

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА**

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Кафедра общей физики

**Исследование методом фазочувствительного
фотоотражения динамики неравновесных носителей
в дельта легированном арсениде галлия**

Дипломная работа студента 6 курса
Жмурова Владимира Леонидовича

Научный руководитель:
к.ф-м.н., старший преподаватель
Боков Павел Юрьевич

Допущена к защите

Заведующий кафедрой
профессор Салецкий А.М.

МОСКВА 2011

Содержание

Введение.....	3
Глава 1 Спектроскопия фотоотражения дельта-легированных полупроводниковых структур.....	5
1.1 Модуляционная спектроскопия полупроводников	5
1.2 Фотоотражение.....	6
1.2.1 Низкополевой случай.....	8
1.2.2 Среднеполевой случай.....	8
1.2.3 Высокополевой случай.....	9
1.3 Анализ многокомпонентных спектров фотоотражения в среднеполевом случае от структур на основе GaAs.....	10
1.3.1 Химическое травление образца.....	10
1.3.2 Использование модулирующего излучения с различными длинами волн	12
1.3.3 Фазочувствительный анализ электромодуляционных спектров.....	12
1.4 Временная зависимость сигнала фотоотражения.....	14
1.5 Полупроводниковые структуры с дельта-легированными слоями....	18
1.6 Фотоотражение дельта-легированных структур.....	19
Глава 2 Методика эксперимента и исследуемая структура.....	21
2.1 Методика эксперимента	21
2.2 Исследуемая структура.....	22
Глава 3 Исследование методом фазочувствительного фотоотражения динамики неравновесных носителей в дельта-легированном арсениде галлия.....	24
3.1 Исследование встроенных электрических полей	24
3.2 Исследование динамики неравновесных носителей	28
Основные результаты и выводы	36
Литература	37
Приложение 1. Алгоритм автоматизированной обработки экспериментальных данных	40

Введение

Электрофизические свойства полупроводниковых приборов определяются их легированием. Особый интерес представляют структуры с дельта-легированными слоями [1]. 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.

Область локализации примеси при дельта-легировании, например Si или Be в GaAs, приводит к появлению потенциальных ям для электронов или дырок и к формированию двумерного газа носителей. В такой зарядово-индуцированной потенциальной яме обычно формируется несколько подуровней размерного квантования [2].

При разработке и создании приборов опто- и нанoeлектроники на основе гетероструктур с квантовыми ямами последние используют в роли «накопителя» носителей (например – это 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 не испытывая рассеяния на ионизированной примеси [3]. Это должно приводить как к увеличению подвижности носителей, так и к уменьшению вероятности безызлучательной рекомбинации на ионизированной примеси. Последнее оказывается принципиальным при создании новых электронных полупроводниковых приборов: от этого зависит и быстродействие транзисторов и квантовая эффективность светодиодов и лазеров [4].

Как известно [1], создание в полупроводниках A₃B₅ дырочной проводимости является важной технической задачей. Исследования показали, что оптимальной примесью для создания в полупроводниках A₃B₅ дырочной проводимости является Be [5].

Сравнительно большие напряженности встроенного электрического поля в области дельта-легирования приводят к ряду эффектов, не наблюдающихся или слабо выраженных в объемно-легированных полупроводниках:

- эффективная ширина запрещенной зоны меньше, чем у нелегированной структуры и может варьироваться [4],
- сравнительно большое время рекомбинации носителей [4],

- оптическая нелинейность [6],
- наличие нелинейных эффектов в проводимости [6].

Перечисленные эффекты приводят, в том числе, к увеличению времени жизни неравновесных носителей.

Современные технологии изготовления полупроводниковых структур требуют развития методов их диагностики. В первую очередь речь идет о развитии бесконтактных методов, которые возможно использовать даже на этапе изготовления структур. Особую роль среди средств диагностики отводят методам модуляционной спектроскопии: часть технологического оборудования уже снабжается приставками для измерения фотомодуляционных спектров [7]. В то же время, многообразие изготавливаемых полупроводниковых структур и сложность интерпретации модуляционных спектров требует проведения дополнительных исследований и, в первую очередь, разработки методов анализа модуляционных спектров.

В настоящей работе приведены результаты исследования динамики неравновесных носителей в дельта-легированном арсениде галлия методом фотоотражения. Предлагается методика оценки времени релаксации неравновесных носителей по данным фазочувствительного фотоотражения.

Глава 1 Спектроскопия фотоотражения дельта-легированных полупроводниковых структур

Относительно большое время рекомбинации носителей [4], уменьшение эффективной ширины запрещенной зоны по сравнению с нелегированным полупроводником [4], оптическая нелинейность [6], наличие нелинейных эффектов в проводимости [6], в дельта легированных структурах делают их перспективными как с точки зрения фундаментальной науки, так и с точки зрения технических приложений. Особую роль в исследовании такого рода структур играют оптико-спектральные методы, в первую очередь благодаря возможности осуществления бесконтактной диагностики.

1.1 Модуляционная спектроскопия полупроводников

Для исследования полупроводниковых структур применяют множество методов, таких как:

- Фотолюминесценция
- Спектроскопия возбуждения фотолюминесценции
- Электронная микроскопия
- Рентгеноструктурный анализ
- Измерения, основанные на эффекте Холла
- Методы модуляционной спектроскопии

Большинство перечисленных методов, например, измерения, основанные на эффекте Холла, электронная микроскопия и рентгеноструктурный анализ, требуют специальной подготовки образца (в том числе, разрушающей). В свою очередь, метод спектроскопии фотоотражения является бесконтактными и не требует специальной подготовки образца.

Методы электромодуляционной спектроскопии, основанные на модуляции встроенных электрических полей в полупроводниковых структурах, представляют особый интерес при исследовании *pi*-*ri* дельта-легированных образцов. Их свойства определяются целиком распределением встроенных электрических полей, конфигурация которых, в свою очередь, зависит от пространственного распределения примеси и концентрации носителей, в том числе, неравновесных.

В методах модуляционной спектроскопии измеряют не спектр отражения или пропускания полупроводника, а изменения в спектре, вызванные малым, возмущением:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\text{off}} - R_{\text{on}}}{R_{\text{off}}}, \quad (1)$$

где R_{off} и R_{on} – коэффициенты отражения в присутствии внешнего воздействия и без него. В случае электромультипликативной спектроскопии, в качестве малого возмущающего воздействием используют модуляцию встроенного электрического поля.

Метод спектроскопии фотоотражения является одним из методов электромультипликативной спектроскопии.

1.2 Фотоотражение

Модуляция встроенного электрического поля при регистрации спектров фотоотражения создается периодической подсветкой образца излучением с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны.

Из-за характерной для полупроводников АЗВ5 стабилизации уровня Ферми на поверхности образца [2], вблизи поверхности формируется слой, обедненный носителями. Приповерхностные состояния заполняются электронами из объема полупроводника (см. рис. 1.1), формируя изгиб зон. В этой приповерхностной области формируется встроенное электрическое поле.

Создаваемые лазером электронно-дырочные пары разводятся встроенным электрическим полем приповерхностной области полупроводника. Дырки движутся в направлении поверхности, где частично нейтрализуют имеющийся там заряд (см. рис. 1.2).

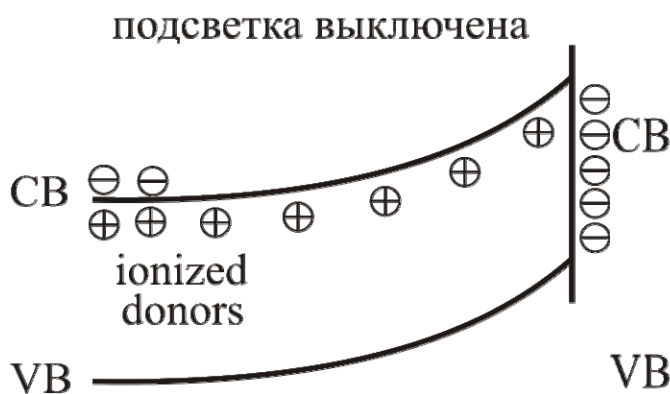


Рис. 1.1 Зонная структура полупроводников вблизи поверхности [2]

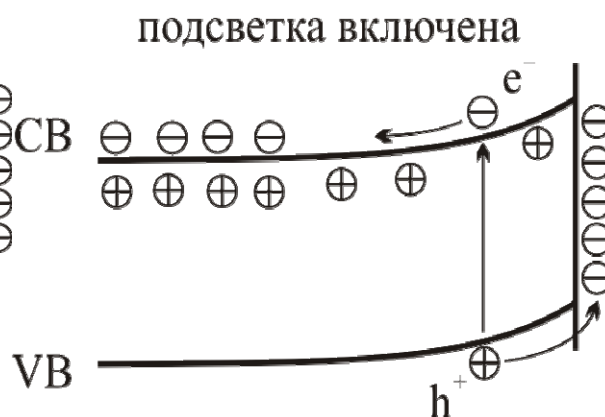


Рис. 1.2. Зонная структура полупроводников вблизи поверхности при включении лазерного излучения [2]

Создаваемые лазером электронно-дырочные пары разводятся встроенным электрическим полем приповерхностной области полупроводника. Дырки движутся в направлении поверхности, где частично нейтрализуют имеющийся там заряд (см. рис. 1.2).

Модуль вектора напряжённости встроенного электрического поля в полупроводнике уменьшается и становится равным $F_{DC} - F_{AC}$, где F_{DC} - модуль вектора напряжённости встроенного электрического поля полупроводника, а F_{AC} – изменение модуля вектора напряжённости электрического поля, вызванное воздействием лазерного излучения.

В полупроводниковых структурах может одновременно существовать несколько электрических полей, имеющих разную локализацию, причину возникновения, и, как следствие, напряженность. Встроенные электрические поля в полупроводниковых структурах обусловлены пространственным распределением примеси, потенциалом поверхности, скачками потенциала на интерфейсах, пьезоэлектрическим эффектом, спонтанной поляризацией. По области локализации электрические поля в полупроводниковых структурах делятся на:

- 1) приповерхностные (типичная напряжённость поля до 100 кВ/см),
- 2) внутренние (типичная напряжённость поля до 100 кВ/см),
- 3) интерфейсные (типичная напряжённость поля до 100 кВ/см),
- 4) примесные (напряженность поля в случае дельта-легирования может достигать нескольких сотен кВ/см).

В 1970-х годах Аспнесом (Aspnes) было замечено, что вид электромодуляционных спектров сильно зависит от напряжённости встроенного электрического поля полупроводника [8]. 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 $\hbar\Omega$ электрооптическая энергия (энергия, которую приобретает электрон при прохождении разности потенциалов 1 В):

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

$\Gamma \sim \hbar/\tau$ - феноменологический параметр уширения, τ - характерное время жизни носителей в возбуждённом состоянии, q – элементарный заряд, F – модуль вектора напряжённости электрического поля, μ – приведённая межзонная масса носителей:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}, \quad (3)$$

где m_e и m_h – масса электрона и масса дырки соответственно.

1.2.1 Низкополевой случай

Низкополевой случай характерен для слаболегированных образцов ($n, p < 10^{16} \text{см}^{-3}$ для GaAs [8]). Модуляционный спектр в низкополевом случае представляют собой линию с двумя экстремумами разных знаков (см. рис. 1.3). Согласно работе Аспнеса [9], такие спектры описываются выражением:

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re} \left[A e^{i\phi} (E - E_g + i\Gamma)^{-m} \right], \quad (4)$$

где E_g -ширина запрещённой зоны, Γ – феноменологический параметр уширения, A и ϕ – амплитудный и фазовый параметры соответственно, E – энергия зондирующего излучения, m – параметр, определяемый видом критической точки, в окрестности которой осуществляется электронно-дырочный переход.

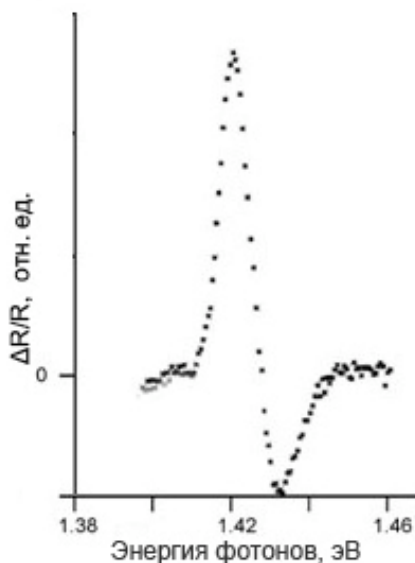


Рис. 1.3. Спектр фотоотражения полуизолирующей подложки GaAs. Спектр получен в лаборатории д. ф.-м. н. Авакянца Л.П.

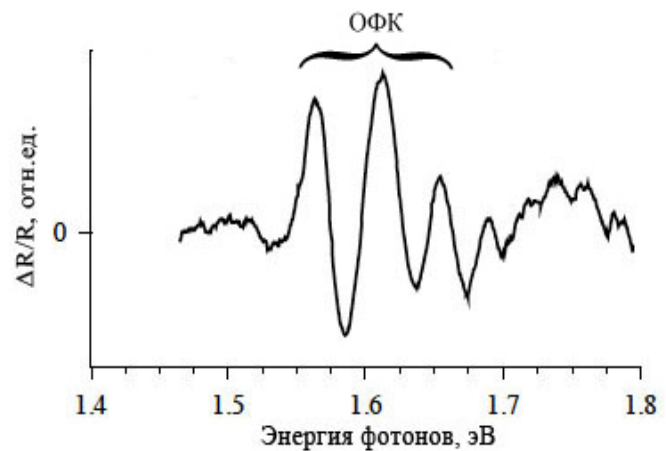


Рис. 1.4. Пример среднеполевого спектра фотоотражения $\text{Al}_{0,11}\text{Ga}_{0,98}\text{As}$ [10]

1.2.2 Среднеполевой случай

Среднеполевой случай характерен для большинства структур, концентрация носителей в которых $n, p > 10^{16} \text{см}^{-3}$. Если поле нельзя считать слабым, но $eFa_0 \ll E_g$, где a_0 - постоянная решетки, в спектре наблюдаются осцилляции Франца-Келдыша (см.рис. 1.4).

Приближенное выражение для $\Delta R/R$ в среднеполевом случае, полученное Аспнесом (Aspnes) и Штудной (Studna) для случая однородного электрического поля [11], имеет вид:

$$\frac{\Delta R}{R} \sim \frac{1}{E^2(E - E_g)} \exp \left[-2(E - E_g)^{1/2} \frac{\Gamma}{(\hbar\Omega)^{3/2}} \right] \cos \left[\frac{4}{3} \frac{(E - E_g)^{3/2}}{(\hbar\Omega)^{3/2}} + \theta \right] \quad (5)$$

где $\hbar\Omega$ - электрооптическая энергия, θ - фазовый параметр.

Легко видеть, что положение n -го экстремума в спектре с осцилляциями Франца-Келдыша даётся выражением:

$$n\pi = \frac{4}{3} \left[\frac{E_n - E_g}{\hbar\Omega} \right]^{3/2} + \theta \quad (6)$$

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

1.2.3 Высокополевой случай

В случае, когда $\hbar\Omega \gg \Gamma$, и $eFa_0 \approx E_g$, где a_0 - постоянная решетки, Штарковские сдвиги становятся существенными при формировании сигнала фотоотражения. На рис. 1.5 видно, что при увеличении напряжённости внешнего электрического поля от 10 кВ/см до 73 кВ/см, полоса поглощения GaAs смещается влево от 1.435 эВ до 1.450 эВ.

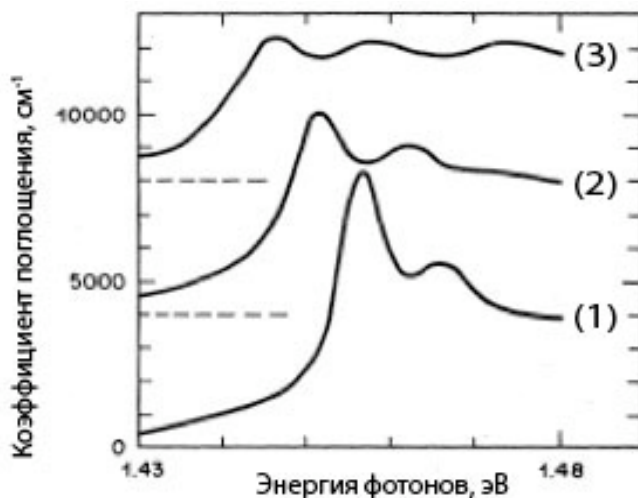


Рис. 1.5 Спектры поглощения гетероструктур на основе GaAs при различных напряженностях электрического поля: $F_1=10$ кВ/см, $F_2=47$ кВ/см, $F_3=73$ кВ/см [12]

Штарковские сдвиги приводят к появлению в электромодуляционном спектре линий, по форме схожих с линиями, описываемыми выражением Аспнеса (4).

1.3 Анализ многокомпонентных спектров фотоотражения в среднеполевом случае от структур на основе GaAs

Структуры, применяемые при изготовлении современных приборов нано- и оптоэлектроники, чаще всего представляют собой совокупность слоев с разными электрофизическими свойствами. В образцах, состоящих из одного или более слоёв материала, спектр фотоотражения представляет собой суперпозицию сигналов от разных слоёв. На поверхности и на границе раздела слоев (интерфейсе) модуль вектора напряжённости встроенного электрического поля принимает разные значения из-за разности плотности поверхностных и интерфейсных состояний. Следовательно, при условии реализации среднеполевого случая, различные области полупроводниковой структуры в спектре фотоотражения могут быть представлены осцилляциями Франца-Келдыша различного периода. Типичный спектр фотоотражения, на котором наблюдается суперпозиция сигналов от нескольких областей, приведен на рис. 1.4.

Для разделения сигналов многокомпонентных спектров фотоотражения существует ряд методик [2]:

- 1) с применением травления образца,
- 2) с использованием модулирующего излучения разных длин волн,
- 3) с использованием метода фазочувствительного анализа модуляционных спектров.

Рассмотрим особенности реализации каждой из них.

1.3.1 Химическое травление образца

Предположим, что регистрируемый сигнал, представляет собой суперпозицию двух сигналов, от приповерхностной области и от интерфейса.

Процедура химического травления образца изменяет существенным образом одну из компонент этого сигнала, обусловленную приповерхностным электрическим полем, что даёт возможность разделить сигналы [13-15]. Тогда, сигналы фотоотражения до и после травления будут удовлетворять соотношениям:

$$\left\{ \begin{aligned} \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_1 &= \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_{S_1} + \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_i \\ \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_2 &= \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_{S_2} + \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_i \end{aligned} \right. \quad (7)$$

где 1 и 2 – индексы, соответствующие образцу до и после травления, соответственно,

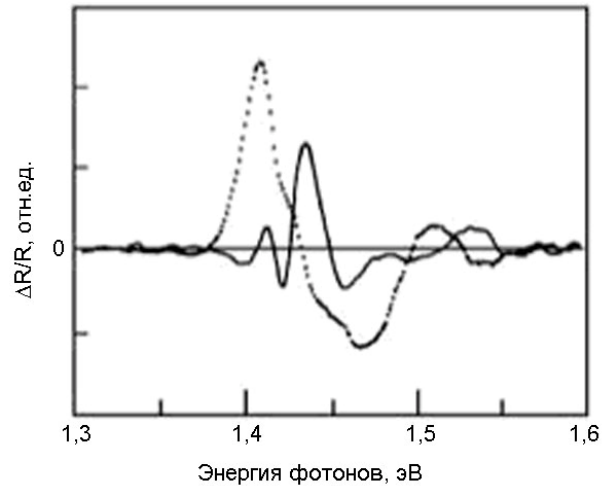
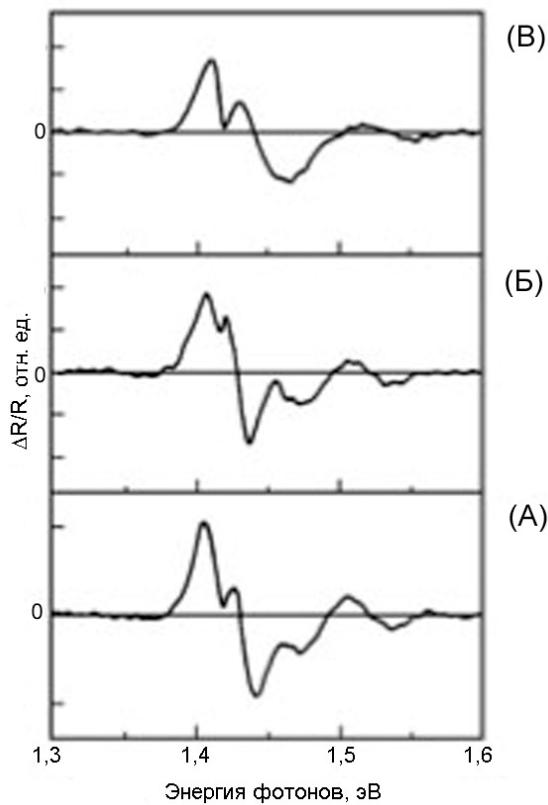


Рис. 1.6. Спектры фотоотражения *GaAs/GaAs:Si* (А) – после травления в течении 2 минут, (Б) – после травления в течении 1 минуты, (В) – перед травлением [13]

и i – индексы, относящиеся к сигналу с поверхности и с интерфейса.

На рис. 1.6 представлены спектры фотоотражения легированных кремнием слоев *GaAs*, выращенных на нелегированной подложке *GaAs*. На верхней части рисунка представлен спектр фотоотражения образца до травления (рис. 1.6 В). После травления образца в течение одной и двух минут изменяется форма спектра фотоотражения. Данное изменение связано с уменьшением вклада в спектр фотоотражения приповерхностной области исходной структуры (рис. 1.6 (Б) и (А) соответственно).

На рис. 1.7 представлены результаты разделения исходного спектра фотоотражения: сплошной линией показан сигнал с интерфейса, а пунктирной – с поверхности данной структуры.

К сожалению, данный метод выделения отдельных компонент модуляционного спектра является разрушающим.

1.3.2 Использование модулирующего излучения с различными длинами

ВОЛН

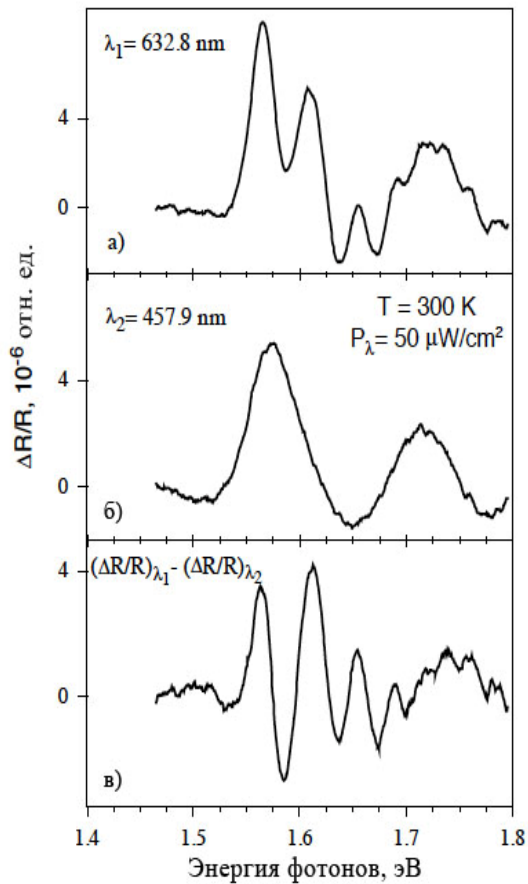


Рис. 1.8. а), б) спектры ФО легированного алюминием слоя $Al_{0.11}Ga_{0.98}As$, выращенному на подложке из $GaAs$ при длинах волн модулирующего излучения 632,8 нм и 457,9 нм соответственно, в) – разность спектров а) и б) (сигнал от интерфейса) [2]

Известно, что излучение с различными длинами волн имеет различную глубину проникновения в вещество [16]. Поэтому, для выделения сигнала от области, расположенной вдали от поверхности можно использовать модулирующее излучение с большей длиной волны.

В обзоре [2] приведены результаты исследования методом спектроскопии фотоотражения легированного алюминием слоя $Al_{0.11}Ga_{0.98}As$, выращенного на подложке $GaAs$. Спектры фотоотражения, полученные при модуляции излучениями гелий-неонового ($\lambda=632,8$ нм) и аргонового ($\lambda=457,9$ нм) лазеров, приведены на рис. 1.8 а) и б) соответственно.

Спектр, полученный при модуляции коротковолновым излучением, представляет собой сигнал от приповерхностной области образца. На рис. 1.8 в) представлена разность сигналов а) и б), которая, исходя из (7), представляет собой сигнал от интерфейса данной структуры.

1.3.3 Фазочувствительный анализ электромодуляционных спектров

В группе Ф. Поллака (F. Pollak) при проведении исследований методом спектроскопии фотоотражения $GaAs/AlGaAs$ структур, применяемых для изготовления биполярных транзисторов, было обнаружено, что сигнал из области коллектора такой структуры нарастает значительно быстрее, чем из области эмиттера [17]. Дальнейшие

исследования показали, что модуляционным сигналам, возникающим в различных частях образца, соответствуют различные времена нарастания.

Для разделения сигналов с различными временами нарастания используют метод фазочувствительного фотоотражения. Данный метод основан на регистрации сигнала фотоотражения с некоторым предустановленным сдвигом фаз фазочувствительного вольтметра, между началом действия на образец модулирующего излучения и началом измерения сигнала.

Согласно [18] временная зависимость сигнала отражения $R(t)$ при модуляции прямоугольными импульсами имеет вид:

$$R(t) = \begin{cases} R_0 + \Delta R - \frac{\Delta R}{1 + e^{-T/2\tau}} e^{-\frac{t}{\tau}} \\ R_0 + \frac{\Delta R}{1 + e^{-T/2\tau}} e^{-\frac{-t + T/2}{\tau}} \end{cases}, \quad (8)$$

где t – время, прошедшее с момента начала действия модулирующего излучения, а $T=1/f$ - период модуляции, τ – характерное время релаксации неравновесных носителей в образце, ΔR - изменение коэффициента отражения при включенном модулирующем излучении, $R(t)$ – коэффициент отражения полупроводника, R_0 - коэффициент отражения невозмущенного полупроводника. Первое выражение описывает изменение коэффициента отражения в момент действия лазерного излучения, второе – без него.

Зависимость формы спектров фотоотражения от времени можно исследовать с применением фазочувствительного анализа. Согласно предложенной в [19] модели:

$$\frac{\Delta R(E, f_m, \varphi_r)}{R} = \frac{\Delta R(E, f_m, 0)}{R} \cos(\varphi_r) + \frac{\Delta R(E, f_m, \pi/2)}{R} \sin(\varphi_r), \quad (9)$$

где E - энергия зондирующего излучения, f_m – частота модулирующего излучения, φ_r – предустановленный сдвиг фаз на фазочувствительном детекторе, $\frac{\Delta R(E, f_m, 0)}{R}$ и

$\frac{\Delta R(E, f_m, \pi/2)}{R}$ - спектры фотоотражения, зарегистрированные в фазе с модулирующим излучением и с отставанием на $\pi/2$ от него. С помощью (9) по двум

экспериментально полученным спектрам $\frac{\Delta R(E, f_m, 0)}{R}$ и $\frac{\Delta R(E, f_m, \pi/2)}{R}$, путем

варьирования φ_r можно выделить компоненты спектра фотоотражения, соответствующие различным временам нарастания сигнала.

Итак, фазочувствительный анализ спектров фотоотражения дает возможность анализировать временную зависимость спектров фотоотражения и выделять компоненты с различными характерными временами нарастания сигнала.

1.4 Временная зависимость сигнала фотоотражения

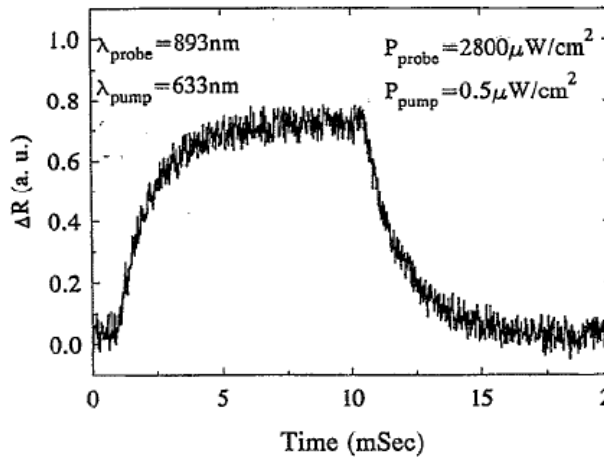


Рис. 1.9. Временная зависимость сигнала фотоотражения $s-i-n^+$ гетероструктуры на основе GaAs при $\lambda_{probe}=893\text{nm}$, $P_{probe}=2800\text{ мкВт/см}^2$ [20]

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. 1.1). Из рисунка видно, что нарастание сигнала фотоотражения происходит не мгновенно, что согласуется с результатами, полученными в группе Ф. Поллака (F. Pollak) [17].

Для описания динамики отклика фотоотражения при модуляции прямоугольными импульсами, Шеном (H. Shen) и Дуттой (M. Dutta) была разработана следующая модель. Согласно [20], сигнал фотоотражения в случае малой глубины модуляции встроенного электрического поля описывается выражением:

$$\frac{\Delta R(t)}{R} \sim \frac{\partial \varepsilon[E - E_g + i\Gamma, F(0)]}{\partial F} [F(t) - F(0)], \quad (10)$$

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

В работе [20] вместо фазочувствительного детектора, обычно используемого при регистрации сигнала фотоотражения, использовался усредняющий цифровой осциллограф. Регистрация сигнала фотоотражения проводилась при фиксированной длине волны зондирующего излучения $\lambda_{probe}=893\text{ нм}$. В качестве источника модулирующего излучения использовался гелий-неоновый лазер ($\lambda_{pump}=632,8\text{ нм}$), излучение которого модулировалось акустооптическим модулятором (время

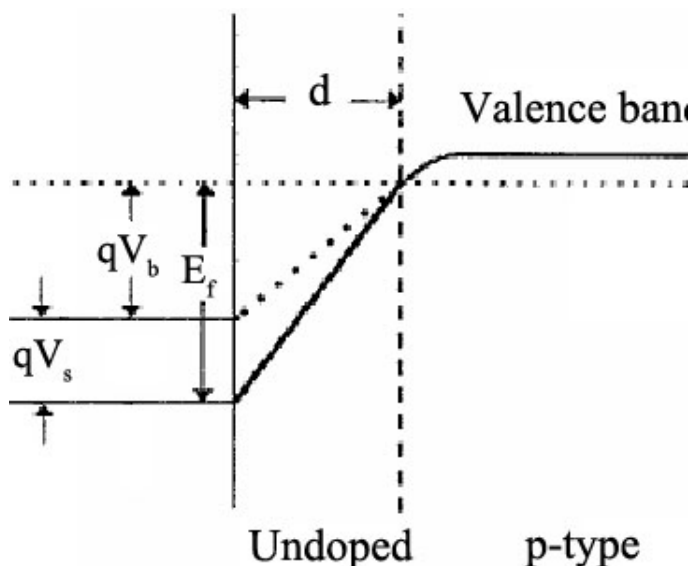


Рис. 1.10 Изменение хода валентной зоны $s-i-p^+$ полупроводникового образца при подсветке. Сплошной линией обозначена граница валентной зоны при выключенной подсветке, пунктиром – при включенной подсветке. E_F - уровень Ферми V_b - потенциал поверхностного барьера, V_s – изменение положения границы валентной зоны, вызванное фотогенерацией носителей при подсветке структуры, q – элементарный заряд, d – толщина обедненной области [19]

В результате засветки полупроводника излучением с энергией, большей E_g , происходит генерация неравновесных носителей, которые, в свою очередь, изменяют напряженность встроенного электрического поля и, благодаря эффекту Франца-Келдыша, эффективную ширину запрещенной зоны (рис. 1.10).

Как известно [21], появление неравновесных носителей приводит к возникновению токов в полупроводнике. В обзоре [19] указано, что потенциальный барьер при включении подсветки станет равным $V_b = V_F - V_s$, причём

$$V_s = \frac{\eta k T}{q} \ln \left[\frac{J_{pc}}{J_{st}(T)} + 1 \right], \quad (13)$$

где, $qV_F = E_f$ – уровень Ферми, qV_s – изменение положения потолка валентной зоны при подсветке структуры, q - заряд носителей, k - постоянная Больцмана, T – температура полупроводника, J_{st} - плотность тока внутри структуры при выключенной подсветке, J_{pc} – плотность фототока, η - фактор идеальности. Согласно [20, 22] плотность фототока J_{pc}

Предположив, что вклад зондирующего излучения мал и не изменяется со временем, согласно [21] получаем для напряженности электрического поля в нелегированном слое:

$$F^{on/off} = \frac{V_F - V_s^{on/off}}{d}, \quad (11)$$

где $F^{on/off}$ – напряженность встроенного электрического поля в образце при включенной и выключенной подсветке соответственно, d – толщина обедненной области, а потенциальные барьеры V_s определяются из (13), то есть $F(t) - F(0) \sim V_s(t)$, (12) где $F(t)$ и $F(0)$ – напряженность электрического поля в полупроводнике.

состоит из двух составляющих – дрейфовой (первое слагаемое в (14)) и диффузионной (второе слагаемое в (14)).

$$J_{pc} = \frac{qP\gamma(1-R)}{\hbar\omega} \left(1 - e^{-\alpha d}\right) + \frac{qP\gamma(1-R)}{\hbar\omega} \frac{\alpha L_d}{1 + \alpha L_d} e^{-\alpha d}, \quad (14)$$

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 буферном слое. Выражение для плотности тока насыщения имеет вид:

$$J_{st}(T) = \frac{A^{**}T^2}{1 + BT^{3/2}} e^{-\frac{qV_F(T)}{kT}}, \quad (15)$$

Где $V_F = E_F/q$ – уровень Ферми, $A^{**} = 8,0 \text{ A}/(\text{cm}^2 \text{ K}^2)$ – модифицированная константа Ричардсона, и $B = 3,3 \cdot 10^{-4} (\text{K}^{-3/2})$ – константа, связанная со скоростью насыщения.

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

$$J_{pc} = J_{probe} + J_{pump}(t) \quad (16)$$

где

$$J_{pump}(t) = \begin{cases} J_{pump}, & \text{при включенном модулирующем излучении} \\ 0, & \text{при выключенном модулирующем излучении} \end{cases}. \quad (17)$$

В случае, когда частота модуляции относительно невелика, в образце может происходить насыщение плотности токов. Для структур s-i-p⁺/s-i-p⁺ характерное время нарастания сигнала фотоотражения [20] составляет порядка 1 мс, что делает возможным наблюдение частотных зависимостей спектров фотоотражения уже при частотах модуляции 800-2000 Гц.

Помимо диффузионного тока J_{pc} [21], возникает дрейфовый ток, плотность которого определяется [20] выражением:

$$J_{res} = J_{st} \left[e^{\frac{qV_s}{kT}} - 1 \right], \quad (18)$$

где J_{st} – плотность тока насыщения, V_s – изменение положения границы валентной зоны при подсветке структуры, k – постоянная Больцмана, T – температура, q – элементарный заряд.

Процесс распространения неравновесных носителей в образце описывается уравнением [20]:

$$-\frac{dQ(t)}{dt} = -\frac{dV_s(t)C}{dt} = J_{\text{probe}} + J_{\text{pump}} - J_{\text{res}}(t), \quad (19)$$

где Q – заряд фотоиндуцированных носителей, $C = \epsilon\epsilon_0/d$ – электрическая емкость единицы площади структуры, ϵ – диэлектрическая проницаемость полупроводника, ϵ_0 – электрическая постоянная, d – толщина нелегированного слоя.

Решение этого уравнения при условии слабой модуляции

$$\frac{(V_s^{\text{on}} - V_s^{\text{off}})}{kT} \ll 1, \quad (20)$$

$$\tau_{\text{on}} \approx \tau_{\text{off}} \approx \tau,$$

где, $V_s^{\text{on/off}}$ – изменение положения границы валентной зоны при включенном/выключенном модулирующем излучении, k – постоянная Больцмана, T – температура, $\tau_{\text{on/off}}$ – характерное время релаксации при включении/выключении излучения подкачки, имеет вид [19]:

$$V_s(t) = \begin{cases} V_s^{\text{on}} - \Delta V_s \xi e^{-\frac{t-t_{\text{on}}}{\tau}} \\ V_s^{\text{off}} - \Delta V_s \xi e^{-\frac{t-t_{\text{off}}}{\tau}} \end{cases}, \quad (21)$$

где $\Delta V_s = V_s^{\text{on}} - V_s^{\text{off}}$,

$$\xi = \frac{1}{1 + e^{-\frac{1}{2\tau f_m}}}, \quad (22)$$

f_m – частота модуляции.

В работе [20] время релаксации, определенное по формулам (10)-(11),(21)-(22), давало хорошее описание экспериментальных данных, представленных на рис. 1.9, для s-i-n⁺ структур.

Таким образом, согласно модели (10)-(11),(21)-(22) данные спектроскопии фотоотражения можно использовать для изучения динамики неравновесных носителей в образце.

В работе [23] методом времяразрешенной спектроскопии фотоотражения исследовались сверхрешетки на основе дельта-легированного кремнием арсенида

галлия. В результате обработки экспериментальных данных согласно модели Шена (H. Shen) и Дутты (M. Dutta) (10)-(11),(21)-(22) были определены времена нарастания сигнала фотоотражения. Для образцов с периодами сверхрешеток 100, 200 и 500 Å характерные времена нарастания сигнала фотоотражения составили 38, 25 и 40 мкс соответственно. Отметим, что в ряде работ [18, 19] утверждалось, что для определенных структур времена нарастания сигнала фотоотражения составляют единицы миллисекунд.

1.5 Полупроводниковые структуры с дельта-легированными слоями

Создание полупроводниковых слоёв с заданными электрофизическими свойствами осуществляется путем легирования. С точки зрения пространственной локализации примеси в полупроводнике различают объемное легирование, дельта-легирование и модулированное легирование. В случае объемного легирования примесь распределена равномерно по объему полупроводника. В случае дельта-легирования примесь, в идеале, занимает 1 монослой. Под модулированным понимают такой вид легирования, при котором чередуются легированные и нелегированные области.

Дельта-легированные слои используют при изготовлении полупроводниковых диодов, полевых транзисторов, лазеров и фотоприемников. Благодаря дельта-легированию удалось создать резонансно туннельные диоды [24] с отрицательным дифференциальным сопротивлением, малошумящие и сверхвысокочастотные полевые транзисторы [25].

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

Практически важной является информация о распределении встроенных электрических полей в таких структурах, так как с ее помощью можно осуществить расчет зонной диаграммы и, следовательно, предсказывать параметры полупроводникового прибора. Более того, современные полупроводниковые приборы содержат несколько областей дельта-легирования, что затрудняет интерпретацию их модуляционных спектров.

1.6 Фотоотражение дельта-легированных структур

Последние десятилетия, дельта-легированные структуры, в силу своих перспективных свойств, подвергались пристальному вниманию со стороны учёных. Так, в группе профессора В.Л. Альперовича разработан метод фазочувствительного анализа спектров фотоотражения дельта-легированных слоев GaAs n-типа [26]. Показано, что даже при одной области дельта-легирования в гетероструктуре электрическое поле становится существенно неоднородным.

В работе [18] исследовалась фазовая зависимость на переходах в окрестности Г-точки для различных образцов GaAs. Авторами были выделены составляющие, связанные с осцилляциями Франца-Келдыша, низкоэнергетические интерференционные компоненты 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 [27] с помощью метода фазочувствительного анализа спектров фотоотражения выделена примесная компонента спектров фотоотражения подложек GaAs и определено её запаздывание по фазе.

В работе [28] с помощью фазочувствительного фотоотражения было определено число спектральных компонент в спектрах фотоотражения $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{n-GaAs}/\text{n}^+\text{-GaAs}$, произведено их разделение. Используя модулирующее излучение с различной плотностью мощности и метод фазочувствительного анализа спектров фотоотражения, были обнаружены пространственные области возникновения различных спектральных компонент, идентифицированы типы электронно-оптических переходов, и источники модуляционных механизмов, ответственных за возникновение спектральных компонент. Авторами обнаружено, что причиной возникновения низкоэнергетичных осцилляций в спектрах фотоотражения данной структуры является модуляция области пространственного заряда подложки, а причиной возникновения наблюдаемых в спектрах фотоотражения двух среднеполевых компонент – модуляция областей пространственного заряда эпитаксиального слоя.

При исследовании гетероструктуры ZnSe/GaAs/GaAs методом фазочувствительного анализа спектров фотоотражения было установлено, что различные особенности спектров фотоотражения формируются различными частями образца. Путем предустановки сдвига фаз синхронного детектора авторы [29] добились выделения компонент спектра ФО от конкретного интерфейса. Из периода осцилляций

Франца-Келдыша определены напряженности электрических полей в соответствующих областях образца. Обнаружено, что напряженность электрического поля в области гетероинтерфейса (ZnSe/GaAs) больше, чем в области гомоинтерфейса (GaAs/GaAs).

Хотя дельта-легированные структуры n-типа уже давно активно исследуются, дельта-легированные структуры p-типа лишь с недавнего времени стали предметом систематических исследований.

Полупроводниковые структуры на основе GaAs с дельта-слоями p-типа исследовались методами модуляционной спектроскопии в группе И. Кавалияускаса (J. Kavaliauskas) [30-33]. 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. Авакняца на физическом факультете МГУ имени М. В. Ломоносова. В работе [35] 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. Авторы связывают это с тем, что в области дельта-легирования межзонный переход происходит между дном зоны проводимости и уровнем энергии, положение которого определяется квазиуровнем Ферми для дырок, возникающим в результате фотогенерации носителей.

Целями настоящей работы являются:

- разработка методики определения времени релаксации неравновесных носителей на основе фазочувствительного анализа модуляционных спектров;
- определение времени релаксации носителей в дельта-легированных структурах ($n^+ - i - \delta p - i - n^+$) на основе GaAs.

Глава 2 Методика эксперимента и исследуемая структура

2.1 Методика эксперимента

Спектры фотоотражения регистрировались с помощью установки на базе двойного монохроматора (см. рис. 2.1). Основные преимущества данной оптической схемы приведены в [34].

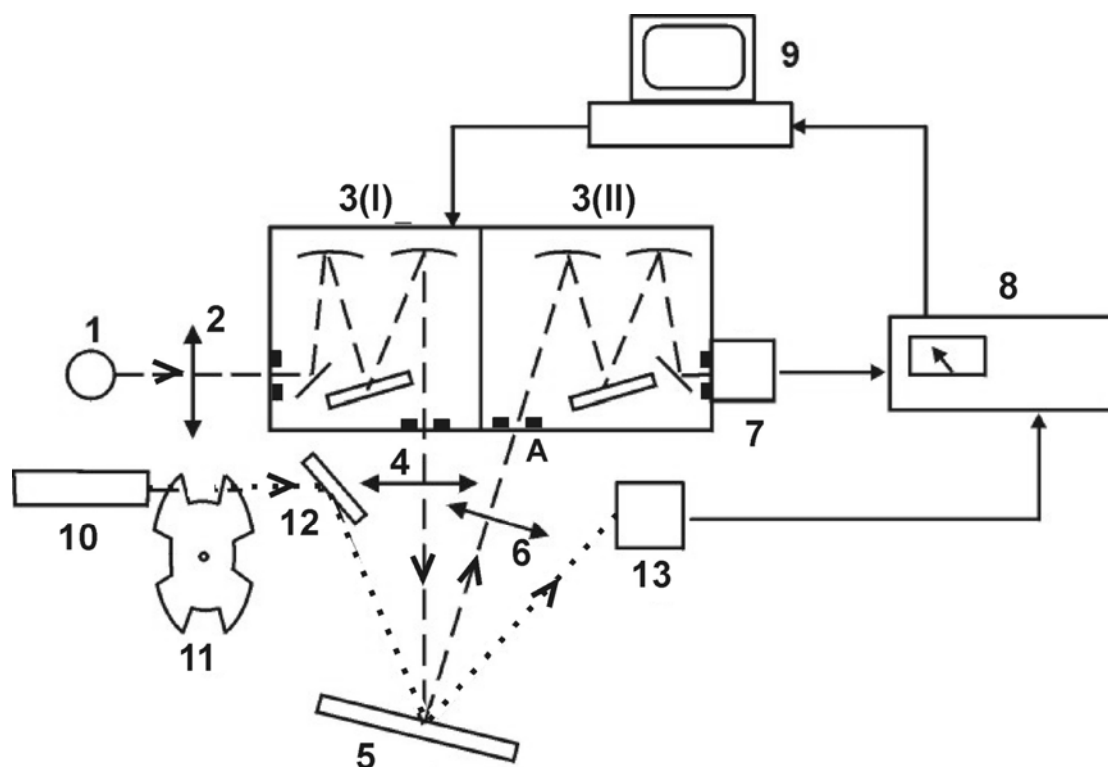


Рис. 2.1 Блок-схема экспериментальной установки для регистрации спектров фотоотражения [34]. На рисунке обозначены: 1 – спектральная лампа, 2 – объектив, 3 - двойной монохроматор МДР-6, 4 – объектив, 5 – образец, 6 – объектив, 7 – фотоприемник с малошумящим усилителем, 8 – селективный нановольтметр Unipan-232В, 9 – компьютер с микропроцессорным модулем сопряжения 10 – He-Ne лазер, 11 – прерыватель, 12 – поворотное зеркало, 13 - фотоприемник опорного сигнала

Излучение спектральной лампы 1 (мощность 80 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 He-Ne лазера 10, которое модулировалось механическим прерывателем 11. Частота модуляции могла изменяться в пределах 90 – 1500 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, выходя с усилителя, поступал на синхронный детектор 8 селективного нановольтметра Unipan-232В. В качестве опорного напряжения синхронного детектора использовался сигнал фотодиода 13, на который поступало отраженное от образца 5 модулирующее излучение от лазера 10 (пунктирная линия на рис. 2.1). Таким образом, напряжение на выходе синхронного детектора 8 было пропорционально изменению коэффициента отражения R образца 5 на частоте модуляции.

Спектральная ширина аппаратной функции монохроматора не превышала 1,5 мэВ. Для регистрации спектров фотоотражения использовался гелий-неоновый лазер мощностью 5 мВт (плотность мощности не превышает $1,5 \cdot 10^{-2}$ Вт/см²). Запись спектров фотоотражения осуществлялась при комнатной температуре.

2.2 Исследуемая структура

В данной работе методом спектроскопии фотоотражения были исследованы дельта-легированные слои GaAs р-типа. Образцы выращивались методом жидкофазной эпитаксии на ОАО «Оптрон», старшим научным сотрудником Т.П. Колмаковой. Рост происходил на полуизолирующей подложке (АГП). Образец представляет собой структуру типа так называемой *нири* сверхрешетки ($n^+ - i - \delta p - i - n^+$).

Область типа n^+ создавалась легированием кремнием. Область дельта-легирования δp создавалась легированием бериллием. На рис. 2.2 и рис. 2.3 схематически изображена структура и зонная диаграмма исследуемых образцов.

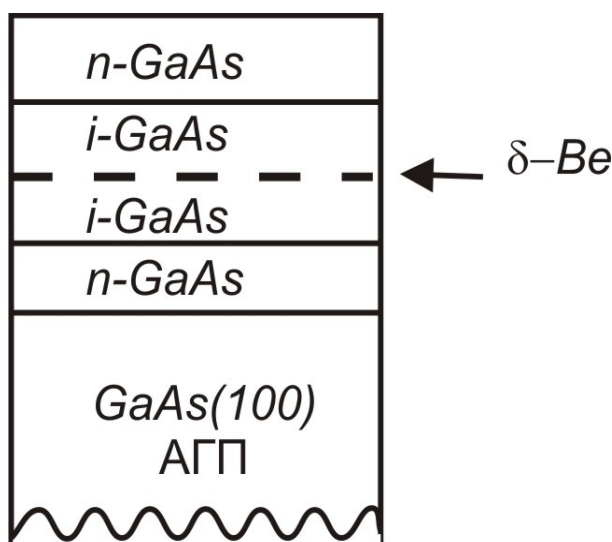


Рис. 2.2 Структура исследуемых образцов [35]

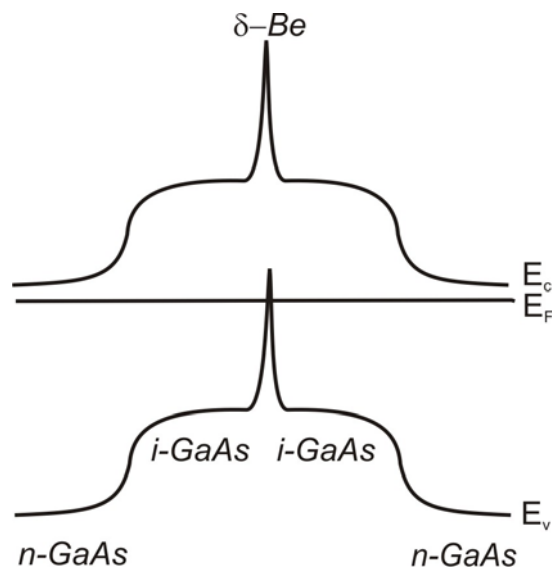


Рис. 2.3 Зонная диаграмма исследуемых структур [35]

На рис. 2.4 приведены зависимости, описывающие пространственное распределение примеси (Si и Be) и носителей (GaAs) в исследуемых структурах. Данные зависимости получены изготовителем образцов с помощью вольт-фардного профилирования.

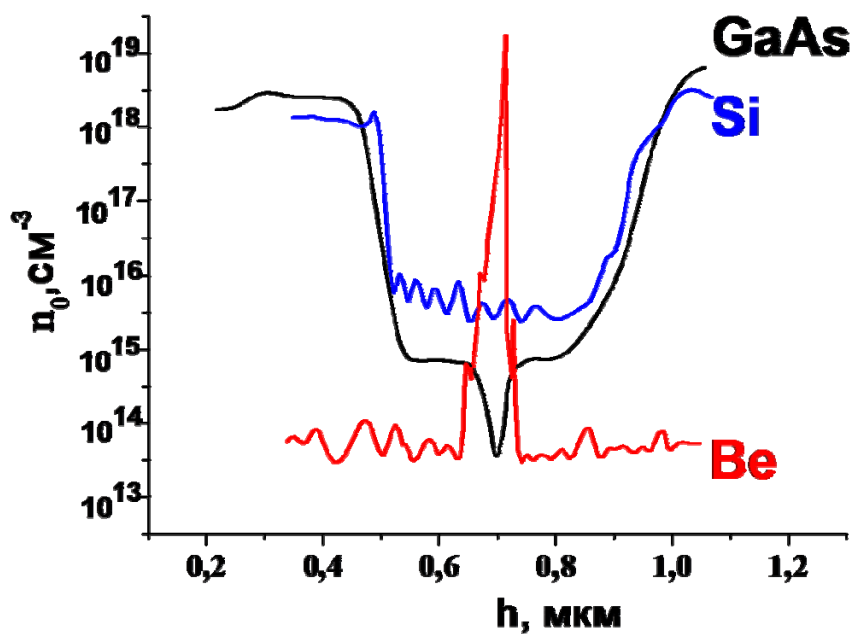


Рис. 2.4 Профили распределения примеси Si, Be и носителей заряда в структуре GaAs $n^+ - i - dp - i - n^+$ для образца 1205 [35]

Глава 3 Исследование методом фазочувствительного фотоотражения динамики неравновесных носителей в дельта-легированном арсениде галлия

В настоящей главе приведены результаты исследования методом фазочувствительного анализа спектров фотоотражения динамики неравновесных носителей в дельта-легированном бериллием арсениде галлия.

3.1 Исследование встроенных электрических полей

На рис. 3.1 А) представлен спектр фотоотражения исследуемого образца. В спектре в области 1,3-1,9 эВ присутствуют осцилляции Франца-Келдыша. Так как периодичность данных осцилляций нарушена, можно предположить, что спектр фотоотражения представляет собой суперпозицию осцилляций Франца-Келдыша различных периодов.

С целью выделения осцилляций Франца-Келдыша с различными периодами был зарегистрирован второй спектр, с предустановленным на синхронном детекторе сдвигом фаз 90° (рис. 3.1 Б)). Используя выражение (9), была подобрана такая фаза $\varphi=27^\circ$, при которой сигналы фотоотражения оказались разделенными (Рис. 3.1 В). Таким образом, в спектре исследуемого образца присутствуют два типа осцилляций Франца-Келдыша, с экстремумами, обозначенными цифрами 1-5 и 1'-5' на Рис. 3.1 В).

В рамках модели, описанной в п. 1.2.2, были определены напряженности встроенных электрических полей в образце, соответствующих ОФК1 и ОФК2. При рассмотрении осцилляций Франца-Келдыша удобно использовать зависимость E_j от

$$F_j = \left[\frac{3}{2} (j\pi - \theta) \right]^{2/3}, \quad (23)$$

где j - порядковый номер экстремума, $\theta = -\frac{\pi(d-1)}{4}$ - фазовый параметр [24], d - размерность критической точки (для межзонных переходов в окрестности Γ -точки GaAs $d=3$).

На рис. 3.2 представлены зависимости $E_j(F_j)$ для осцилляций Франца-Келдыша с различными периодами. Из зависимостей видно, что точки хорошо ложатся на прямую. В соответствии с моделью Аспнеса (Aspnes) и Штудны (Studna) (см п. 1.2.2) можно считать, что электрическое поле в различных частях структуры однородно.

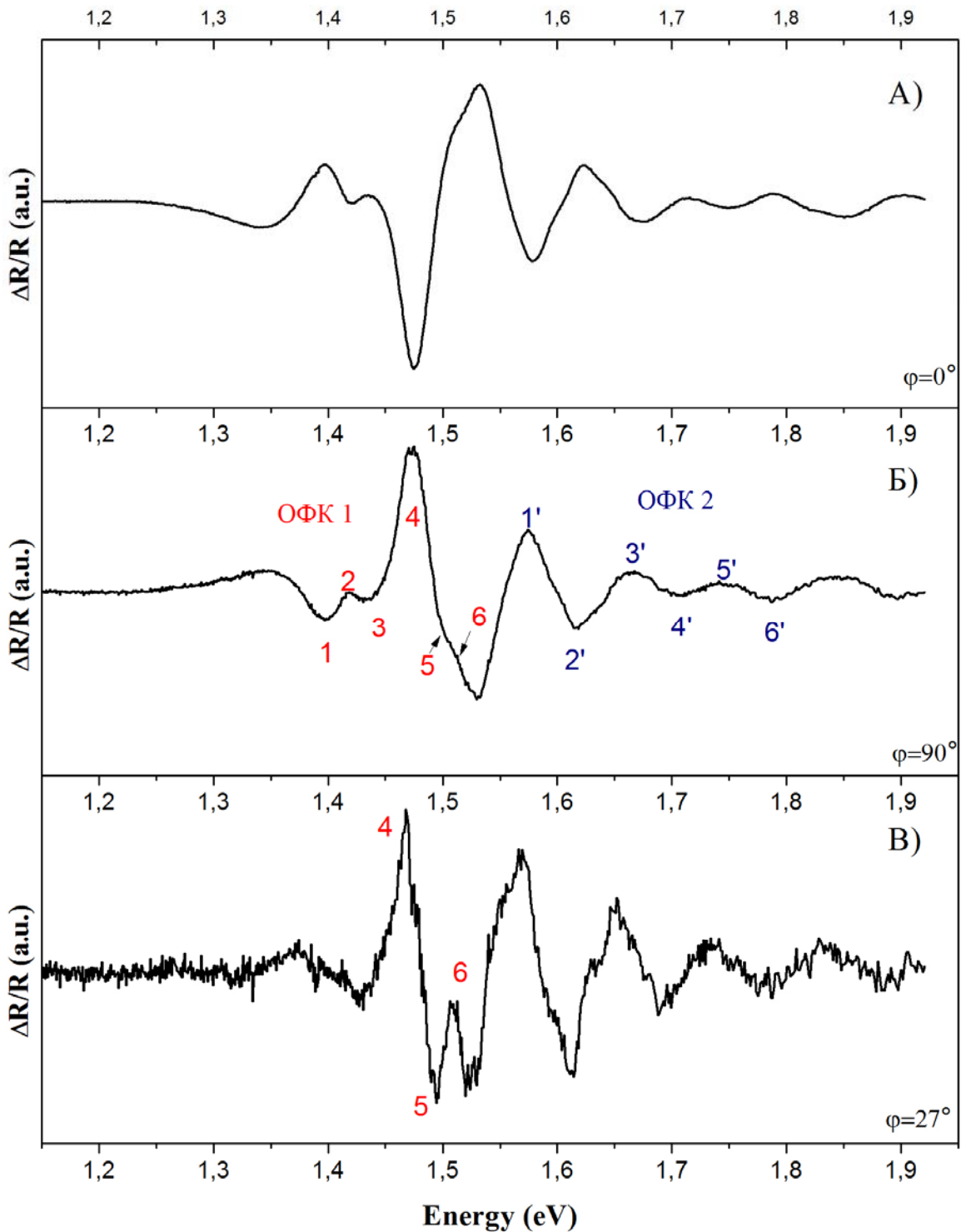


Рис. 3.1. Спектры фотоотражения дельта-легированного бериллием арсенида галлия (частота модуляции 200 Гц) с предустановленным сдвигом фаз 0° (А) и 90° (Б) соответственно, В) результат обработки кривых А) и Б) по формуле (9) со значением фазы 27°

Зависимости $E_j(F_j)$ аппроксимировались линейной зависимостью согласно модели (6) (прямые на рис. 3.2). Из коэффициентов линейной аппроксимации, были определены ширина запрещенной зоны и напряженность встроенного электрического

поля для осцилляций Франца-Келдыша с различными периодами. Полученные значения представлены в табл. 1.

В работе [35] при исследовании подобного образца были также обнаружены две

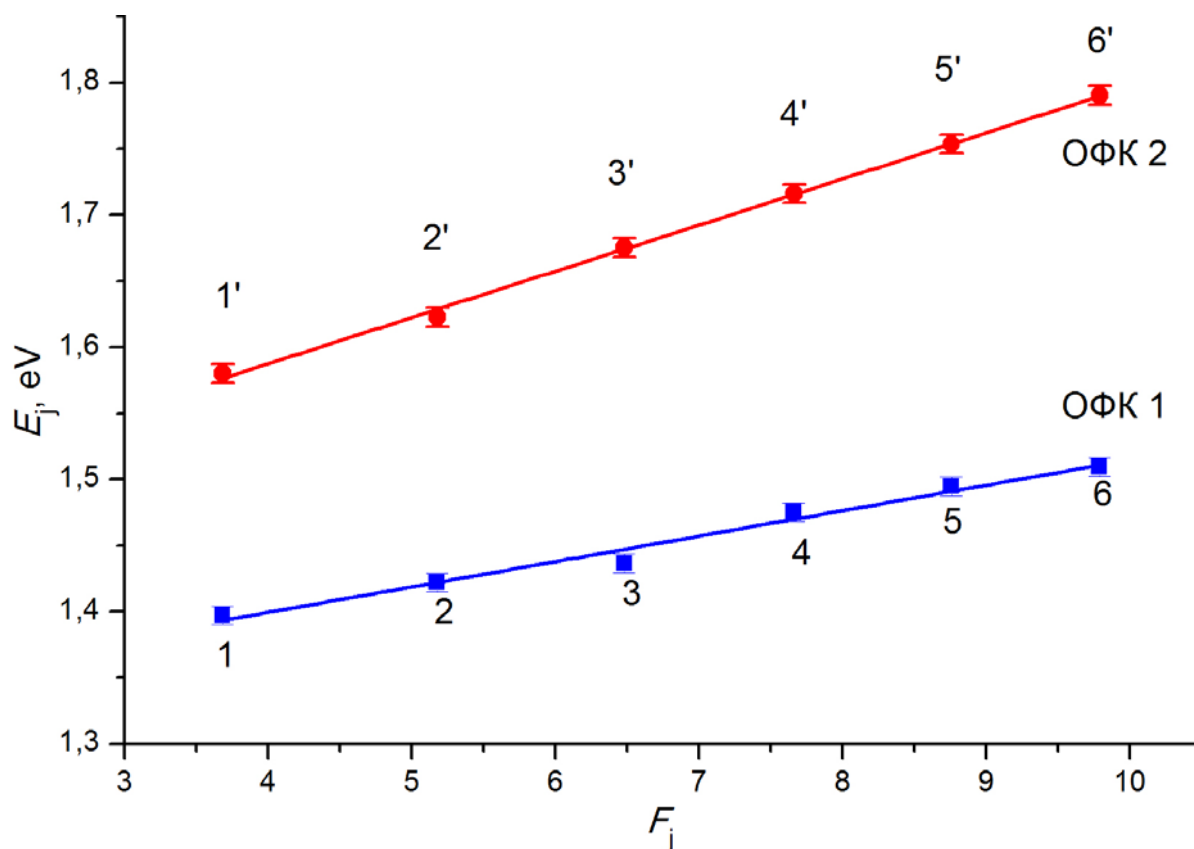


Рис. 3.2. Зависимость положения j -го экстремума осцилляций Франца-Келдыша от F_j . Красные точки – для экстремумов 1'-5' на рис. 3.1, синие точки – для экстремумов 1-5 на рис. 3.1. Прямые – линейная аппроксимация, построенная по МНК

компоненты осцилляций Франца-Келдыша. Согласно [35], при фотогенерации носителей под действием модулирующего излучения, в первую очередь происходит закачка электронов в зону проводимости из под уровня Ферми в области дельта-легирования. Вследствие этого, в валентной зоне и зоне проводимости появляются квазиуровни Ферми, соответствующие неравновесному распределению носителей. Дальнейшая рекомбинация происходит с уровня энергии, соответствующего положению квазиуровня Ферми для электронов, на уровень, соответствующий положению квазиуровня Ферми для дырок. Следовательно, компоненте, возникающей в области с большей напряженностью электрического поля, соответствует переход в области дельта-легирования, а компоненте, возникающей в области с меньшей напряженностью, – переход в нелегированной области.

Таким образом, ОФК 2 соответствует межзонному переходу в области дельта-легирования, а ОФК 1 – межзонному переходу в области n-GaAs (см. рис. 3.3).

Табл. 1. Напряженность встроенного электрического поля и ширина запрещенной зоны исследуемого образца

	Область перехода	F , кВ/см	E_g , эВ
ОФК 1	i	64 ± 4	$1,32 \pm 0,01$
ОФК 2	δ	157 ± 3	$1,45 \pm 0,01$

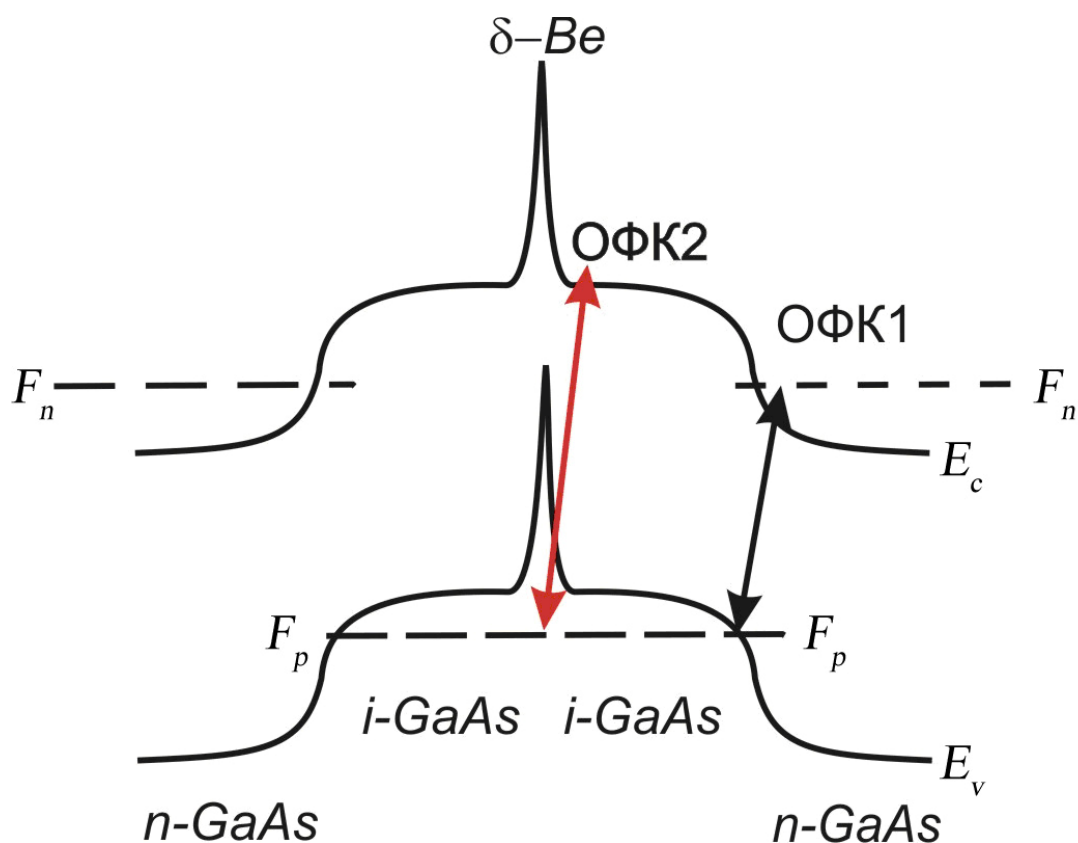


Рис. 3.3. Зонная диаграмма исследуемого образца. Красной стрелкой изображен переход ОФК 2 на рис. 3.1 (область дельта легирования). Черной стрелкой изображен переход, соответствующий ОФК 1 на рис. 3.1. Буквами на диаграмме обозначены: E_v – потолок валентной зоны, E_c – дно зоны проводимости, F_n – уровень ферми для электронов, F_p – уровень ферми для дырок, n-GaAs - область n-типа, i-GaAs – область с собственной проводимостью, δ -Be – область дельта-легирования [35]

3.2 Исследование динамики неравновесных носителей

Электрофизические и оптические свойства полупроводниковых дельта-легированных p^+ структур определяются, в основном, шириной запрещенной зоны структуры, которая напрямую связана с распределением и концентрацией носителей заряда. Поэтому, исследование динамики неравновесных носителей в структурах такого типа может стать существенным шагом к созданию структур с заданными свойствами.

Методом спектроскопии фотоотражения был получен ряд спектров при частотах модулирующего излучения в диапазоне 200-300 Гц с предустановкой фазы 0° . Спектры фотоотражения представлены на рис. 3.4. В области энергий 1,3-1,7 эВ присутствуют осцилляции Франца-Келдыша. Видно, что форма спектра фотоотражения не изменяется при изменении частоты модулирующего излучения.

Иная картина получается, при регистрации спектров фотоотражения со сдвигом фазы относительно модулирующего излучения на 90° (рис. 3.5). Также как и при сдвиге фаз 0° в области 1,3-1,7 эВ спектров присутствуют осцилляции Франца-Келдыша, однако наблюдается зависимость формы спектральных линий от частоты модуляции.

Подобное поведение спектров фотоотражения было обнаружено Шеном (H. Shen) и Дуттой (M. Dutta) при исследовании sin^+ структур [20].

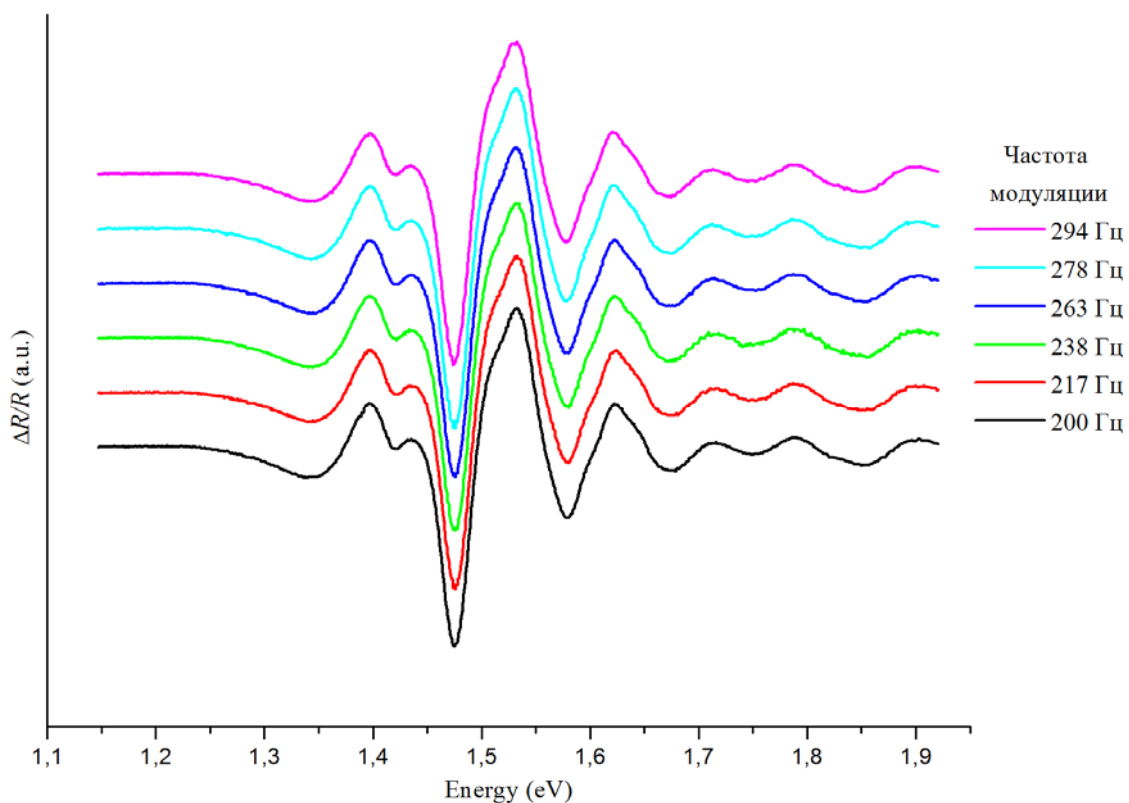


Рис. 3.4 Спектры фотоотражения арсенида галлия дельта-легированного бериллием. (Сдвиг фаз, предустановленный на синхронном детекторе, равен 0°)

Отстройка по фазе от момента начала действия на образец модулирующего излучения фактически означает, что регистрация разностного спектра осуществляется спустя некоторый промежуток времени после начала подсветки образца. За этот промежуток времени неравновесные носители, периодичное появление которых обеспечивает модуляцию электрического поля, частично рассасываются. Из-за этого изменяется зонная диаграмма, и как следствие, форма линий в спектре фотоотражения.

Зависимость формы линий фотоотражения от частоты обусловлена тем, что время подсветки образца модулирующим излучением и время нахождения его в тени одинаковы. Таким образом, с увеличением частоты модуляции, пиковая концентрация неравновесных носителей уменьшается, что является основным фактором изменения формы линий при изменении частоты. Изменение с течением времени концентрации неравновесных носителей в рамках модели (21)-(22) приводит к изменению формы спектральных линий.

Исследование процессов релаксации неравновесных носителей проведены отдельно для ОФК1 и для ОФК2, так как этим осцилляциям соответствуют принципиально разные области структуры.

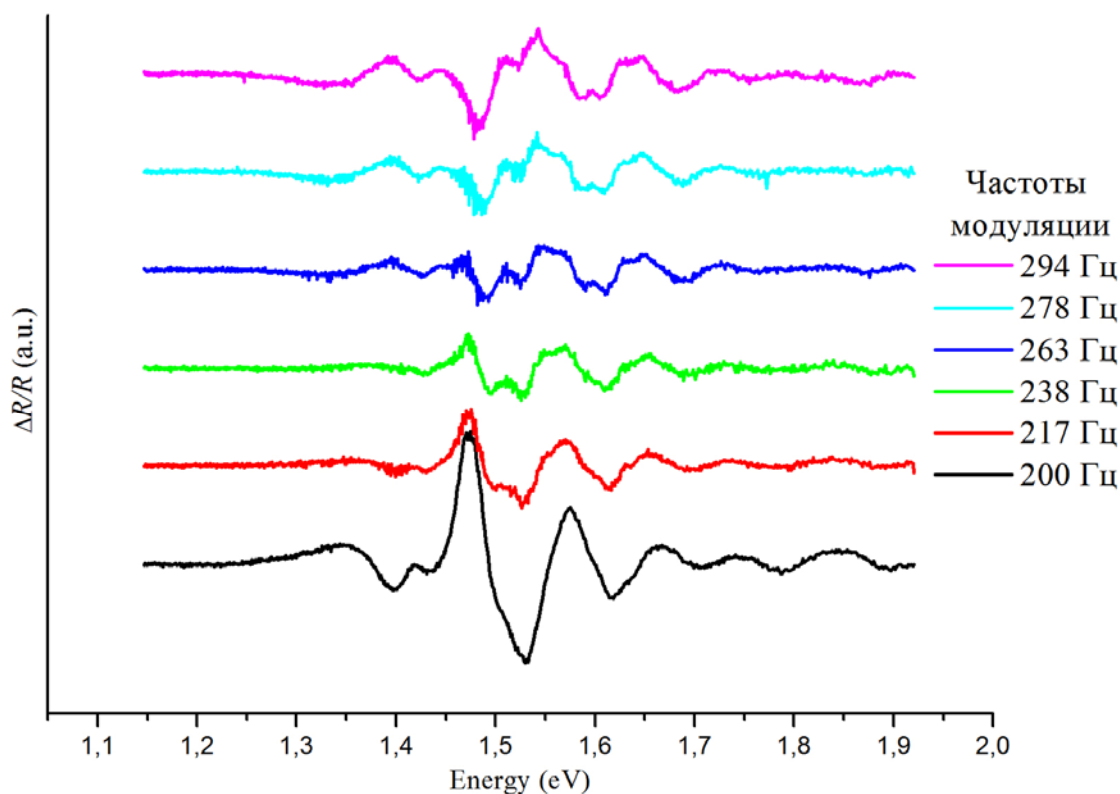


Рис. 3.5. Спектры фотоотражения арсенида галлия дельта-легированного бериллием. (Сдвиг фаз, предусмотренный на синхронном детекторе, равен 90°)

Для исследования динамики неравновесных носителей в структуре были проведены измерения спектров фотоотражения с предустановкой фазы от 0° до 110° для частот модуляции от 200 до 300 Гц. Полученные спектры фотоотражения представлены на рис. 3.6.

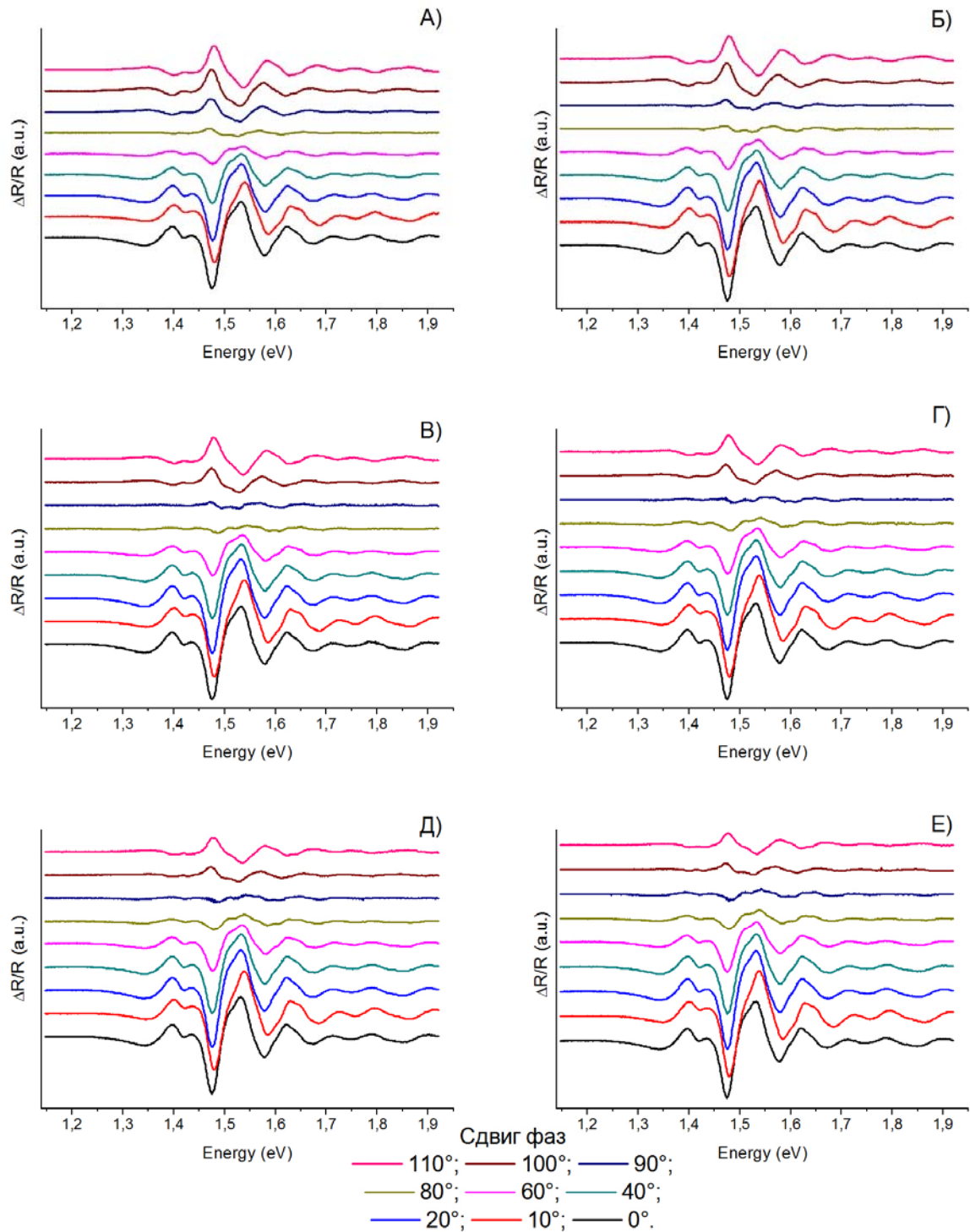


Рис. 3.6. Спектры фотоотражения дельта-легированного бериллием GaAs при различных частотах модуляции: А) 200 Гц, Б) 217 Гц, В) 238 Гц, Г) 263 Гц Д) 278 Гц, Е) 294 Гц и сдвигах фаз нановольтметра

Как видно из рисунка, с увеличением сдвига фаз амплитуда регистрируемого сигнала уменьшается и при некоторой фазе сигнал фотоотражения обращается в «0». При дальнейшем увеличении сдвига фаз спектр обращается в «0» и амплитуда сигнала снова возрастает. Следует отметить, что при различных частотах модуляции «обнуление» сигнала фотоотражения происходит при различных сдвигах фаз.

Для определения характерного времени нарастания сигнала фотоотражения в структуре такого типа рассматривалось изменение интегралов I_i под экстремумами осцилляций Франца-Келдыша (A, B, A', B' на

рис. 3.7) в зависимости от времени запаздывания сигнала, полученного с тем или иным сдвигом фаз. Сдвиги фазы, предустанавливаемые на синхронном детекторе, связаны со временем, отсчитываемым от момента включения модулирующего излучения, соотношением

$$t = \frac{180 - \varphi}{360} \cdot \frac{1}{f_m}, \quad (24)$$

где φ – фаза, предустановленная на синхронном детекторе, f_m – частота модуляции.

Численное интегрирование проводилось методом трапеций. Для расчёта интегралов и последующей аппроксимации полученных данных в математическом пакете MathCad был написан автоматизированный сценарий, реализующий пакетную обработку экспериментальных данных. Результаты вычислений представлены на рис. 3.8 - рис. 3.11.

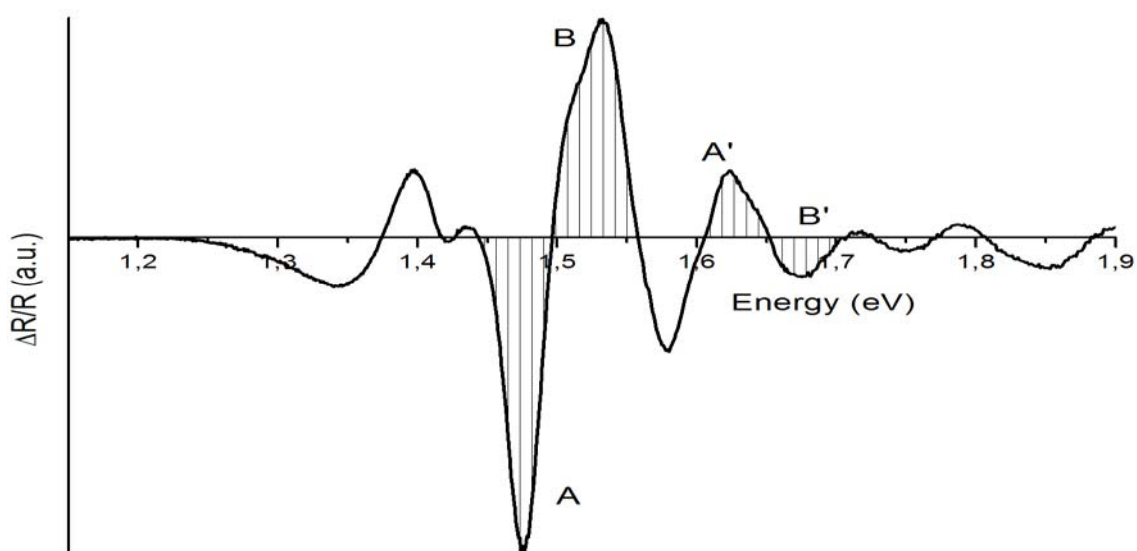


Рис. 3.7. Спектр фотоотражения дельта-легированного бериллием арсенида галлия (частота модуляции – 217 Гц, предустановленный на синхронном детекторе сдвиг фаз - 0°). Области по которым ведется интегрирование обозначены буквами A, B, A', B' и заштрихованы

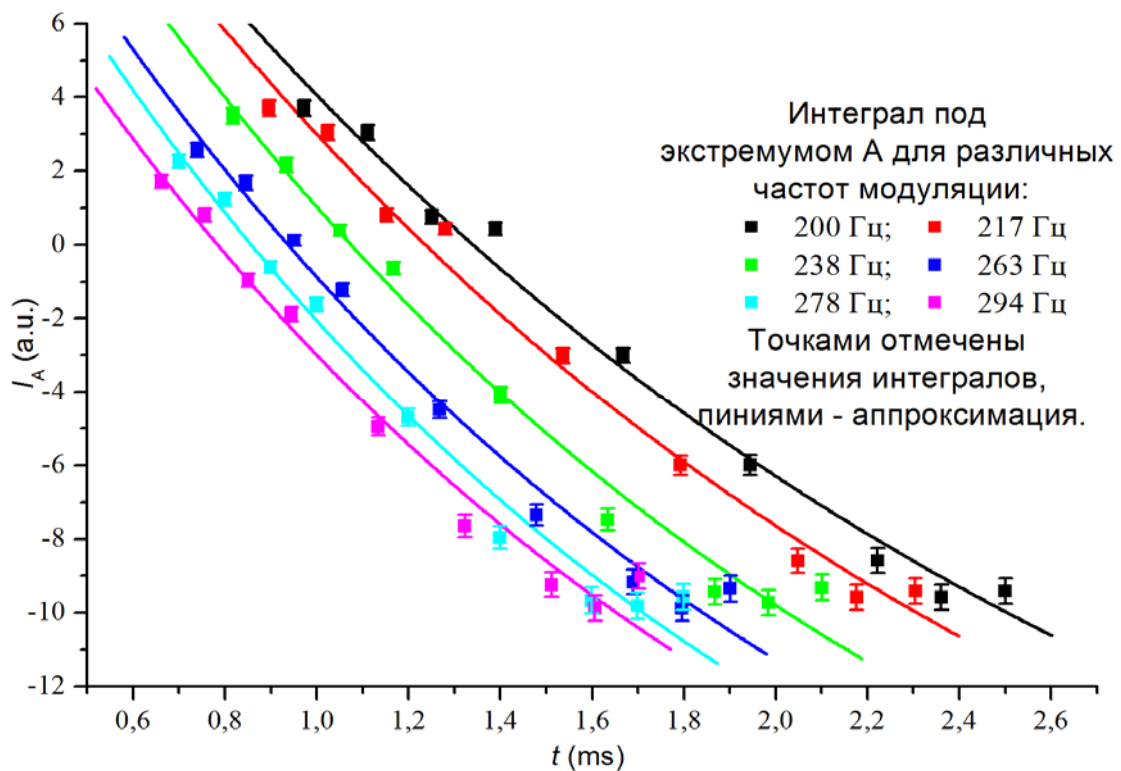


Рис. 3.8. Зависимость значений интеграла по области А от времени запаздывания, с которым регистрировался сигнал при различных частотах модуляции

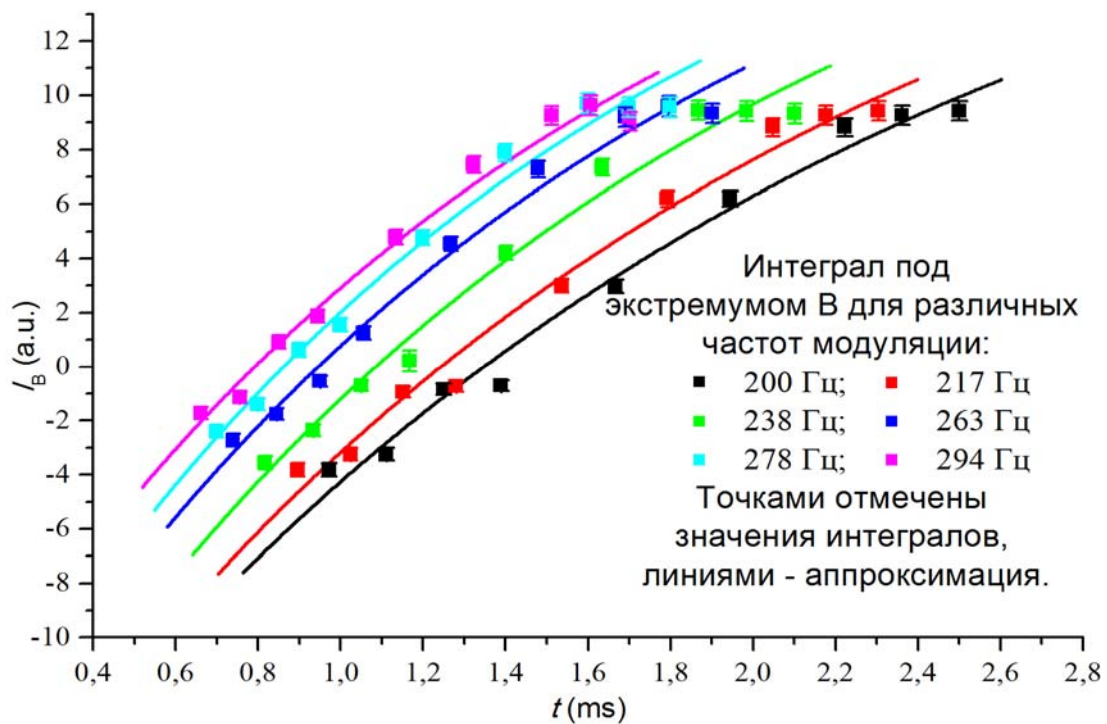


Рис. 3.9. Зависимость значений интеграла по области В от времени запаздывания, с которым регистрировался сигнал при различных частотах модуляции

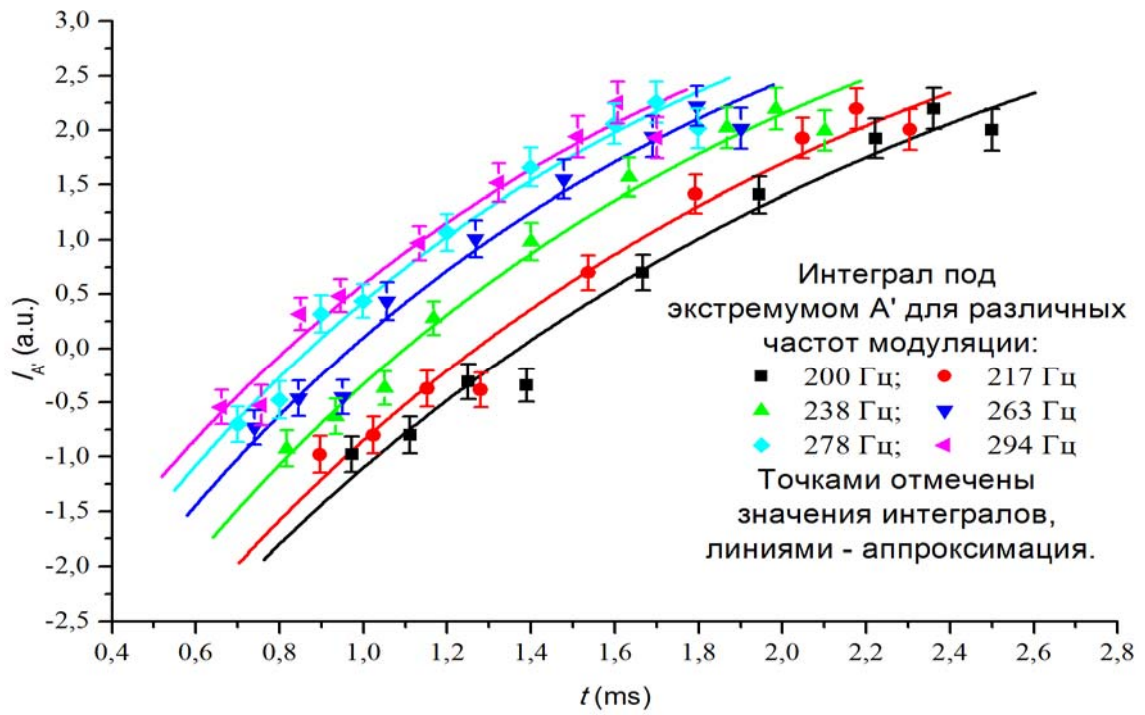


Рис. 3.10. Зависимость значений интеграла по области А' от времени запаздывания, с которым регистрировался сигнал при различных частотах модуляции

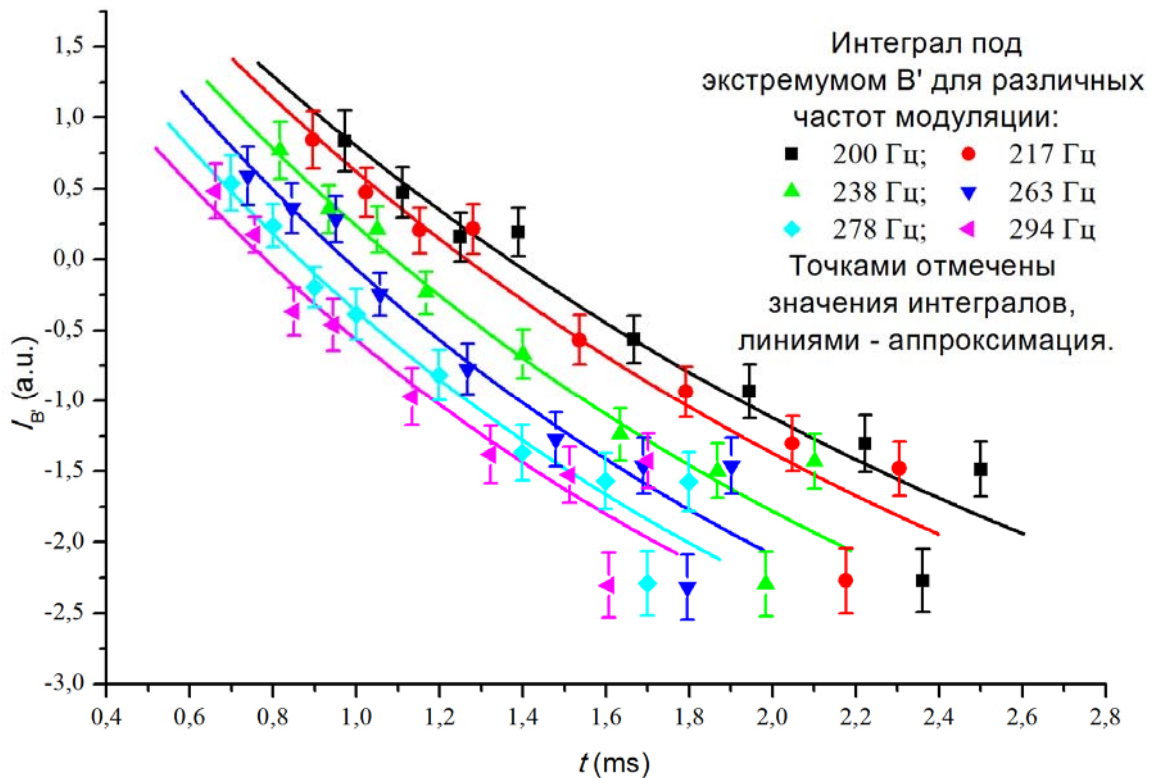


Рис. 3.11. Зависимость значений интеграла по области В' от времени запаздывания, с которым регистрировался сигнал при различных частотах модуляции

Полученные зависимости характеризуют изменение интенсивности сигнала в спектре фотоотражения в различные моменты времени после начала действия модулирующего излучения. Принимая во внимание модель (21)-(12), можно сделать вывод о том, что изменение интенсивности спектральных линий обусловлено изменением концентрации неравновесных носителей. Характерное время изменения концентрации неравновесных носителей может быть определено в модели (21)-(12).

По экспериментальным точкам, в соответствии с моделью (21)-(12), методом наименьших квадратов проводились экспоненциальные кривые:

$$I(t) = I_0 + w \frac{1}{1 + e^{\frac{-t}{\tau}}} e^{\frac{-t}{\tau}}, \quad (25)$$

где $T=1/f_m$ – период модуляции, t – время, w – амплитуда, I_0 – константа, τ – характерное время релаксации неравновесных носителей.

Как видно из рис. 3.8 - рис. 3.11 серии точек смещены друг относительно друга вдоль оси абсцисс, что объясняется тем, что сдвиг фаз отсчитывался не от начала периода модуляции, а от его конца. Обратим внимание, что константы I_0 характеризуют значение функции $I(t)$ при $t \rightarrow \infty$, что соответствует установлению равновесия в образце. I_0 , в данном случае, не должно зависеть от частоты модуляции. Этот факт позволил нам зафиксировать параметр I_0 для каждой из областей интегрирования и провести вторую аппроксимацию уже с меньшим на один числом подгоночных параметров. Полученные параметры аппроксимации представлены в табл. 2.

Табл. 2. Параметры экспоненциальных кривых, проведенных по экспериментальным точкам на рис. 3.8-рис. 3.11

f_m , Гц	ОФК1		ОФК2	
	τ_A , мс	τ_B , мс	$\tau_{A'}$, мс	$\tau_{B'}$, мс
200	2,23	2,05	1,74	2,37
217	2,05	1,89	1,59	2,17
238	1,82	1,69	1,44	1,94
263	1,73	1,60	1,36	1,78
278	1,63	1,51	1,30	1,72
294	1,66	1,55	1,32	1,73

Из табл. 2 видно, что времена релаксации зависят от частоты модулирующего излучения. Полученная зависимость представлена на рис. 3.12. Как видно из рисунка, с увеличением частоты модуляции уменьшается характерное время релаксации. Данный эффект объясняется тем, что с ростом частоты модуляции уменьшается время воздействия модулирующего излучения на образец, и, следовательно, уменьшается количество неравновесных носителей в начальный момент времени, что приводит к

уменьшению характерного времени релаксации.

Компоненты сигнала фотоотражения в областях А, В и А', В' соответствуют

ОФК 1 и ОФК 2 на рис. 3.1 и, соответственно, возникают в областях нелегированного полупроводника и дельта-легирования соответственно, что подтверждается различными характерными временами релаксации.

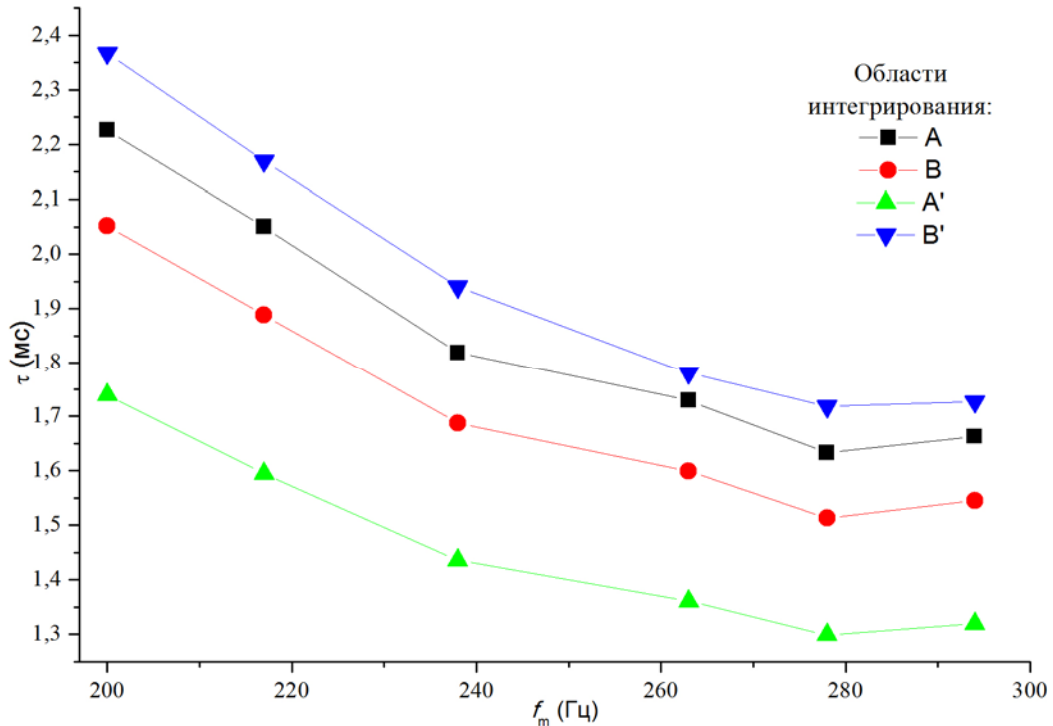


Рис. 3.12. Зависимость времени нарастания сигнала фотоотражения от частоты модулирующего излучения. Черным цветом обозначены результаты, рассчитанные для области A, красным – для области B, зелёным – области A', синим – для области B'

Для описания процессов, происходящих при фотогенерации неравновесных носителей, вводят понятие «разогретых» носителей [22]. Разогретыми принято называть такие носители, энергия которых превышает энергию тепловых колебаний кристаллической решетки полупроводника.

Согласно [22], для разогретых носителей характерно наличие зависимости времени релаксации неравновесных носителей от напряженности электрического поля в полупроводнике:

$$\tau \sim E^{1/2}, \quad (26)$$

где E – напряженность электрического поля в полупроводнике.

Анализ зависимостей на рис. 3.12 показал, что зависимости вида (26) для исследуемой структуры не наблюдается. Следовательно, неравновесные фотогенерируемые носители в исследуемой структуре не являются «горячими» [22], т.е. энергия их теплового движения сопоставима с энергией тепловых колебаний решетки.

Основные результаты и выводы

1. Методом спектроскопии фотоотражения исследованы структуры $n^+ - i - \delta p - i - n^+$ на основе соединений GaAs.
2. В спектрах фотоотражения данных структур обнаружены осцилляции Франца-Келдыша различных периодов. Методом фазочувствительного анализа произведено разделение сигналов фотоотражения, показано, что в спектрах фотоотражения исследуемой структуры присутствуют осцилляции Франца-Келдыша двух разных периодов.
3. В рамках модели Аспнеса (Aspnes) и Штудны (Studna) определены напряженности электрических полей и энергии межзонных переходов. Они составили (157 ± 3) кВ/см и $(1,45 \pm 0,01)$ эВ для ОФК1; (64 ± 4) кВ/см и $(1,32 \pm 0,01)$ эВ для ОФК2. За появление ОФК1 отвечает область дельта-легирования; за появление ОФК2 – область перехода $i-n$.
4. В отличие от формы спектров фотоотражения, зарегистрированных в фазе с модулирующим излучением, форма спектров фотоотражения, зарегистрированных с предустановкой фазы $+90^\circ$ зависит от частоты модулирующего излучения. Наблюдаемая зависимость объяснена сравнительно большим временем релаксации неравновесных носителей в подобных структурах.
5. Разработано программное обеспечение, предназначенное для пакетной обработки экспериментальных данных. Входные параметры программного обеспечения – экспериментальные спектры, выходные - зависимость интеграла сигнала от времени, и параметры аппроксимации в модели (10)-(11), (21)-(22).
6. С применением техники фазочувствительного анализа спектров фотоотражения разработана методика оценки времени релаксации неравновесных носителей в рамках модели (10)-(11), (21)-(22). Обнаружено, что время релаксации неравновесных носителей, попадающее в диапазон $(1 \div 3)$ мс, уменьшается с увеличением частоты модуляции. Данная зависимость обусловлена тем, что при увеличении частоты модуляции уменьшается время воздействия на структуру модулирующего излучения и, как следствие, уменьшается число неравновесных носителей в начальный момент времени.
7. Зависимости времени релаксации носителей от напряженности электрического поля, характерной для разогретых носителей не обнаружено. Следовательно, энергия носителей в исследуемых зонах структуры сопоставима с энергией тепловых колебаний решетки.

Литература

1. J.J. Harris. «Delta-doping of semiconductors», Journal of materials science: materials in electronics, Vol. 4, p. 93, 1993
2. P. Sitarek, J. Misiewicz, G. Sęk, R. Kudrawiec «Semiconductor heterostructures and device structures investigated by photoreflectance spectroscopy», Materials Science, Vol. 21, No. 3, 2003
3. Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене, «Подвижность и рассеяние электронов на полярных оптических фононах в гетероструктурных квантовых ямах», ФТП, т. 34, стр. 1053, 2000
4. M.B. Johnston, M. Gal, G. Li, C. Jagadish, «Photoluminescence study of the dynamical properties of GaAs sawtooth superlattices», J. Appl. Phys., Vol. 82, p. 5748, 1997
5. A.E Yunovich., P.G. Eliseev, I.A. Nakhodnova, A.B. Ormont, L.A. Osadchaya, V.M. Stuchebnikov, «Radiative recombination in GaAs p-n junctions, formed by beryllium diffusion», Soviet physics – Solid State, V. 6, pp. 1496-1497, 1964
6. E.F. Shubert, «Optical properties of δ -doped doping superlattices», Surf. Sci., Vol.228, p. 240, 1989
7. <http://www.faqs.org/patents/app/20080218741>
8. D.E. Aspnes, «Band nonparabolicities, broadening, and field distributions: The spectroscopy of Franz-Keldysh oscillations», Phys. Rev. B., Vol. 10, p. 4228, 1974
9. D.E. Aspnes, «Third-derivative modulation spectroscopy with low-field electroreflectance», Surface Sci., Vol. 37, p. 418, 1973
10. P. Sitarek, J. Misiewicz, E. Veje, «Franz–Keldysh oscillations in photoreflectance spectra of complex $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ structures», Adv. Mater. Opt. Electr., Vol. 10 , p. 261-265, 1999
11. D.E. Aspnes, A.A. Studna, «Schottky-Barrier Electroreflectance: Application to GaAs», Phys. Rev. B, Vol. 7, p. 4605, 1973
12. D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.S. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, C.A. Burrus. «Electric field dependence of optical absorption near band gap of quantum-well structures», Phys. Rev. B, Vol.32, p. 1043, 1985
13. K. Jeziński, J. Misiewicz, P. Markiewicz, M. Panek, B. Ściana, M. Tlaczala and R. Korbutowicz., «Interface and surface photoreflectance spectra for GaAs/Si-GaAs structures», Phys. Stat. Sol. (a), Vol. 147, p. 467, 1995
14. D.P. Wang, T.L. Shen, «Induced photovoltage effect on barrier height of Au/GaAs from photoreflectance spectroscopy», Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 33, p. 1253, 1993

15. P. Sitarek, J. Misiewicz, K. Jeziernski, M. Panek, B. Sciana, R. Korbutowicz, M. Tlaczala, «Surface and interface of GaAs/SI-GaAs structures investigated by photoreflectance spectroscopy surface and interface of GaAs/SI-GaAs structures investigated by photoreflectance spectroscopy», *Vacuum*, Vol. 48, p. 277, 1997
16. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин, «Физическая оптика», изд-во МГУ, «Наука», Москва, 2004
17. D. Yan, H. Quiang, F.H. Pollak, «New offset technique for suppression of spurious signals in photoreflectance spectra», *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 65, p. 1988, 1994
18. А.В. Ганжа, В. Кирхер, Р.В. Кузьменко, Й. Шрайбер, Ш. Хильдебрандт, «Фазочувствительный анализ спектров фотоотражений n-GaAs», *ФТП*, т. 32, стр. 272, 1998
19. H. Shen, M. Dutta, «Franz–Keldysh oscillations in modulation spectroscopy», *J. Appl. Phys.* Vol. 78, p. 2151, 1995
20. H. Shen, M. Dutta, R. Lux, W. Buchwald, L. Fotiadis et al., «Dynamics of photoreflectance from undoped GaAs», *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 59, p. 321, 1991
21. R. Bhattacharya, H. Shen, P. Parayanthal, F.H. Pollak, T. Coutts, H. Aharoni, «Photoreflectance characterization of the space-charge region in semiconductors - indium tin oxide on inp as a model system», *Solar Cells*, Vol. 21, p. 371, 1987
22. К.В. Шалимова, «Физика полупроводников», Энергоатомиздат, Москва, 1985
23. D.F. de Sousa, M.J.V. Bell, L.A.O. Nunes, «Photoreflectance and time-resolved photoreflectance in delta-doped superlattices», *J. Appl. Phys.*, Vol. 83, p. 2806, 1998
24. R.J. Malik, T.R. Aucoin, R.L. Ross, K. Board, C.E.C. Wood, L.F. Eastman, «Planar-doped barriers in GaAs by molecular beam epitaxy», *Electron. Lett.*, Vol. 16, p. 836, 1980
25. K. Board, A. Chandra, C.E.C. Wood, S. Juda-Prawira, L.F. Eastman, «Characteristics of planar doped FET structures», *IEEE Trans. Electron. Dev.*, Vol. 28, p. 505, 1981
26. V.L. Alperovich, A.S. Jaroshevich, H.E. Scheibler, A.S. Terekhov, «Determination of built-in electric-fields in delta-doped gas structures by phase-sensitive photoreflectance», *Sol. St. Electr.* Vol. 37, p. 657, 1994
27. Р.В. Кузьменко, Э.П. Домашевская, «Идентификация электронно-оптических переходов в области примесных состояний в E_0 -спектрах фотоотражения GaAs», *ФТП*, т. 36, стр. 278, 2001
28. Р.В. Кузьменко, А.В. Ганжа, Э.П. Домашевская, «Комбинированная методика исследования многокомпонентных спектров фотоотражения полупроводников», *ФТП*, т. 36, стр. 52, 2002

29. M.E. Constantino, H. Navarro-Contreras, B. Salazar-Hernández, M. A. Vidal, A. Lastras-Martínez et al., «Near band-edge optical properties of GaAs at interfaces of ZnSe/GaAs/GaAs by phase selection in photoreflectance», *J. Appl. Phys*, Vol. 86, p. 425, 1999
30. G. Valušis, G. Krivaitė, J. Kavaliauskas, B. Cechavicius, D. Seliuta, E. Sirmulis, J. Devenson, B. Sherliker, M.P. Halsall, M.J. Steer, P. Harrison, «Optical and terahertz spectroscopy of doped GaAs/AlAs quantum wells». *Advanced Optical Materials, Technologies, and Devices*, Vol. 6596, p. 65960L, 2007
31. J. Kavaliauskas, G. Krivaite, B. Cechavicius, G. Valusis, D. Seliuta, B. Sherliker, M. Halsall, P. Harrison, E. Linfield, M. Steer, «Differential surface photovoltage spectroscopy of δ -doped GaAs/AlAs multiple quantum wells below and close to Mott transition», *Phys. Stat. Sol. B*, Vol. 245, p. 82, 2008
32. D. Seliuta, J. Kavaliauskas, B. Cechavicius, S. Balakauskas, G. Valusis, B. Sherliker, M.P. Halsall, S.P. Khanna, et al., «Impurity bound-to-unbound terahertz sensors based on beryllium and silicon δ -doped GaAs/AlAs multiple quantum wells», *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 92, p. 53503, 2008
33. B. Cechavicius, J. Kavaliauskas, G. Krivaitė, D. Seliuta, E. Širmulis, J. Devenson, G. Valušis, B. Sherliker, M.P. Halsall, M.J. Steer, P. Harrison, «Optical and terahertz characterization of Be-doped GaAs/AlAs multiple quantum wells», *Acta Phys. Pol. A*, V. 107, p. 328, 2005
34. Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, А.В. Червяков, «Автоматизированная установка для регистрации спектров фотоотражения полупроводниковых структур с использованием двойного монохроматора», *ЖТФ*, т. 75, стр. 66, 2005
35. Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, И.В. Бугаков, Т.П. Колмакова, А.В. Червяков, «Фотоотражение от дельта-легированных слоев GaAs», *Неорганические материалы*, т. 47, стр. 517, 2011

Приложение 1. Алгоритм автоматизированной обработки экспериментальных данных

