Авторами были выделены составляющие, связанные с осцилляциями Франца—Келдыша, низкоэнергетические интерференционные и экситонные компоненты. Были определены фазовые задержки и характеристические временные постоянные каждой из компонент. Было выявлено, что наибольшей характеристической временной постоянной соответствуют оптические переходы с участием дефектов и легирующих примесей, наименьшей — экситонные переходы.

В работе [36] с помощью метода фазочувствительного анализа спектров фотоотражения выделена примесная компонента спектров фотоотражения подложек GaAs и определено её запаздывание по фазе.

Полупроводниковые структуры на основе GaAs с дельта-слоями р-типа исследо-

вались методами модуляционной спектроскопии в группе И. Кавальяускаса [37–39]. В этих работах метод спектроскопии фотоотражения использовался для оценки встроенных электрических полей в гетероструктурах с множественными квантовыми ямами GaAs/AlAs.

Также исследования подобных структур проводились в лаборатории Л. П. Авакянца на физическом факультете МГУ имени М. В. Ломоносова. В работе [40] методом спектроскопии фотоотражения исследовались образцы дельта-легированного бериллием GaAs. В спектрах присутствовали осцилляции Франца—Келдыша двух различных периодов. С помощью фазочувствительного анализа было проведено разделение осцилляций Франца—Келдыша разных периодов. Установлено, что области с большей напряженностью встроенного электрического поля соответствует межзонный переход с большей энергией.

Глава 2

Методика эксперимента и исследуемая структура

2.1 Исследуемая структура

В данной работе методом спектроскопии фотоотражения изучались дельта-легированные структуры AlGaAs/InGaAs/GaAs — прототипы транзисторов с высокой подвижностью носителей (HEMT структуры). Образцы выращивались в институте сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН (группа д. ф.-м. н. Г. Б. Галиева) методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке ЦНА-18, на полужолирующих подложках GaAs (100).

Область дельта-легирования создавалась легированием кремнием. В таблице 2.1 приведена структура исследуемых образцов. Образцы отличались глубиной залегания квантовой ямы — параметр L_b . Глубина залегания варьировалась от 15 нм (719 образец) до 7 нм (731 образец). Легирование кремнием проводилось из расчета сохранения постоянной концентрации электронов в КЯ: $n_s = 1.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Температура роста слоев AlGaAs была 600°C , слоев GaAs — 590°C , слоев InGaAs — 500°C [41]. Сверхрешетка AlGaAs/GaAs введена с целью уменьшения дефектов кристаллической структуры растущего слоя.

i -GaAs контактный слой	4 нм
i -Al _{0.23} Ga _{0.77} As барьерный слой	L_b
δ -Si дельта-слой	
i -Al _{0.23} Ga _{0.77} As спейсер	5.5 нм
In _{0.2} Ga _{0.8} As КЯ	11.5 нм
i -GaAs буферный слой	350 нм
AlGaAs/GaAs сверхрешетка	26 нм
i -GaAs буферный слой	41 нм
GaAs подложка (100)	

Таблица 2.1. Структура исследуемых образцов.

2.2 Экспериментальная установка

Спектры фотоотражения регистрировались с помощью установки на базе двойного монохроматора (см. рис. 2.1). Основные преимущества данной оптической схемы перечислены в [42].

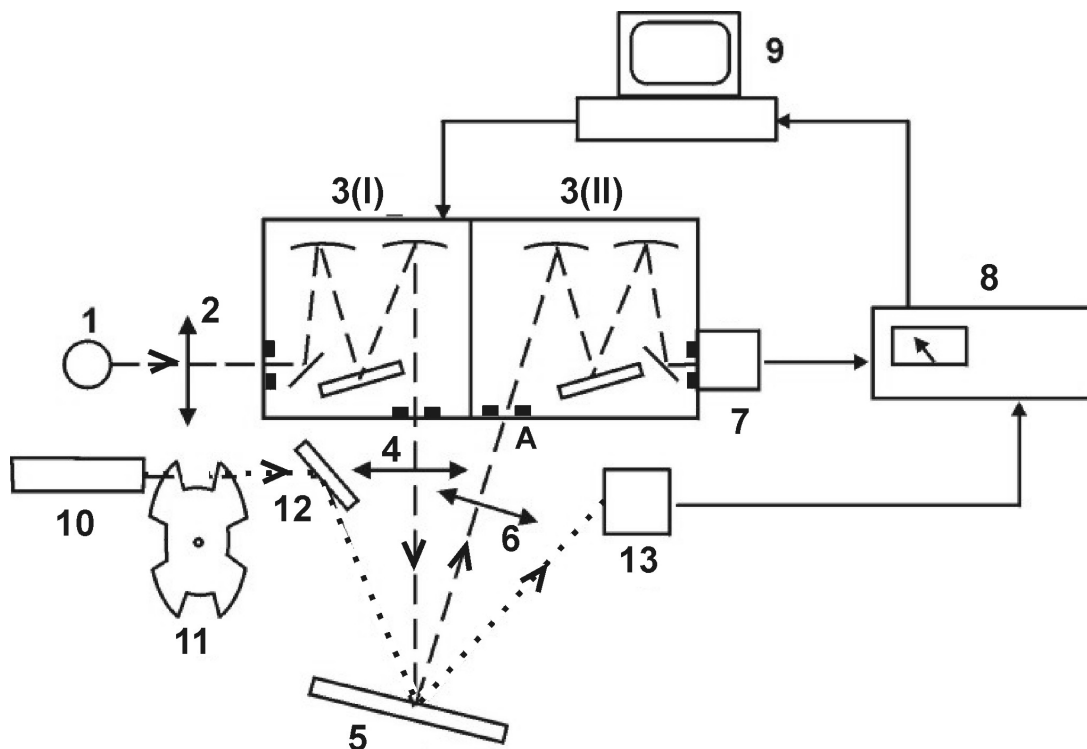


Рис. 2.1. Блок-схема экспериментальной установки для регистрации спектров фотоотражения [42]. На рисунке обозначены: 1 — спектральная лампа, 2 — объектив, 3 — двойной монохроматор МДР-6, 4 — объектив, 5 — образец, 6 — объектив, 7 — фотоприемник с малошумящим усилителем, 8 — селективный нановольтметр Unipan-232b, 9 — компьютер с микропроцессорным модулем сопряжения, 10 — лазер, 11 — прерыватель, 12 — поворотное зеркало, 13 — фотоприемник опорного сигнала.

Излучение спектральной лампы 1 (мощность 50 Вт) фокусировалось оптической системой 2 на входную щель первого монохроматора 3(I), проходило через него и оптической системой 4 направлялось на образец 5. В ту же точку образца падало излучение лазера 10, которое модулировалось механическим прерывателем 11. Частота модуляции могла изменяться в пределах 150–1000 Гц. Отраженное от образца 5 зондирующее излучение (штриховая линия на рис. 2.1) направлялось объективом 6 на входную щель А второго монохроматора 3(II) и с его выхода поступало на кремниевый фотодиод типа ФД-263, подключенный к малошумящему усилителю 7.

Сигнал с выхода усилителя 7, поступал на вход синхронного детектора 8 (Unipan-232b). В качестве опорного напряжения синхронного детектора (СД) использовался сигнал фотодиода 13, на который поступало отраженное от образца 5 модулирующее излучение лазера 10 (пунктирная линия на рис. 2.1). Таким образом, напряжение на выходе синхронного детектора 8 было пропорционально изменению коэффициента

отражения образца 5 на частоте модуляции.

Модуляция коэффициента отражения осуществлялась DPSS лазером с длиной волны 532 нм, мощностью 10 мВт. Для исследования временных зависимостей нарастания и спада сигнала ФО на пути модулирующего излучения устанавливались дополнительные объективы так, чтобы механический прерыватель располагался в области «перетяжки» лазерного луча. Данная конструкция обеспечивала времена нарастания и спада модулирующего излучения не хуже 40 нс при максимальной частоте модуляции.

Спектральная ширина аппаратной функции монохроматора не превышала 1.5 мэВ. Запись спектров фотоотражения осуществлялась при комнатной температуре.

В части экспериментов для измерения напряжения на выходе синхронного детектора использовался цифровой вольтметр типа В7-21А.

При тестировании шкалы фазовращателя селективного нановольтметра Unipan-232b использовался двухканальный цифровой осциллограф Hantek DSO-2250 USB с полосой пропускания 100 МГц и частотой дискретизации 250 Мвыб/с.

Глава 3

Оценка времени жизни неравновесных носителей в дельта-легированных структурах с помощью фазочувствительного анализа спектров фотоотражения

3.1 Анализ спектра ФО в рамках модели Аспнеса и Штудны

В данной работе была поставлена задача оценки характерного времени жизни неравновесных носителей, возникающих в образце под действием модулирующего излучения.

Для этого были проведены ФО измерения серии структур (раздел 2.1). Характерный вид спектра фотоотражения приведен на рисунке 3.1. В спектре присутствуют линии в области энергий 1.42 эВ [43], связанные с межзонными переходами в слоях GaAs, и осцилляции Франца—Келдыша в области энергий 1.75–2.3 эВ.

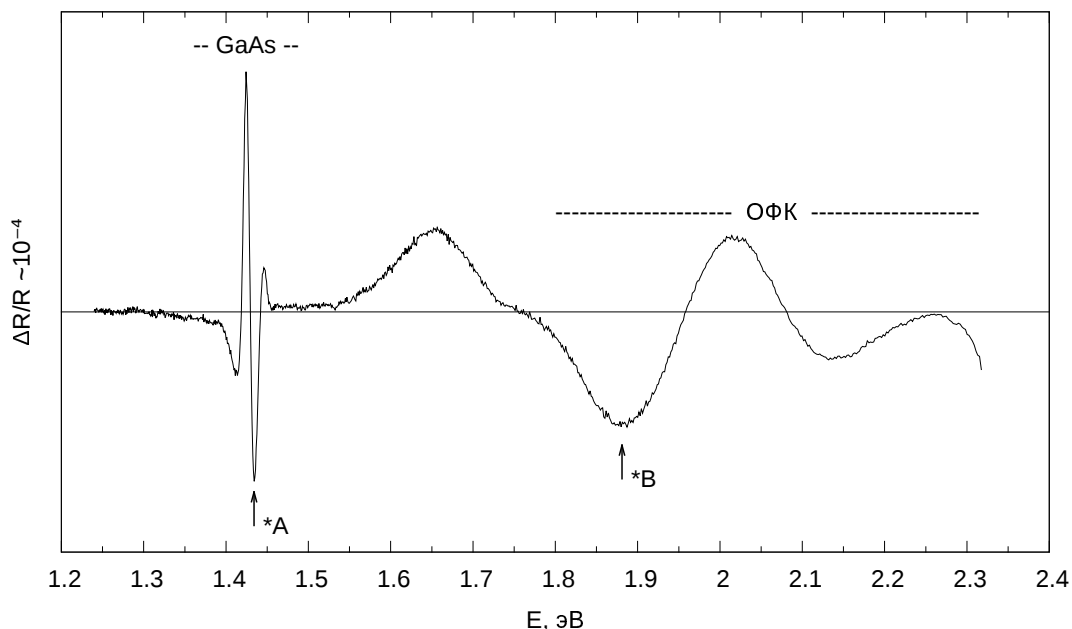


Рис. 3.1. Спектр фотоотражения, образец 721. $f_m = 500$ Гц, $\varphi = 0^\circ$.

Мы связываем наблюдаемые в спектре ФО осцилляции Франца—Келдыша со слоями AlGaAs, т. к. их спектральное положение совпадает с $E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})$ для задан-

ной технологами мольной доли алюминия x [43]:

$$E_g(x, 300 K) = (1.425 + 1.444 x) \text{ эВ}. \quad (3.1)$$

В спектре рис. 3.1 периодичность данных осцилляций на первый взгляд не нарушена. Можно предположить, что спектр фотоотражения в данной области энергий является однокомпонентным (см. рис. 1.8). В соответствии с выражением (1.10) зависимость положения n -го экстремума ОФК E_n от j_n — прямая линия с наклоном $\hbar\Omega$ и точкой пересечения с осью ординат равной E_g , где $j_n = [3\pi/4 \cdot (n - 1/2)]^{2/3}$, $n = 1, 2, 3 \dots$. Линейное МНК с весами дает: $E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) = (1.731 \pm 0.021) \text{ эВ}$, $\hbar\Omega = (0.126 \pm 0.008) \text{ эВ}$.

Однако такой подход может ввести в заблуждение, потому что не учитывает амплитуд экстремумов и влияния степенного и экспоненциального множителя в выражении (1.8) на положение экстремумов ОФК (см. рис. 3.2). Полученная ширина запрещенной зоны дает оценку мольной доли Al, из (3.1) $x = (0.212 \pm 0.015)$. А полученная электрооптическая энергия дает оценку напряженности встроенного электрического поля в слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, из (1.5) $F = (610 \pm 50) \text{ кВ/см}$.

Подгонка одним контуром Аспнеса—Тармалингама (см. рис. 3.2) была проведена с помощью нелинейного МНК при фиксированных параметрах E_g , $\hbar\Omega$ (получены из линейного МНК с весами зависимости $E_n(j_n)$, см. вставку рис. 3.2) и $\Gamma = 0.026 \text{ эВ}$ в выражении (1.8). Варьировался только амплитудный параметр.

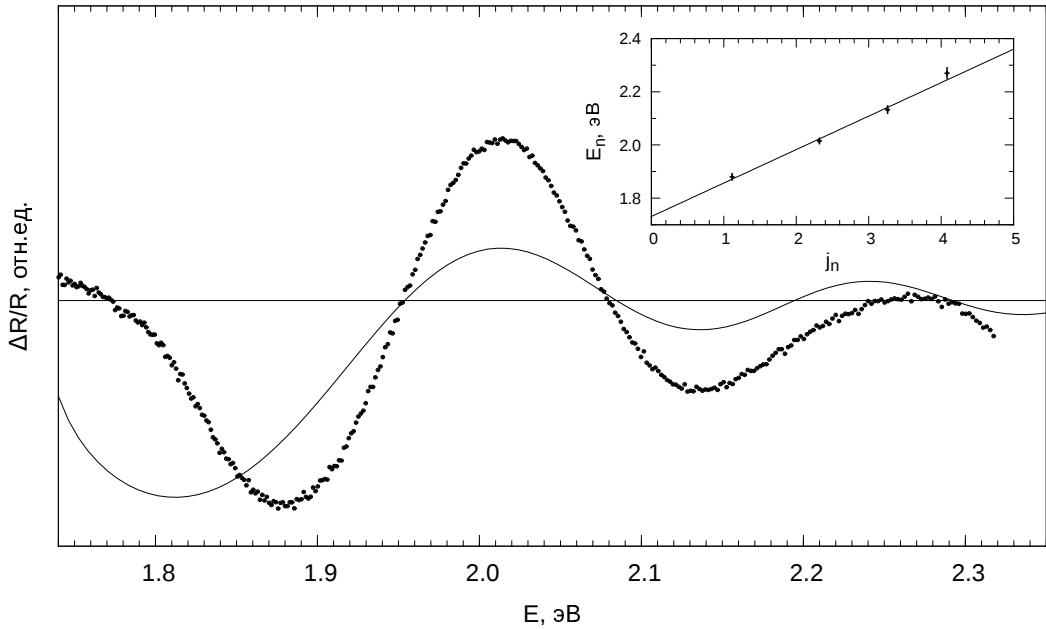


Рис. 3.2. Образец 721, $f_m = 500 \text{ Гц}$, $\varphi = 0^\circ$: точки — экспериментальный спектр, сплошная линия — подгонка одним контуром Аспнеса—Тармалингама (1.8). На вставке изображена зависимость $E_n(j_n)$ и ее аппроксимация прямой линией.

Попытка подгонки спектральной линии в модели одного контура Аспнеса—Тармалингама (1.8) не дает удовлетворительного результата, даже с учетом вклада легких

дырок и поправки, учитывающей зависимость параметра уширения Γ от энергии [44]. Переход к модели двух контуров с амплитудами различных знаков дает вполне удовлетворительный результат (см. рис. 3.3). Однако надо помнить, что существуют факторы, неучтенные в модели: неоднородность встроенного электрического поля в данной области структуры и его частичная модуляция.

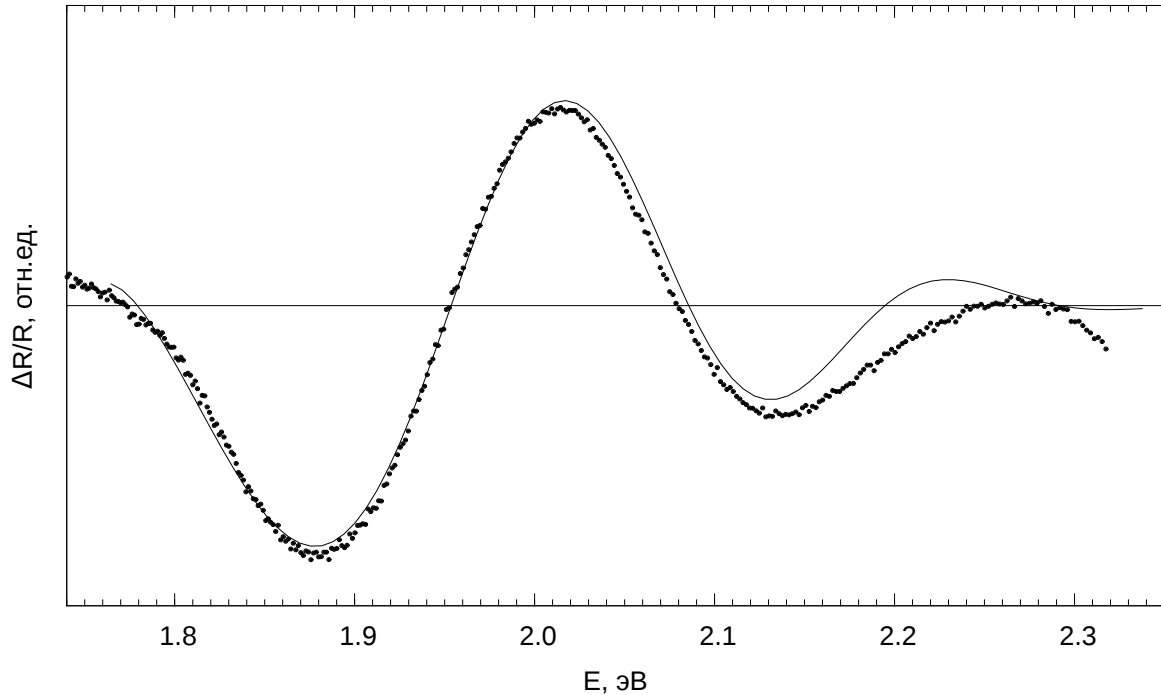


Рис. 3.3. Образец 721, $f_m = 500$ Гц, $\varphi = 0^\circ$: точки — экспериментальный спектр, сплошная линия — подгонка двумя контурами Аспнеса—Тармалингама (1.8).

Подгонка суммой двух контуров Аспнеса—Тармалингама (см. рис. 3.3) была проведена с помощью нелинейного МНК, варьировалось 9 параметров: два амплитудных параметра A_1 , A_2 , две ширины запрещенной зоны E_{g_1} , E_{g_2} , две электрооптические энергии $\hbar\Omega_1$, $\hbar\Omega_2$, два параметра уширения Γ_{0_1} , Γ_{0_2} , и параметр C , связанный с зависимостью параметра уширения от энергии $\Gamma(E) = \Gamma_0 \cdot \exp[C(E - E_g)]$, при $E > E_g$ [44]. В результате аппроксимации среди полученных значений удовлетворительной точностью обладают только: $E_{g_1} = 1.740$ эВ ($\varepsilon = 1.0\%$), $E_{g_2} = 1.738$ эВ ($\varepsilon = 2.3\%$). Точность остальных параметров такова, что их значения не имеют физического смысла. Кроме того, полученное решение не является единственным. Поэтому подгонка двумя контурами, возможно, улучшает ситуацию лишь из-за увеличения количества параметров подгонки, а не по причине своего физического содержания.

3.2 Фазовая и частотная зависимость сигнала фотоотражения

Основная трудность спектроскопии фотоотражения заключается в многокомпонентности экспериментальных спектров. Вопрос интерпретации информации, полученной из них, в отсутствии дополнительных данных о структуре, становится труден

уже для случая двух компонент, так как решается с помощью подгонки всей спектральной линии, теоретическими выражениями в рамках той или иной модели. А при наличии многих компонент количество и диапазоны подгоночных параметров резко возрастают.

Разработав модель для описания временной зависимости сигнала ФО [18], Шен и Дутта предложили способ подавления отдельных компонент многокомпонентного спектра и способ измерения характерного времени нарастания и спада фотомодуляционного сигнала [19]. Так как электромуляционные компоненты от разных областей структуры обладают отличными временными зависимостями, то и характерные времена жизни НН в этих областях будут разными. Основываясь на предположении, что сигнал на выходе синхронного детектора пропорционален $\cos(\varphi_0)$, где φ_0 разность фаз между опорным и измеряемым сигналом, подавление одной из компонент спектра возможно с помощью предустановки фазового сдвига опорного сигнала φ_{ref} . Действительно, подобрав φ_{ref} , так чтобы $\varphi_{ref} + \varphi_0 = \pi/2$ можно подавить одну из компонент — косинус обращается в ноль. В этом случае сигнал ФО можно представить в виде [45]:

$$\frac{\Delta R(E, f_m, \varphi_{ref})}{R} = \frac{\Delta R(E, f_m, 0)}{R} \cos(\varphi_{ref}) + \frac{\Delta R(E, f_m, \pi/2)}{R} \sin(\varphi_{ref}), \quad (3.2)$$

что является аналогом тригонометрического тождества:

$$\begin{aligned} \cos(\varphi_0 + \varphi_{ref}) &= \cos(\varphi_0) \cos(\varphi_{ref}) - \sin(\varphi_0) \sin(\varphi_{ref}) = \\ &= \cos(\varphi_0 + 0) \cos(\varphi_{ref}) + \cos(\varphi_0 + \pi/2) \sin(\varphi_{ref}). \end{aligned} \quad (3.3)$$

Регистрируя спектры в 0° ($\Delta R(E, f_m, 0)/R$) и 90° ($\Delta R(E, f_m, \pi/2)/R$) и варьируя φ_{ref} в выражении (3.2) пытаются добиться подавления одной из компонент в $\Delta R(E, f_m, \varphi_{ref})/R$, основываясь на том, что знают форму линии другой компоненты. Иногда это удается, иногда нет. В первом случае проводят измерения, с найденной предустановкой фазы, чтобы сравнить экспериментальный спектр с полученным из (3.2).

Часто экспериментальный и теоретически предсказанный спектры не похожи друг на друга и подавить одну из компонент не получается. Если подавить компоненту удастся, то по предустановленной фазе можно оценить характерное время нарастания сигнала ФО [19]:

$$\varphi_{ref} = \arctg\left(\frac{1}{2\pi f_m \tau}\right). \quad (3.4)$$

Утверждение $\Delta R(E, \varphi_0) \sim \cos(\varphi_0)$ справедливо, если хотя бы один из сигналов, перемножаемых СД является гармоническим, т. е. если СД преобразует либо опорный, либо измеряемый сигнал, выделяя его первую гармонику. В нашем случае, это утверждение несправедливо. Поэтому мы попытаемся уточнить методику оценки ха-

ракетных времен нарастания сигнала, основываясь на:

1. модели Шена и Дутты временной зависимости сигнала фотоотражения (1.24):

$$\Delta R(t) = \begin{cases} \Delta R_{max} - \frac{\Delta R_{max}}{1 + e^{-T/2\tau}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), & \text{pump on;} \\ \frac{\Delta R_{max}}{1 + e^{-T/2\tau}} \exp\left(-\frac{t - T/2}{\tau}\right), & \text{pump off.} \end{cases}$$

2. принципах работы синхронного детектора.

Синхронное детектирование основано на операции умножения сигналов [46]. На рисунке 3.4 изображена упрощенная блок-схема основного узла СД.

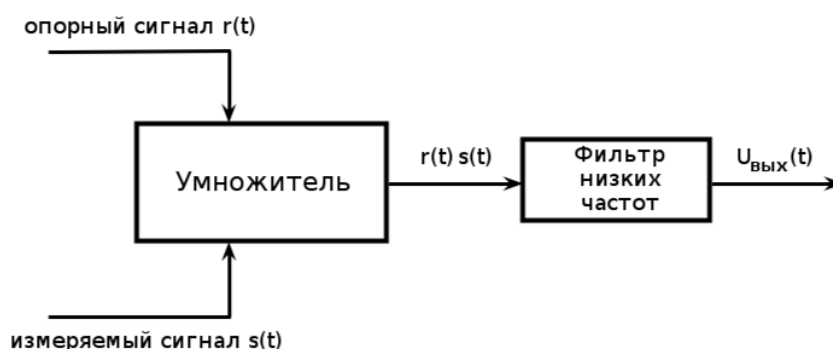


Рис. 3.4. Блок-схема синхронного детектора.

В результате умножения на опорный сигнал $r(t)$ происходит сдвиг спектра $s(f)$ по оси частот на величину, равную частоте опорного сигнала f_r , а фильтр «вырезает» из сдвинутого спектра область низких частот $f < f_c$. Т.е. синхронный детектор действует как полосовой фильтр, настроенный на частоту опорного сигнала и имеющий полосу пропускания, равную частоте среза фильтра низких частот f_c .

В случае двух гармонических сигналов одинаковой частоты, перемножение сигналов приводит к появлению второй гармоники $2f_r$ и нулевой — постоянной составляющей пропорциональной $RS/2 \cdot \cos(\varphi)$, где R и S — амплитуды опорного и измеряемого сигналов соответственно, а φ — разность фаз между сигналами. НЧ фильтр оставляет только нулевую гармонику, это и есть выходной сигнал $U_{exit}(t) = RS/2 \cdot \cos(\varphi)$.

Опорный сигнал синхронного детектора не обязательно должен быть гармоническим. Важно лишь, чтобы его частота совпадала с частотой измеряемого сигнала. Тогда постоянная составляющая, возникающая на выходе умножителя, будет по-прежнему пропорциональна амплитуде измеряемого сигнала.

На практике часто используется разновидность СД, в котором опорный сигнал имеет форму меандра. В этом случае операция умножения на опорный сигнал сводится к изменению знака сигнала в соответствии со знаком опорного сигнала и может быть сравнительно просто реализована технически [46]. Пример такого прибора — фазочувствительный нановольтметр Unipan-232b.

Рассмотрим интересующий нас случай измерения сигнала фотоотражения, для которого характерна экспоненциальная временная зависимость (1.24).

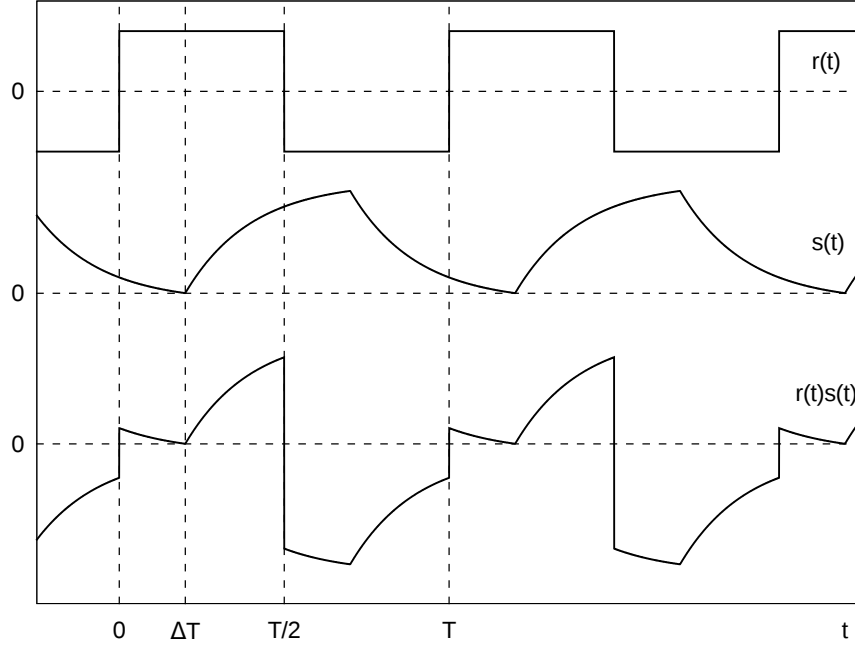


Рис. 3.5. Опорный сигнал $r(t)$ (меандр), измеряемый сигнал $s(t) = \Delta R(t)$ и результат их перемножения $r(t)s(t)$.

Для этого перемножим меандр $r(t)$ и $\Delta R(t)$ (1.24) с произвольным фазовым сдвигом $\varphi \in [0, \pi]$ (см. рис. 3.5). В данном случае φ будет связан с временной задержкой сигнала ΔT выражением:

$$\frac{\varphi}{2\pi} = \frac{\Delta T}{T}, \quad (3.5)$$

где T — период модуляции. Асимметрия сигнала на выходе умножителя относительно нуля указывает на наличие постоянной составляющей, которая и будет $U_{exit}(\varphi)$, т. к. в идеале всё остальное будет «отрезано» НЧ фильтром.

Перейдем к расчету постоянной составляющей $U_{exit}(\varphi, T)$. Это будет среднее значение $r(t)s(t)$ за период T , т. к. перемноженный сигнал можно представить в виде константы на нулевой частоте и гармоник, дающих нулевой вклад за период (см. рис. 3.5). Среднее значение равно:

$$\begin{aligned} U_{exit}(\varphi, T) &= \frac{1}{T} \int_0^T \Delta R(t) dt = \\ &= \frac{1}{T} \left[\int_{T/2-\Delta T}^{T/2} (\Delta R_{max} \xi e^{-t/\tau}) dt + \int_0^{T/2-\Delta T} (\Delta R_{max} - \Delta R_{max} \xi e^{-t/\tau}) dt - \right. \\ &\quad \left. - \int_{T/2-\Delta T}^{T/2} (\Delta R_{max} - \Delta R_{max} \xi e^{-t/\tau}) dt - \int_0^{T/2-\Delta T} (\Delta R_{max} \xi e^{-t/\tau}) dt \right], \end{aligned} \quad (3.6)$$

где для краткости за ξ обозначено $\frac{1}{1 + e^{-T/2\tau}}$.

Из (3.6) получим:

$$U_{exit}(\varphi, T) = \Delta R_{max} \left[\frac{1}{2} - \frac{2\tau}{T} - \frac{\varphi}{\pi} + \frac{4\tau}{T} \frac{1}{1 + e^{T/2\tau}} \exp\left(\frac{\varphi T}{2\pi \tau}\right) \right]. \quad (3.7)$$

Осталось обобщить (3.7) на $\varphi \in [-\pi, \pi]$. Для этого заметим, что если отсчитывать фазовый сдвиг от $-\pi$ и обозначить его за $\varphi' \in [0, \pi]$, то каждый из 4-х интегралов в (3.6) просто поменяет знак на противоположный, значит:

$$U_{exit}(\varphi) = -U_{exit}(\varphi'), \quad (3.8)$$

где $\varphi' = \varphi + \pi$, а $\varphi \in [-\pi, 0]$. Окончательно получим:

$$U_{exit}(\varphi, T) = \begin{cases} \Delta R_{max}(E) \left[\frac{1}{2} - \frac{2\tau}{T} - \frac{\varphi}{\pi} + \frac{4\tau}{T} \frac{1}{1 + e^{T/2\tau}} \exp\left(\frac{\varphi T}{2\pi \tau}\right) \right], & \varphi \in [0, \pi]; \\ -\Delta R_{max}(E) \left[\frac{1}{2} - \frac{2\tau}{T} - \frac{(\varphi + \pi)}{\pi} + \frac{4\tau}{T} \frac{1}{1 + e^{T/2\tau}} \exp\left(\frac{(\varphi + \pi) T}{2\pi \tau}\right) \right], & \varphi \in [-\pi, 0]; \end{cases} \quad (3.9)$$

где $\varphi = \varphi_0 + \varphi_r$, φ_0 — действительная разность фаз между сигналами, φ_r — предустановленный фазовый сдвиг опорного сигнала.

Полученная зависимость (3.9) для некоторых наборов параметров (φ_0, T, τ) представлена на рисунке 3.6.

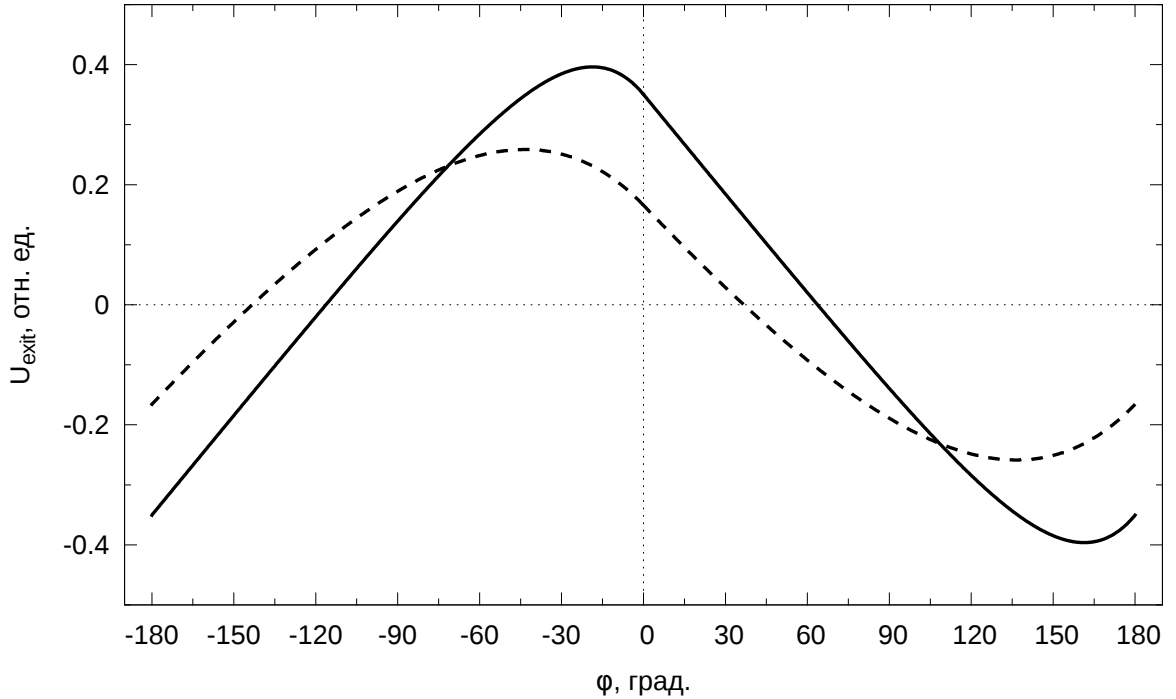


Рис. 3.6. Смоделированная по (3.9) фазовая зависимость сигнала ФО. Сплошная линия: $T = 4$ мс, $\tau = 0.3$ мс, $\varphi_0 = 0^\circ$. Штриховая линия: $T = 1.5$ мс, $\tau = 0.3$ мс, $\varphi_0 = 0^\circ$.

Данная фазовая зависимость хорошо согласуется с экспериментальными фактами. Во-первых, объясняет почему спектры ФО в « φ » и « $\varphi+\pi$ » совпадают с точностью до знака. Это свойство СД, в случае если разложение опорного сигнала в ряд Фурье не имеет нулевой и четных гармоник, а не того факта, что $\tau_{on} = \tau_{off}$. Во-вторых, $U_{exit}(\varphi)$ обладает непрерывностью, что также подтверждается экспериментально. В-третьих, теперь мы точно знаем что измеряем и почему $U_{exit} \sim \Delta R_{max}(E)$.

Согласно предложенной в работе [47] идее, время нарастания и спада сигнала ФО от той или иной области совпадает с временем жизни неравновесных носителей. Такое возможно в том случае, когда за модуляцию рассматриваемой области структуры отвечают процессы генерации и рекомбинации носителей в этой области. В нашем случае поглощение модулирующего излучения происходит в том числе в барьерном слое AlGaAs. В работе [19] авторами высказывается мысль, что в случае дельта-легированных сверхрешеток время нарастания сигнала ФО может служить оценкой для времени жизни НН в областях структуры, которые вследствие легирования становятся «непрямозонными» в реальном пространстве. Для наших структур это барьерный слой AlGaAs и КЯ InGaAs.

Таким образом, используя выражение (3.9), можно оценивать характерные времена жизни НН, соответствующие различным электромодуляционным компонентам. Для этого нужно экспериментально измерить зависимость $U_{exit}(\varphi)$ при постоянной частоте модуляции или $U_{exit}(f_m)$ при постоянном сдвиге фаз между сигналами.

3.3 Тестирование установки

Так как по ходу предполагаемых экспериментов планируется исследовать зависимость сигнала ФО от частоты модуляции, необходимо выяснить характерные временные параметры измерительной системы.

Тестирование установки заключалось в проведении измерений с сигналами простой формы. Для того, чтобы понять правильно ли работает блок фазовращателя СД, и на опорный и на измеряемый вход синхронного детектора подавался сигнал с фотодиода, на который поступало излучение накачки, «нарезанное» механическим прерывателем с частотой модуляции f_m . Форма сигналов и фазовый сдвиг между ними контролировались с помощью цифрового осциллографа. Теоретически перемножение двух меандров должно дать треугольную фазовую зависимость $U_{exit}(\varphi)$. Экспериментальные зависимости для частот 300, 500, 1000 Гц представлены на рис. 3.7. Эти зависимости получены при одном и том же коэффициенте усиления прибора Unipan-232b. Частотный фильтр этого прибора был настроен на пропускание сигнала в диапазоне 15–150 000 Гц. Оценка приборной погрешности определения фазового сдвига между сигналами составила 2°.

Из рис. 3.7 видно что положение экспериментальных точек соответствует предсказываемой теоретически треугольной форме зависимости. Сглаживание максимума зависимости можно объяснить наличием фронтов нарастания и спада сигнала (вре-

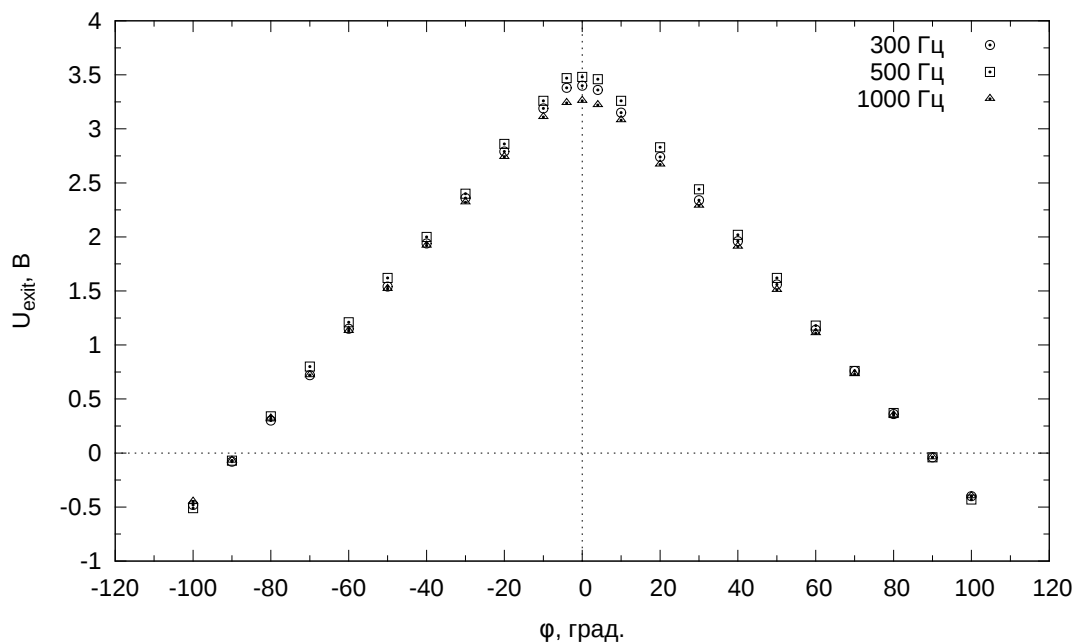


Рис. 3.7. Зависимость напряжения на выходе СД при подаче на вход опорного и измеряемого сигнала меандров от одного источника.

мя перекрытия лазерного пучка конечного диаметра механическим прерывателем). Также эксперимент показал отклонение скважности сигналов от единицы приблизительно на 2%, что может приводить к появлению систематической ошибки в виде постоянного фона, независящего от фазового сдвига между сигналами.

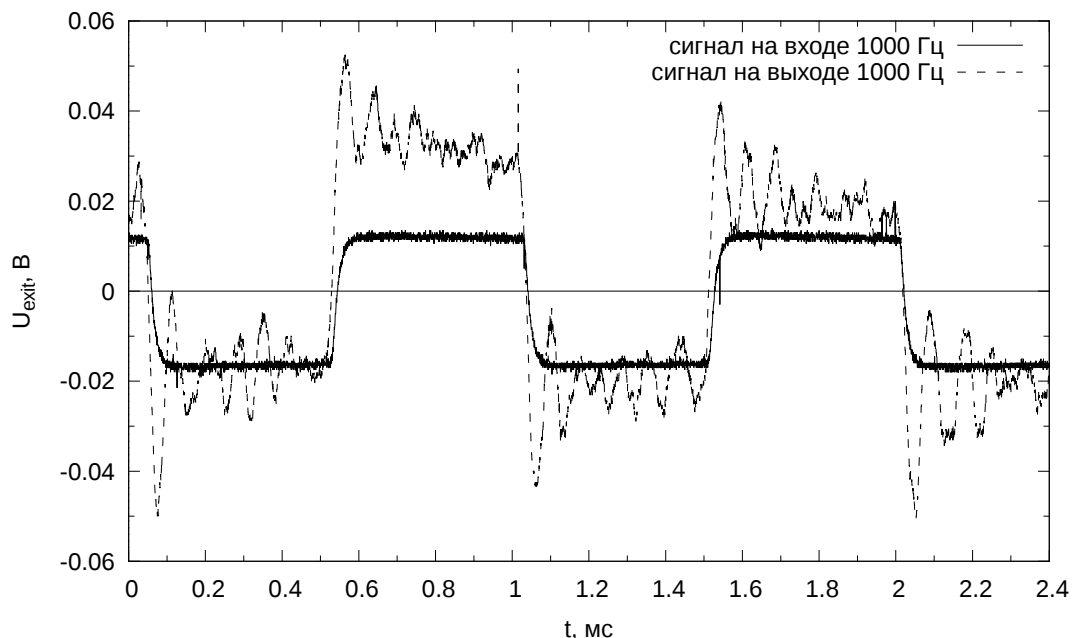


Рис. 3.8. Сплошная линия — сигнал на фотоприемнике опорного сигнала. Штриховая линия — на выходе измерительного блока.

Далее тестировался измерительный блок, состоящий из фотодиода с малозумящим усилителем и предусилителя Unipan-233 СД. В качестве сигнала на ФД слу-

жило рассеянное лазерное излучение, «нарезанное» механическим прерывателем. На рис. 3.8 представлены эпюры напряжения на фотоприемнике опорного сигнала (сплошная линия) и сигнала на выходе измерительного блока (штриховая линия).

Искажение измерительным блоком сигнала, по-видимому, связано с наличием в данном блоке НЧ (частота среза порядка 20 кГц) и ВЧ (частота среза порядка 100 Гц) фильтров. Отсутствие достоверной информации об АЧХ и ФЧХ измерительного блока приводит к невозможности учета данных искажений. Эти искажения могут приводить к систематической ошибке в измерениях, которая зависит, в том числе, от частоты модуляции. Величина такой ошибки может достигать 20 градусов, т. е. ноль выходного сигнала СД $U_{exit}(\varphi) = 0$ при $\varphi_{theor} = 90^\circ$ (теоретически предсказываемый результат, при прямоугольной форме обоих сигналов, см. рис. 3.7) может обнаруживаться в диапазоне от 70° до 110° . Однако в дальнейших измерениях мы не будем учитывать влияние этого фактора.

3.4 Оценка характерных времен жизни неравновесных носителей по фазовой и частотной зависимости сигнала фотоотражения

В спектрах образцов 7xx серии присутствуют две компоненты (см. рис. 3.1): от слоя GaAs (низкополевой случай) и от слоя $Al_xGa_{1-x}As$ с дельта-легированием (осцилляции Франца—Келдыша). Исследуем временные характеристики двух этих сигналов.

Экспериментально оценка времени нарастания ФО осуществлялась следующим образом. Длина волны зондирующего излучения монохроматора соответствовала максимальному сигналу ФО от GaAs ($\lambda = 864.5$ нм). Измерялась зависимость выходного сигнала синхронного детектора U_{exit} от частоты модуляции f_m вблизи 0° и 90° фазы φ (физически были выбраны значения -4° и $+84^\circ$, т. к. этим значениям соответствовала оптимальная амплитуда измеряемого сигнала). Полученные экспериментальные точки подгонялись выражением (3.9), параметр аппроксимации τ давал оценку характерного времени нарастания сигнала ФО в данной области структуры. В случае GaAs τ трактовалось, как время нарастания/спада фронта модулирующего излучения или RC-время измерительного ФД с усилителем и предусилителем, т. к. предполагалось, что время нарастания сигнала ФО от области GaAs должно быть мало ($< 10^{-5}$ с). То есть как некое характерное время измерительной системы, предел чувствительности данного метода в данной конфигурации установки. Характерный вид зависимости, полученной для GaAs, представлен на рис. 3.9.

Для оценки времени нарастания сигнала ФО от области $Al_xGa_{1-x}As$, содержащей δ -слой, устанавливалась длина волны ($\lambda = 659.0$ нм), соответствующая максимуму сигнала ФО в области ОФК для данного образца. Проводились измерения и обработка аналогичные случаю с сигналом от слоя GaAs. Характерный вид зависимости

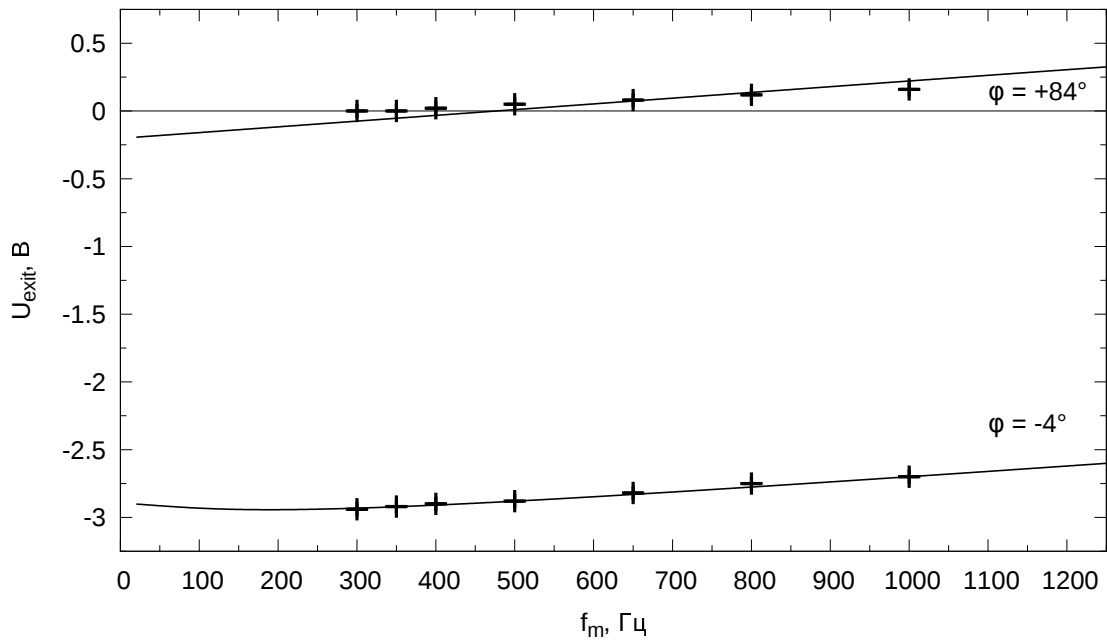


Рис. 3.9. Зависимость напряжения на выходе СД от частоты модуляции $U_{exit}(f_m)$ при $\varphi = -4^\circ$ и $\varphi = +84^\circ$. Экспериментальные точки с погрешностями. Сплошная линия: аппроксимация выражением (3.9), $\tau = 3.5 \cdot 10^{-5}$ с. Образец 721, $\lambda = 864.5$ нм (GaAs, *А на рис. 3.1).

представлен на рис. 3.10.

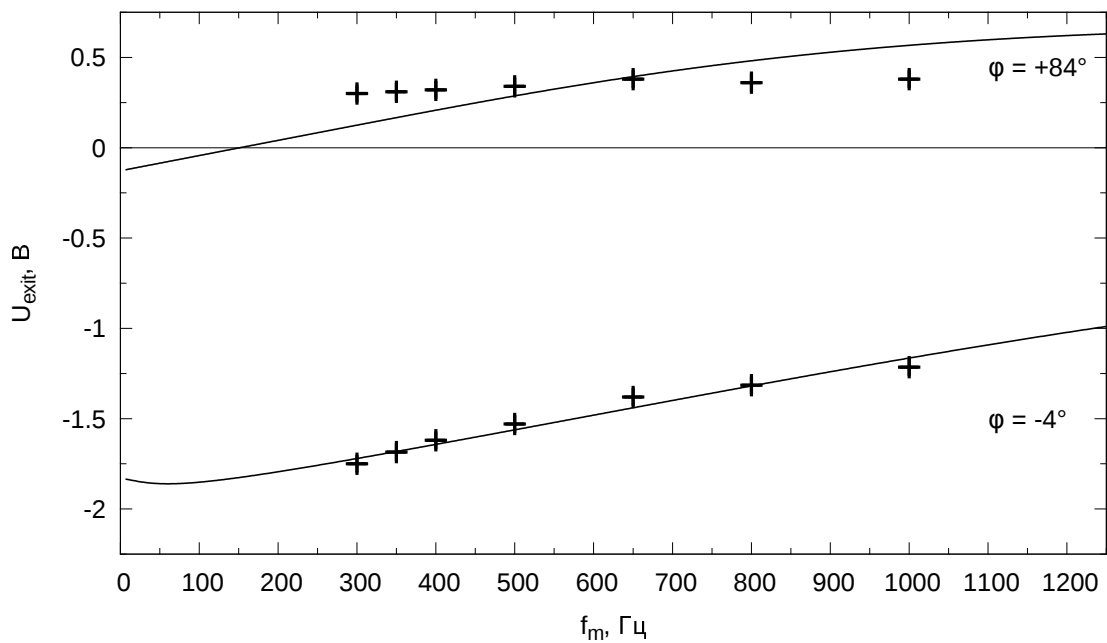


Рис. 3.10. Зависимость напряжения на выходе СД от частоты модуляции $U_{exit}(f_m)$ при $\varphi = -4^\circ$ и $\varphi = +84^\circ$. Экспериментальные точки с погрешностями. Сплошная линия: аппроксимация выражением (3.9), $\tau = 11.0 \cdot 10^{-5}$ с. Образец 721, $\lambda = 659.0$ нм (ОФК, *В на рис. 3.1).

Таблица 3.1. Результаты обработки экспериментальных ФЧ зависимостей 7xx серии.

Обр./комп.	Способ обработки			
	«0» + «90»		«0»	« φ_{kill} »
	$\tau \pm \Delta\tau, 10^{-5} \text{ c}$	$\chi_n^2 \in [0.59; 1.41]$	$\tau \pm \Delta\tau, 10^{-5} \text{ c}$	$\tau \pm \Delta\tau, 10^{-5} \text{ c}$
719/ОФК	7.8 ± 0.8	4.5	8.2 ± 0.3	10.0 ± 1.5
721/ОФК	11.0 ± 1.6	6.5	10.6 ± 0.7	12.0 ± 2.0
724/ОФК	10.4 ± 1.4	5.2	10.0 ± 0.4	13.0 ± 2.0
725/ОФК	10.0 ± 1.2	4.6	11.0 ± 0.4	12.0 ± 2.0
731/ОФК	5.8 ± 1.6	0.33	7.0 ± 1.0	4.5 ± 1.0
721/GaAs	3.5 ± 0.3	0.91	3.6 ± 0.1	4.5 ± 1.5

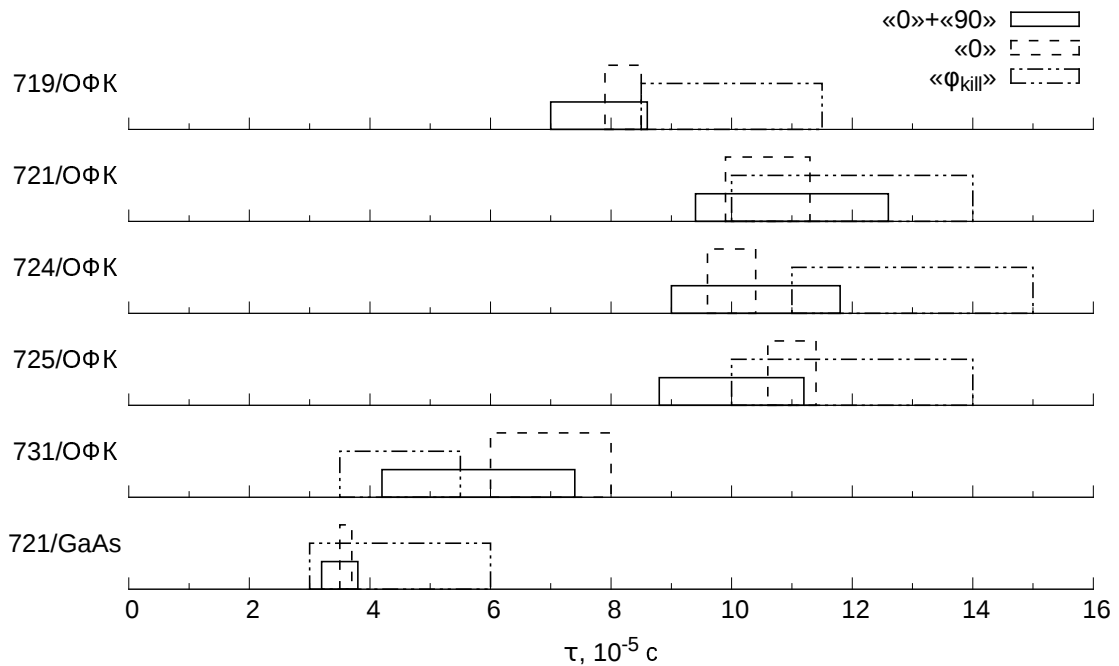


Рис. 3.11. Графическое представление данных из таблицы 3.1.

Результаты обработки экспериментальных зависимостей приведены в таблице 3.1, в ней приведены 3 способа обработки. «0» + «90» означает, что обрабатывались все точки — и вблизи нуля фазы СД, и вблизи 90° , в данном случае погрешность указана по 20% отклонению от минимальной суммы квадратов невязок. Это основной и самый полный способ обработки, однако, поведение точек в «90» плохо согласуется с теоретической моделью (см. рис. 3.10). В разделе 3.3 говорилось о возможных систематических ошибках эксперимента. Наш анализ показывает, что искажение сигнала (наклон «крышек» меандра) приводит к большей абсолютной ошибке в «90», чем в «0». Учитывая малость измеряемого сигнала вблизи «90», можно задуматься над

обработкой точек только в «0», возможно это позволит уменьшить систематическую ошибку и получить более достоверные времена нарастания сигнала ФО. Данный способ обработки называется в таблице — «0» (обрабатываются только точки измеренные в «0» фазы, погрешность указана по 20% отклонению от минимальной суммы квадратов невязок). В последней колонке « φ_{kill} » приведены результаты грубого «одноточечного» способа обработки, удобного для быстрой оценки времени нарастания сигнала ФО в ходе эксперимента (по значению фазового сдвига, при котором зануляется сигнал на выходе СД, погрешность указана из соображений, что значение фазового сдвига измеряется с точностью не хуже 2 градусов).

Стоит отметить, что для ОФК всех образцов критерий соответствия модели и эксперимента по хи-квадрат, нормированному на приборную погрешность, не выполняется (14 точек, 2 параметра). Речь идет об обработке «0» + «90».

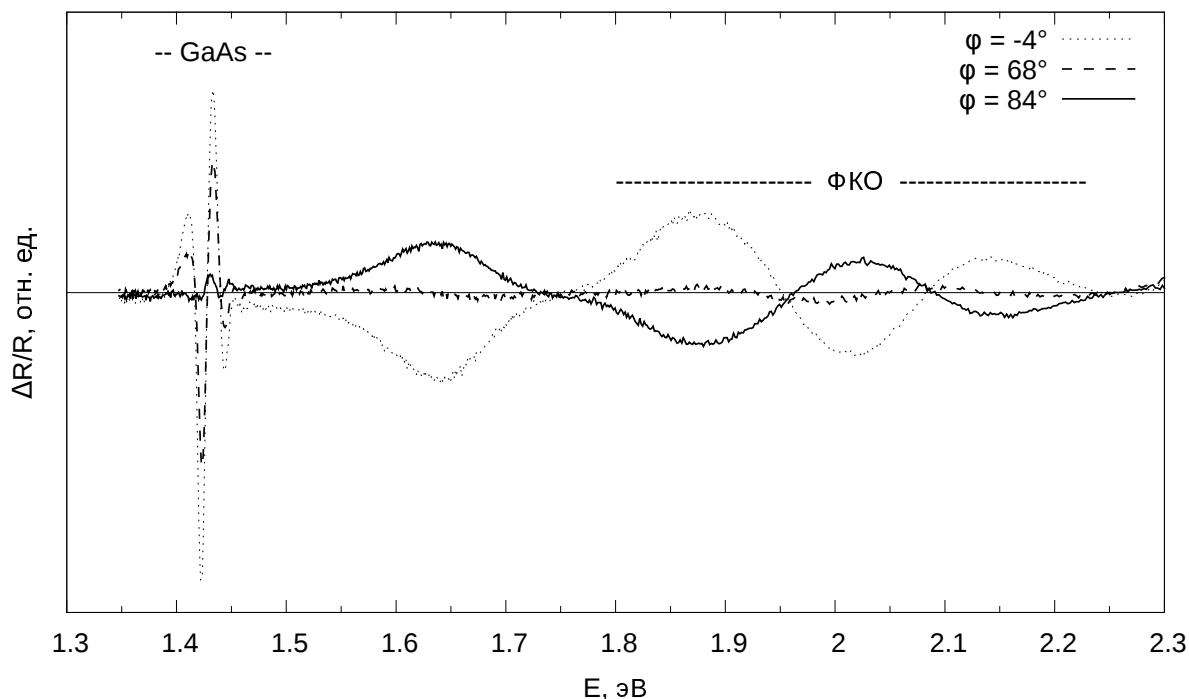


Рис. 3.12. Спектры ФО образца 721, полученные с разной предустановкой фазы СД. Пунктирная линия: $\varphi = -4^\circ$. Штриховая линия: $\varphi = 68^\circ$. Сплошная линия: $\varphi = 84^\circ$. $f_m = 500$ Гц.

На рис. 3.12 приведены спектры ФО при частоте модуляции 500 Гц с различной предустановкой фазового сдвига СД. При $\varphi = -4^\circ$ в спектре наблюдаются две компоненты: от слоя GaAs и ОФК от слоя AlGaAs с дельта-легированием. При $\varphi = 84^\circ$ удается подавить сигнал от слоя GaAs, а при $\varphi = 68^\circ$ — сигнал от AlGaAs. Определяя фазовые сдвиги, в которых сигнал на выходе СД близок к нулю, мы проводили измерения на определенной длине волны зондирующего излучения. Спектры ФО с полученными φ (см. рис. 3.12) показывают, что по сути компоненты ведут себя как единое целое во всей спектральной области. То есть τ не зависит от энергии зондирующего излучения и является характеристикой спектральной линии. Последнее

указывает на то, что сигнал в области энергий $E \in [1.75, 2.30]$ эВ, все же является однокомпонентным (см. раздел 3.1).

Как видно из таблицы 3.1 и рис. 3.11, во всех случаях обработки зависимость времени нарастания сигнала ФО от номера образца существенно не изменяется и имеет максимум. В статье [48] изучались различные электрофизические и оптические свойства этих образцов в зависимости от глубины залегания квантовой ямы. На рис. 3.13 приведено сравнение поведения холловской подвижности электронов при комнатной температуре в зависимости от номера образца и полученных времен нарастания сигнала ФО от слоя AlGaAs.

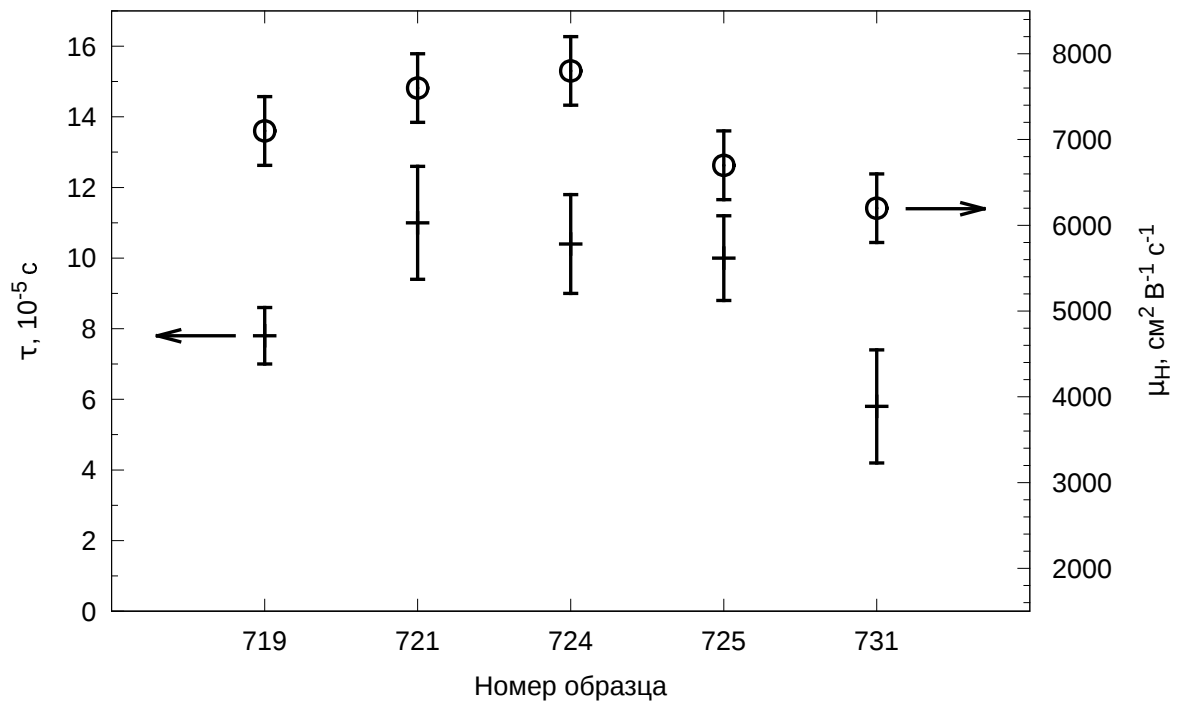


Рис. 3.13. Зависимость времени нарастания сигнала ФО от области AlGaAs с δ -слоем («0» + «90») и холловской подвижности электронов при 300 К [48] от номера образца.

В [48] измеренная холловская подвижность электронов трактовалась как подвижность электронов в КЯ AlGaAs/InGaAs/GaAs. Можно предположить, что модуляция встроенного электрического поля в области AlGaAs обусловлена не только изменением заряда поверхностных состояний, но и изменением концентрации электронов в КЯ. В результате засветки образца модулирующим излучением возникают неравновесные носители. Заряд поверхностных состояний уменьшается путем захвата фотогенерированных дырок из валентной зоны. Фотогенерированные электроны локализуются преимущественно в КЯ, что приводит к увеличению напряженности встроенного электрического поля в области между КЯ и дельта-слоем. В свою очередь это может приводить к уменьшению степени ионизации донорной примеси в области дельта-слоя путем захвата избыточных электронов из КЯ, т. к. амплитуда «хвоста» электронной волновой функции в области ионизированных доноров возрастает. Т. е.

уменьшение напряженности встроенного электрического поля в области AlGaAs в случае засветки образца модулирующим излучением теперь связано не с одним, а с двумя процессами — уменьшением заряда поверхностных состояний и уменьшением степени ионизации донорной примеси. Для пояснения сказанного выше на рис. 3.14 схематично изображен профиль зоны проводимости E_c , рассчитанные первый и второй уровень размерного квантования и соответствующие им волновые функции электронов.

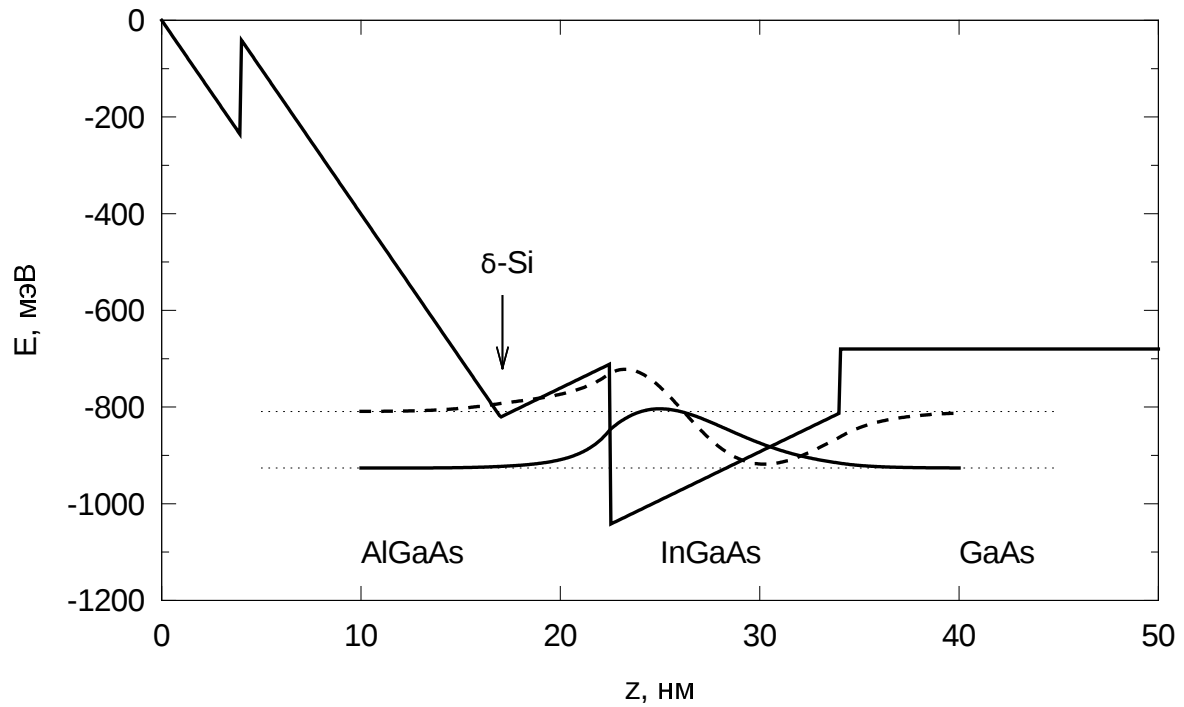


Рис. 3.14. Схематичное изображения профиля зоны проводимости E_c , первый и второй уровень размерного квантования и соответствующие волновые функции электронов для образца 721.

Подвижность электронов в КЯ определяется, в том числе, их рассеянием на ионизированных донорах. Чем интенсивней идет процесс рассеяния, тем меньше подвижность. С другой стороны, чем интенсивней идет процесс рассеяния, тем быстрее придут в равновесие два конкурирующих процесса — увеличение концентрации электронов в КЯ за счет фотогенерированных электронов и уменьшение концентрации электронов в КЯ через захват ионизированными донорами в области дельта-слоя. Таким образом можно объяснить положительную корреляцию между измеренными временами нарастания сигнала ФО, связанными с ОФК от слоя AlGaAs, и холловской подвижностью электронов в КЯ AlGaAs/InGaAs/GaAs (см. рис. 3.13).

Нам удалось наблюдать временную зависимость сигнала ФО 721 образца от слоя AlGaAs с дельта-слоем, т. к. данный образец имеет наибольшую амплитуду сигнала в области осцилляций Франца—Келдыша среди всех образцов 7xx серии. Измерения были проведены с помощью замены фазочувствительного детектора Unipan-232b цифровым усредняющим осциллографом Hantek DSO-2250 USB и дополнительным

предусилителем Unipan-233. Характерный вид $\Delta R(t)$ представлен на рис. 3.15. Регистрация временной зависимости была проведена при длине волны зондирующего излучения $\lambda = 659.0$ нм и различных частотах модуляции (от 270 до 1000 Гц).

Анализ полученных экспериментальных данных в модели Шена и Дутты (1.24) показывает, что характерное время нарастания сигнала ФО лежит в диапазоне от 4 до $20 \cdot 10^{-5}$ с, что согласуется с оценкой данного времени из ФЧ зависимостей $\tau = (11.0 \pm 1.6) \cdot 10^{-5}$ с (см. таб. 3.1). Малость измеряемого сигнала и нарушение его формы при прохождении им усилительного тракта «измерительный фотодиод — цифровой осциллограф» (см. раздел 3.3) не позволяют определить время нарастания сигнала ФО с хорошей точностью данным методом, в данной конфигурации установки.

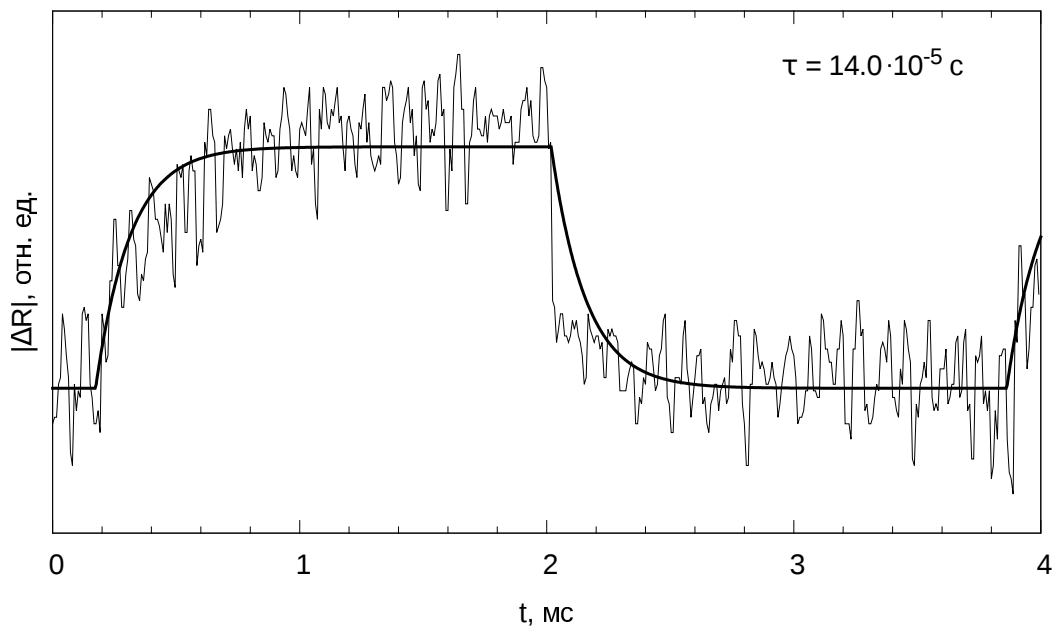


Рис. 3.15. Временная зависимость сигнала фотоотражения дельта-легированной структуры AlGaAs/InGaAs/GaAs и её аппроксимация в модели Шена и Дутты. 721 образец, $\lambda = 659.0$ нм (ОФК, *В на рис. 3.1), $f_m = 270$ Гц, $\tau = 14.0 \cdot 10^{-5}$ с.

Прямое наблюдение временной зависимости сигнала фотоотражения $\Delta R(t)$ для образца с наибольшей амплитудой сигнала в области ОФК подтверждает корректность разработанной нами модели для $U_{exit}(\varphi, T)$ (3.9). И позволяет говорить о верности оценок времен нарастания сигнала ФО, полученных на основе этой модели для других образцов 7xx серии (для которых не удалось наблюдать $\Delta R(t)$ прямым методом, в силу малости амплитуды сигнала).

Вслед за работами [19, 47] мы полагаем, что полученные времена нарастания сигнала являются оценкой для времен жизни неравновесных носителей, сформированных в полупроводниковой структуре в результате фотомодуляции.

Основные результаты и выводы

1. Разработана модель, описывающая зависимость сигнала ФО от частоты модуляции и фазового сдвига между сигналами. В модели учтены прямоугольная форма импульсов модуляции и пропорциональность между концентрацией фотогенерированных НН и изменением коэффициента отражения.
2. Проведено исследование серии гетероструктур с дельта-легированными кремнием слоями AlGaAs, на которой отработана методика оценки времен жизни неравновесных носителей. Порядок времен составил 10^{-4} с.
3. Обнаруженная корреляция между временами жизни НН и их подвижностью объяснена проникновением в область дельта-легирования волновой функции электронов из квантовой ямы InGaAs.
4. Сравнительно большие погрешности во временах жизни НН связаны, по-видимому, с нарушением формы сигнала при прохождении им усилительного тракта «измерительный фотодиод — синхронный детектор».

Список литературы

- [1] Георгобиани А. Н. Модуляционная спектроскопия полупроводников // Соросовский Образовательный журнал. 2001. Т. 7. С. 75–81.
- [2] Semiconductor heterostructures and device structures investigated by photoreflectance spectroscopy / J. Misiewicz, P. Sitarek, G. Sęk et al. // Materials Science. 2003. Vol. 21. P. 263–320.
- [3] Тягай В. А., Снитко О. В. Электроотражение света в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1980. 302 с.
- [4] Seraphin B. O., Bottka N. Band-Structure Analysis from Electro-Reflectance Studies // Phys. Rev. 1966. Vol. 145. P. 628–636.
- [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: учебное пособие в 10 т. 2-е изд. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. 624 с.
- [6] Aspnes D. E. Third-derivative modulation spectroscopy with low-field electroreflectance // Surface Science. 1973. Vol. 37. P. 418–442.
- [7] Aspnes D. E. Band nonparabolicities, broadening, and internal field distributions: The spectroscopy of Franz-Keldysh oscillations // Phys. Rev. B. 1974. Vol. 10. P. 4228–4238.
- [8] Келдыш Л. В. О влиянии сильного электрического поля на оптические характеристики непроводящих кристаллов // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. 1957. Т. 33. С. 994–1003.
- [9] Franz W. Einfluß eines elektrischen Feldes auf eine optische Absorptionskante // Z. Naturforschung. 1958. Vol. 13a. P. 484–489.
- [10] Callaway J. Optical Absorption in an Electric Field // Phys. Rev. 1963. Vol. 130. P. 549–553.
- [11] Tharmalingam K. Optical Absorption in the Presence of a Uniform Field // Phys. Rev. 1963. Vol. 130. P. 2204–2206.
- [12] Ю Питер, Кардона Мануэль. Основы физики полупроводников. 3-е изд. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. 560 с.

- [13] Шалимова К. В. Физика полупроводников. 3-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1985. 392 с.
- [14] Модуляционные спектры структур легированных квантовых ям GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As / Ю. Кавалаяускас, Г. Кривайте, Л. В. Шаронова [и др.] // Физика и техника полупроводников. 1993. Т. 27. С. 1086–1094.
- [15] Aspnes D. E., Studna A. A. Schottky-Barrier Electroreflectance: Application to GaAs // Phys. Rev. B. 1973. Vol. 7. P. 4605–4625.
- [16] Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures / D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen et al. // Phys. Rev. B. 1985. Vol. 32. P. 1043–1060.
- [17] Yan D., Qiang H., Pollak F. H. A new offset technique for suppression of spurious signals in photorefectance spectra // Review of Scientific Instruments. 1994. Vol. 65. P. 1988–1992.
- [18] Dynamics of photorefectance from undoped GaAs / H. Shen, M. Dutta, R. Lux et al. // Applied Physics Letters. 1991. Vol. 59. P. 321–323.
- [19] Shen H., Dutta M. Franz–Keldysh oscillations in modulation spectroscopy // Journal of Applied Physics. 1995. Vol. 78. P. 2151–2176.
- [20] Photorefectance characterization of the space charge region in semiconductors: indium tin oxide on InP as a model system / R. N. Bhattacharya, H. Shen, P. Parayanthal et al. // Solar Cells. 1987. Vol. 21. P. 371–377.
- [21] Hecht M. H. Role of photocurrent in low-temperature photoemission studies of Schottky-barrier formation // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 41. P. 7918–7921.
- [22] Photorefectance study of the surface Fermi level at (001) n- and p-type GaAs surfaces / X. Yin, H.-M. Chen, F. H. Pollak et al. // Journal of Vacuum Science & Technology A. 1992. Vol. 10. P. 131–136.
- [23] Seebauer E. G. Oxidation and annealing of GaAs (100) studied by photorefectance // Journal of Applied Physics. 1989. Vol. 66. P. 4963–4972.
- [24] Pamplona Pires M., Souza P. L., von der Weid J. P. Novel wide-band time-resolved photorefectance measurement technique // Applied Physics Letters. 1994. Vol. 65. P. 88–90.
- [25] Deep-level characterization of n-type GaAs by photorefectance spectroscopy / T. Kanata, M. Matsunaga, H. Takakura et al. // Journal of Applied Physics. 1991. Vol. 69. P. 3691–3695.

- [26] de Sousa D. F., Bell M. J. V., Nunes L. A. O. Photorefectance and time-resolved photorefectance in delta-doped superlattices // *Journal of Applied Physics*. 1998. Vol. 83. P. 2806–2811.
- [27] Time Resolved Photorefectance of GaAs and InAlAs / S. L. Tyan, Y. C. Wang, C. C. Chang et al. // *Chinese Journal of Physics*. 1995. Vol. 33. P. 699–706.
- [28] Harris J. J. Delta-doping of semiconductors // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. 1993. Vol. 4. P. 93–105.
- [29] Пожела Ю., Пожела К., В. Юцене. Подвижность и рассеяние электронов на полярных оптических фононах в гетероструктурных квантовых ямах // *Физика и техника полупроводников*. 2000. Т. 34. С. 1053–1057.
- [30] Photoluminescence study of the dynamical properties of GaAs sawtooth superlattices / M. B. Johnston, M. Gal, G. Li et al. // *Journal of Applied Physics*. 1997. Vol. 82. P. 5748–5752.
- [31] GaAs planar doped barriers by molecular beam epitaxy / R. Malik, K. Board, L. Eastman et al. // *Electron Devices Meeting, 1980 International*. Vol. 26. 1980. P. 456–459.
- [32] Characteristics of planar doped FET structures / K. Board, A. Chandra, C. E. C. Wood et al. // *Electron Devices, IEEE Transactions on*. 1981. Vol. 28. P. 505–510.
- [33] Murtagh M. E., Kelly P. V., Chouaib H. et al. Optical Inspection Apparatus and Method. 2008. URL: <http://www.faqs.org/patents/app/20080218741> (дата обращения: 05.10.2014).
- [34] Determination of built-in electric fields in delta-doped GaAs structures by phase-sensitive photorefectance / V. L. Alperovich, A. S. Jaroshevich, H. E. Scheibler et al. // *Solid-State Electronics*. 1994. Vol. 37. P. 657–660.
- [35] Фазочувствительный анализ спектров фотоотражений n-GaAs / А. В. Ганжа, В. Кирхер, Р. В. Кузьменко [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. 1998. Т. 32. С. 272–277.
- [36] Кузьменко Р. В., Домашевская Э. П. Идентификация электронно-оптических переходов в области примесных состояний в E_0 -спектрах фотоотражения GaAs // *Физика и техника полупроводников*. 2002. Т. 36. С. 278–281.
- [37] Photorefectance and surface photovoltage spectroscopy of beryllium-doped GaAs/AlAs multiple quantum wells / B. Šechavičius, J. Kavaliauskas, G. Krivaitė et al. // *Journal of Applied Physics*. 2005. Vol. 98. P. 023508.

- [38] Differential surface photovoltage spectroscopy of δ -doped GaAs/AlAs multiple quantum wells below and close to Mott transition / J. Kavaliauskas, G. Krivaitė, B. Čechavičius et al. // *physica status solidi (b)*. 2008. Vol. 245. P. 82–88.
- [39] Impurity bound-to-unbound terahertz sensors based on beryllium and silicon δ -doped GaAs/AlAs multiple quantum wells / D. Seliuta, J. Kavaliauskas, B. Čechavičius et al. // *Applied Physics Letters*. 2008. Vol. 92. P. 053503.
- [40] Photorefectance spectroscopy of delta-doped GaAs layers / L. P. Avakyants, P. Y. Bokov, I. V. Bugakov et al. // *Inorganic Materials*. 2011. Vol. 47. P. 455–458.
- [41] Влияние встроенного электрического поля на оптические и электрофизические свойства Р-НЕМТ наногетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs / Р. А. Хабибуллин, И. С. Васильевский, Г. Б. Галиев [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. 2011. Т. 45. С. 666–671.
- [42] Авакянц Л. П., Боков П. Ю., Червяков А. В. Автоматизированная установка для регистрации спектров фотоотражения полупроводниковых структур с использованием двойного монохроматора // *Журнал технической физики*. 2005. Т. 75. С. 66–68.
- [43] Pavesi L., Guzzi M. Photoluminescence of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alloys // *Journal of Applied Physics*. 1994. Vol. 75. P. 4779–4842.
- [44] Обобщенная многослоевая модель для количественного анализа электромодуляционных компонент спектров электроотражения и фотоотражения полупроводников в области фундаментального перехода E_0 / Р. В. Кузьменко, А. В. Ганжа, Э. П. Домашевская [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. 2000. Т. 34. С. 1086–1092.
- [45] Elucidation of Photorefectance Mechanisms by Phase Resolution Spectroscopy: Application to Delta-Doped GaAs / V. L. Alperovich, A. S. Yaroshevich, H. E. Scheibler et al. // *physica status solidi (b)*. 1993. Vol. 175. P. K35–K38.
- [46] Степанов А. В. Синхронный детектор. М.: Физический факультет МГУ, 1997. 16 с.
- [47] Ultrafast carrier dynamics of InGaAsN and InGaAs single quantum wells / C.-C. Hsu, J.-H. Lin, Y.-S. Chen et al. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2008. Vol. 41. P. 085107.
- [48] Электрофизические и оптические свойства приповерхностных квантовых ям AlGaAs/InGaAs/AlGaAs с различной глубиной залегания / Р. А. Хабибуллин, Г. Б. Галиев, Е. А. Климов [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. 2013. Т. 47. С. 1215–1220.