

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ».

Физический факультет

Кафедра общей физики

Нетрусова Анастасия Сергеевна

КУРСОВАЯ РАБОТА

**Измерение энергетического распределения эмитированных
фотоэлектронов и спектров квантовой эффективности**

Электромагнитный практикум, 2 курс, группа №18308

Научный руководитель:

Д. ф.-м. н., Терещенко О.Е.

Оценка научного руководителя

«_____» _____ 20__ г.

Преподаватель практикума

К.ф.-м.н., Солдаткина Е.И.

Оценка преподавателя практикума

«_____» _____ 20__ г.

Куратор практикума:

К.ф.-м.н., Астрелин В.Т.

Итоговая оценка

«_____» _____ 20__ г.

Аннотация

Целью работы являлось измерение энергетического распределения эмитированных фотоэлектронов из полупроводникового вещества и спектров квантовой эффективности. Для этого была собрана установка, состоящая из монохроматора, синхронного усилителя (Lock-in amplifiers модели prinston 5210), сумматора, ЦАП/АЦП и вакуумного фотодиода, состоящего из исследуемого GaAs фотокатода с поверхностным слоем (Cs,O) и анода из GaAs/AlGaAs с поверхностным слоем (Cs,O). В данной работе была рассмотрена трехступенчатая модель процесса фотоэмиссии, проведены измерения энергетического распределения эмитированных фотоэлектронов и спектров квантовой эффективности при различных длинах волн. Определена красная граница для фотокатода p^+ -GaAs(Cs,O) и работа выхода.

Ключевые слова: полупроводники, отрицательное электронно-ионное пространство, фотоэмиссия, эффект Шотки, энергетические распределения(спектры), зона проводимости, валентная зона, уровень Ферми, спектры квантовой эффективности, красная граница, законы фотоэффекта.

Оглавление

Введение.....	4
Теоретическое обоснование	5
Экспериментальная часть.....	8
Заключение	18
Список литературы	19

Введение

Впервые в 1965 г. была предложена и продемонстрирована возможность достижения состояния поверхности с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС) с использованием цезированной поверхности GaAs. Данное явление возможно при условии, что уровень вакуума находится ниже дна зоны проводимости.

В последние годы фотоэммитеры с ОЭС нашли широкое применение в качестве высокоэффективных источников монохроматических электронов в физике высоких энергий, в молекулярной и атомной физике, а также в физике твердого тела. Несмотря на большой интерес к использованию фотоэммитеров с ОЭС, физические процессы, определяющие транспорт электронов через границу раздела полупроводник–вакуум малоизучены.

Для выяснения этих вопросов необходимы построения более детальной атомной и электронной модели поверхности с отрицательным электронным сродством. Решение этой задачи требует развития экспериментальных методов исследования электронных свойств поверхности полупроводников с ОЭС. Одним из используемых методов исследования является измерение энергетических распределений (спектров) фотоэмитированных электронов.

Цель работы: рассмотрение физической модели процесса фотоэмиссии фотоэлектронов в GaAs с отрицательным электронным сродством.

Задачи: измерение энергетического распределения эмитированных фотоэлектронов и спектров квантовой эффективности; определение красной границы фотоэффекта; нахождение работы выхода.

Теоретическое обоснование

Фотоэмиссия электронов в вакуум из полупроводников с отрицательным электронным сродством

Фотоэлектронная эмиссия – испускание электронов твердыми телами и жидкостями под действием электромагнитного излучения (фотонов), при этом:

1. Количество испускаемых электронов пропорционально интенсивности излучения (Закон Столетова).
2. Для каждого вещества существует порог–максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой излучения и не зависит от его интенсивности (закон Эйнштейна для фотоэффекта).

$$E_{kin}^{max} = \frac{mV_{max}^2}{2} = h\nu - A_{вых},$$

где U_3 - запирающее напряжение, которое определяет максимальную кинетическую энергию E_{kin}^{max} выбиваемых излучением электронов

3. Для каждого вещества при определённом состоянии его поверхности существует граничная частота света, ниже которой фотоэффект не наблюдается. Эта частота и соответствующая длина волны называется красной границей фотоэффекта.

$$h\nu_{min} = A_{вых} \quad (*),$$

где ν_{min} -частота излучения, соответствующая красной границе фотоэффекта.

Фотоэмиссия осуществляется из фотокатода. Фотокатод состоит из полупроводниковых материалов, имеющих очень низкую работу выхода, в нашем случае GaAs, чувствительность которого охватывает широкий спектральный диапазон до 900 нм и работой выхода $A_{вых} \approx 1,4\text{эВ}$. Одним из его основных параметров является квантовый выход - количество

фотоэлектронов на один поглощённый фотон. Увеличения квантового выхода и сдвига порога фотоэмиссии достигают покрытием поверхности электрода слоем атомов Cs (цезия).

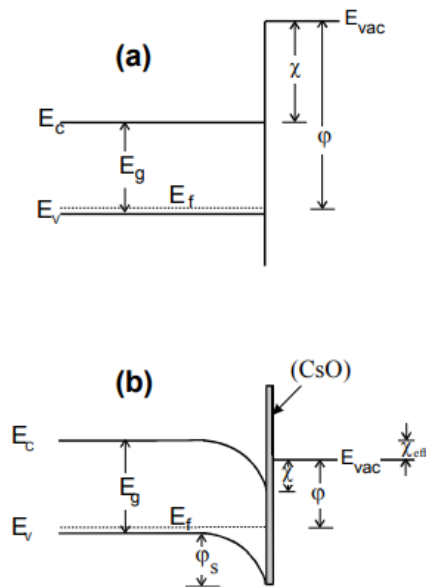


Рис. 1 Энергетические диаграммы

электроны, сохранившие энергию достаточную для преодоления поверхностного барьера. Для полупроводников с ОЭС в вакуум могут выйти даже "холодные" электроны, т.е. термализованные на дно зоны проводимости, что обеспечивает высокую квантовую эффективность таких эмиттеров.

Рассмотрим механизм трехступенчатой модели фотоэмиссии (рис.2). В данной модели процесс эмиссии разделяется на три этапа: (1) рождение фотоэлектронов; (2) движение электронов к поверхности; (3) выход фотоэлектронов в вакуум.

На первом этапе происходит возбуждение электронов в полупроводниковом веществе в валентной зоне. Энергия фотона передаётся электрону, благодаря которой он переходит в зону проводимости выше уровня Ферми. В зависимости от полученной энергии, электрон может переходить на

свободные состояния выше уровня вакуума или же эмитировать из среды в вакуум, при недостаточном количестве поглощённой энергии электрон переходит в состояние ниже уровня вакуума с исключением возможности эмиссии.

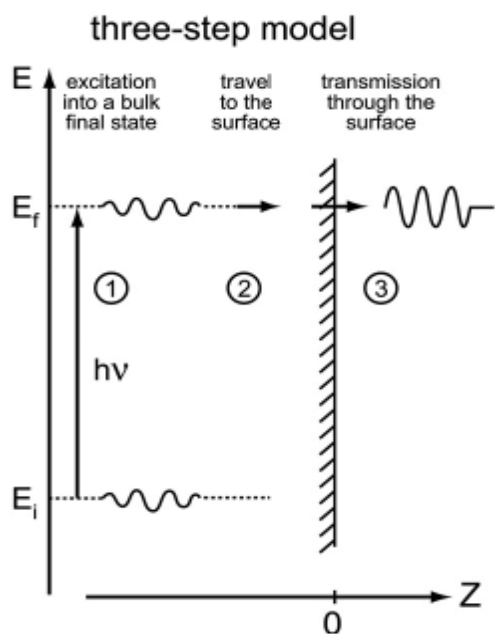


Рис.2 Схема трехступенчатой модели эмиссии

На втором этапе возбужденный электрон движется к поверхности твердого тела. Только часть электронов может достичь поверхности. Электроны могут погибнуть в объеме, не достигнув поверхности, потеряв свою энергию в процессе рассеяния.

Последний этап — преодоление потенциального барьера между твердым телом и вакуумом и вылет электрона в вакуум, где его можно зарегистрировать. Однако в классическом приближении

выйти из объёма могут только электроны, у которых достаточно энергии для преодоления барьера у поверхности, также существуют такие формы поверхностного барьера, при которых возможно туннельное прохождение электрона в вакуум. Вылетающие электроны имеют различную энергию и направление, поэтому, анализируя энергию и угол вылета электрона из твердого тела, можно получить ценную информацию о начальном этапе возбуждения и первых стадиях релаксации в твердом теле.

Экспериментальная часть

Методика и установка для измерений спектров фотоэлектронов по энергиям и спектров квантовой эффективности

В данной работе используется метод спектроскопии эмитированных фотоэлектронов, распределяемых по энергиям, который позволяет исследовать энергетическую структуру поверхности твердого тела, получить информацию о дисперсии электронных состояний в валентной зоне на поверхности твердого тела.

Для решения поставленных задач использовались вакуумные полупроводниковые фотодиоды. Конструкция вакуумного $p + -\text{GaAs}(\text{Cs},\text{O})$ -фотодиода представлена на рис. 3.

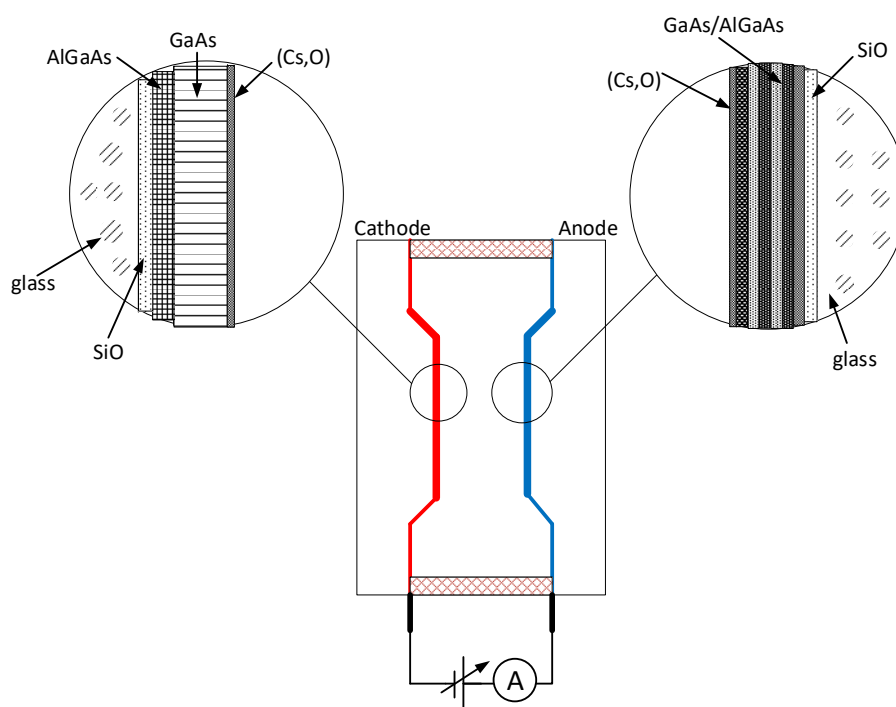


Рис. 3 Схематическое изображение ВФД в разрезе

Фотодиод состоит из полупрозрачного фотокатода и анода, которые герметично закреплены на торцах полого цилиндрического корпуса из алюмооксидной керамики. Полупрозрачный фотокатод состоит из фотокатодной структуры на стекле, покрытой слоем цезия и кислорода.

Активный слой располагается на буферном слое, предназначенном для подавления поверхностной рекомбинации на тыльной (освещаемой) стороне активного слоя и отражения фотоэлектронов в активном слое к эмитирующей поверхности. Достоинством вакуумного фотодиода является возможность использования обоих электродов в качестве и изучаемого объекта, и энергоанализатора.

Однако используемый метод имеет недостатки, а именно, чтобы эмитированные электроны достигали анода, необходимо использовать ускоряющую разность потенциалов, что влияет на траекторию полета электронов. Работа выхода катода и анода в данной системе одинакова (контактная разность потенциалов $V_{1-2}=0$), что позволило детектировать электроны с низкими энергиями (рис.5).

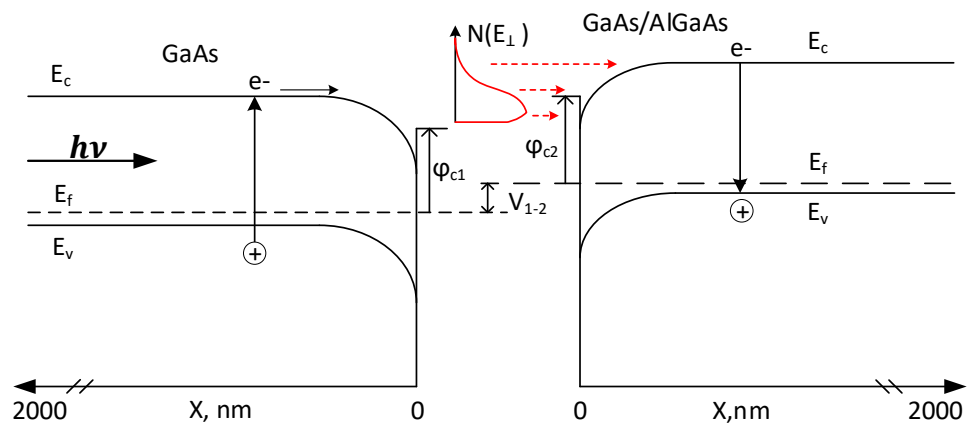


Рис.4 Схема вакуумного диода

Фотоэмиссия электронов из полупроводника с ОЭС была исследована с помощью измерения двух основных типов зависимостей: спектров квантовой эффективности $QE(h\nu)$ и энергетических распределений фотоэлектронов. Схема представлена на рис.6.

Для измерения спектра $QE(h\nu)$ регистрируется полный ток J эмитированных фотоэлектронов, приведённый на поток I падающих на поверхность фотокатода фотонов, в зависимости от энергии фотонов $h\nu$.

Измерение энергетических распределений (спектров) фотоэмитированных электронов (СФЭ) обеспечивает наиболее полную информацию о фотоэмиссии электронов в вакуум из полупроводников с ОЭС.

Для измерений СФЭ использовался метод задерживающего потенциала. При его использовании фотодиод выполняет роль энергоанализатора – фильтра фотоэлектронов, эмитированных с различными энергиями $E_{k\parallel}$. Под $E_{k\parallel}$ обозначена компонента кинетической энергии эмитированного электрона, связанная с его движением вдоль нормали к эмитирующей поверхности:

$$E_{k\parallel} = \frac{p_{\parallel}^2}{2m_0}, \text{ где } p_{\parallel} \text{ – импульс электрона вдоль нормали к поверхности.}$$

Электроны, эмитированные из GaAs фотокатода, для достижения порога анода GaAs/AlGaAs должны преодолеть энергетический барьер $U = U^* + V_{1-2}$, складывающийся из приложенного запирающего напряжения и контактной разности потенциалов. Таким образом происходит фильтрация электронов с меньшей поперечной кинетической энергией $E_{k\parallel} < U$.

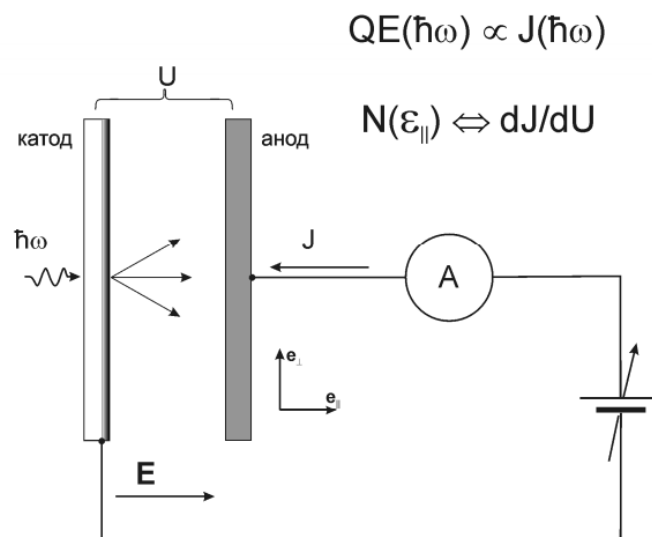


Рис.5 Схема энергоанализатора с однородным электрическим полем. Анализатор состоит из плоскопараллельного полупрозрачного фотокатода (объект исследования) и анода, источника напряжения, и амперметра А. Измеряется кривая задержки $I(U)$. Спектры фотоэмитированных электронов определяются как производная от кривой задержки.

Ток электронов, преодолевших барьер, учитывая их распределение по энергиям, выглядит следующим образом:

$$J(U) = \int_0^{\infty} qn(\varepsilon)V(\varepsilon)H(\varepsilon - qU)d\varepsilon$$

Где q – заряд электрона, $n(\varepsilon)$ – распределение электронов в вакууме по компоненте энергии параллельной электрическому полю, $H(\varepsilon - qU)$ – функция Хевисайда, возвращающая 1 при $\varepsilon - U > 0$ и 0 при другом значении аргумента, $V(\varepsilon)$ – компонента скорости электронов параллельная полю. В данном случае используется ступенчатая функция Хевисайда, поскольку анализатор предполагается идеальным, в действительности функционал тока имеет схожий вид, однако стоит учитывать некоторое размытие ступенчатой функции, вызванное возможным отражением электронов от потенциального барьера. Дифференцируя (1) по запирающему напряжению получаем:

$$\frac{\partial J}{\partial U_*} = \int_0^{\infty} qn(\varepsilon)V(\varepsilon) \frac{\partial H(\varepsilon - qU)}{\partial U_*} d\varepsilon = n(\varepsilon = qU)V(\varepsilon = qU) \equiv N\varepsilon$$

Где qN_ε – ток эмитированных электронов с компонентой энергии ε , параллельной направлению поля. Распределение N_ε является искомым энергетическим распределением. Численное дифференцирование кривой $J(U)$ может внести дополнительную погрешность, поэтому производится аппаратное дифференцирование. Для аппаратного измерения производной dJ/dU одновременно с постоянным напряжением U между катодом и анодом прикладывается небольшое переменное синусоидальное напряжение $U_{\text{mod}}(t) = U_0 \sin(2\pi\Omega t)$, где U_0 — амплитуда модуляции, Ω - частота модуляции. Разложение функции $J(U)$ в ряд Тейлора может быть представлено в следующем виде:

$$J(U + U_{\text{mod}}(t)) - J(U) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} U_0^n \sin(2\pi\Omega t) \frac{d^n J}{dU^n}$$

Из выражения видно, что первый коэффициент (в правой части) пропорционален производной от кривой задержки. С помощью синхронного

детектора регистрируется переменная (на частоте Ω) составляющая эмиссионного тока.

Для реализации рассмотренных методов был собран измерительный стенд, исследуемым элементом которого является вакуумный фотодиод (рис.3). Блок-схема измерительного стенда представлена на рис.6.

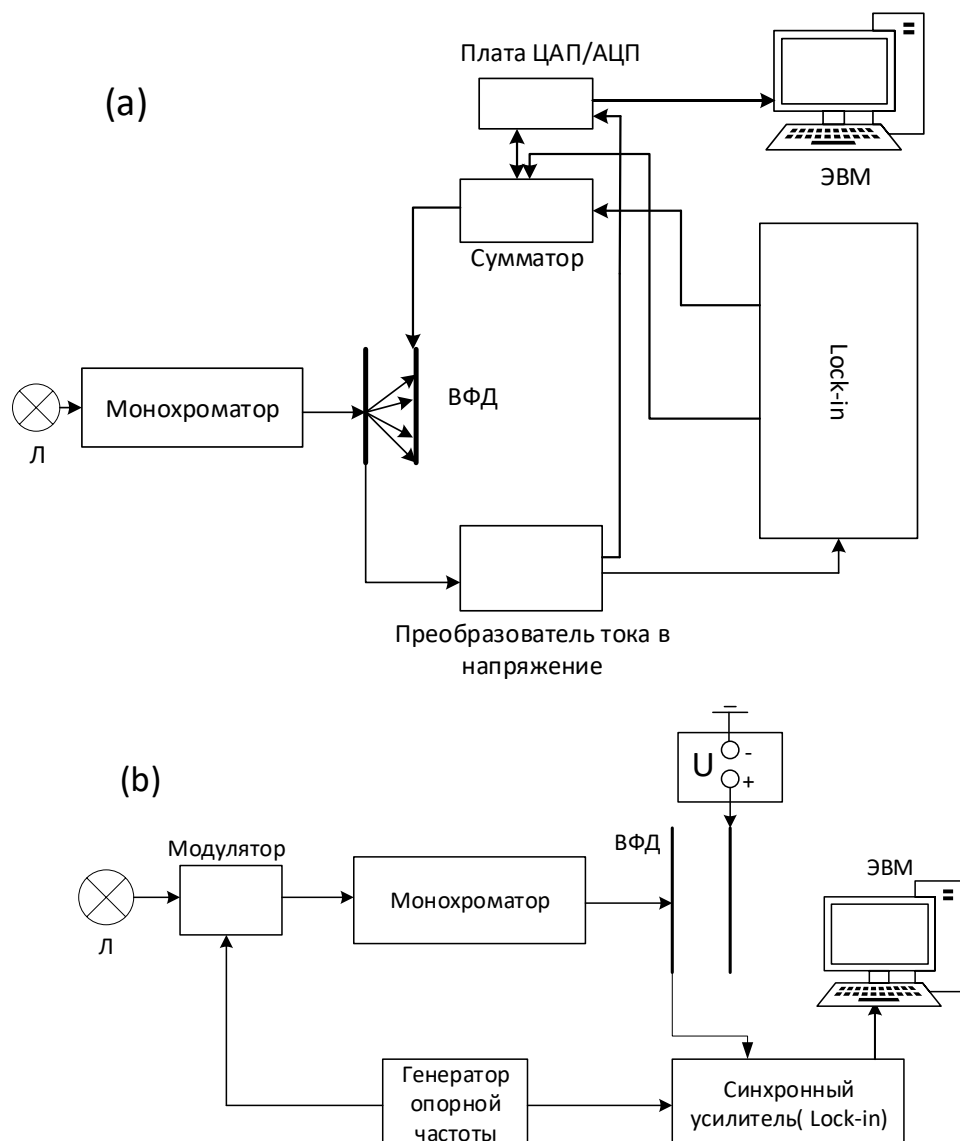


Рис. 6 Блок-схема измерительного стенда (а) энергетических распределений фотоэлектронов и (b) спектров квантовой эффективности $QE(h\nu)$

В измерительном стенде можно выделить следующие функциональные части: оптико-механическая часть и регистрирующая часть. Оптико-механическая часть обеспечивает подачу монохроматического света с

заданной энергией фотонов и контролируемой интенсивностью на фотокатод вакуумного фотодиода. Свет от лампы фокусируется на входную щель монохроматора. Выходящий из монохроматора свет фокусируется на фотокатод вакуумного фотодиода ВФД. Размер светового пятна на фотокатодe мог регулироваться с помощью диафрагмы, установленной на щели монохроматора. Направление светового пучка ориентировано нормально к поверхности фотокатода. Используемый источник света был подключен к стабилизированным источникам питания.

Регистрирующая часть обеспечивает измерение сигнала с вакуумного фотодиода, управление напряжением на нём, а также контроль всех основных электронных узлов стенда. Важным измерительным узлом является синхронный детектор СД.

Синхронный детектор осуществляет детектирование сигнала на частоте, кратной частоте его внутреннего (внешнего, в случае измерения фототока) генератора сигналов синусоидальной формы. Важным управляющим узлом является цифро-аналоговый преобразователь ЦАП. Напряжение с ЦАП передаётся на анод вакуумного фотодиода. В режиме измерения производной фототока к напряжению на аноде с помощью сумматора дополнительно примешивается сигнал внутреннего генератора СД. Сигнал тока в вакуумном фотодиоде, снимаемый с фотокатода, преобразуется и усиливается с помощью преобразователя ток-напряжение. Блок подстройки амплитуды и фазы ПАиФ примешивает к сигналу тока фотодиода синусоидальный сигнал регулируемой амплитуды и фазы. Данный блок предназначен для подавления паразитной переменной составляющей сигнала с фотокатода, обусловленной током смещения через ёмкость вакуумного фотодиода. Выход преобразователя ток-напряжение подключается в режиме измерения производной фототока к СД. В режиме измерения фототока(рис7b) через модулятор проходит свет, после попадает в монохроматор. Модулятор подключается к генератору опорной частоты, к которому подключен СД. Фотокатод подключен к СД, анод к

тянущему напряжению. Сигнал из СД подключен к ЭВМ. В результате этого собранный стенд позволял проводить измерения в автоматизированном режиме.

Для измерений спектра квантовой эффективности $QE(h\nu)$ необходимо проводить нормировку спектра фототока вакуумного фотодиода $J(h\nu)$ на поток фотонов $I(h\nu)$, попадающих на фотокатод. Была использована следующая процедура измерения $QE(h\nu)$: перед началом измерений на вакуумном фотодиоде устанавливалось тянущее напряжение величиной 25В. С помощью монохроматора устанавливалась энергия фотонов $h\nu$. Затем с помощью АЦП регистрировалось отношение одновременно измеряемых величин J и фототока опорного фотодиода $J_{\text{ОФД}}$. Итоговый спектр $J(h\nu)/J_{\text{ОФД}}(h\nu)$ определяется только соотношением квантовых эффективностей и спектральных функций монохроматора и не зависит от изменений интенсивности лампы. Аналогичным образом была измерена зависимость $J_{\text{К}}(h\nu)/J_{\text{ОФД}}(h\nu)$ после замены вакуумного фотодиода на калиброванный фотодиод с известным спектром квантовой эффективности $QE_{\text{К}}(h\nu)$. Тогда спектр квантовой эффективности $QE(h\nu)$ определялся с помощью выражения:

$$QE(h\nu) = QE_{\text{К}}(h\nu) \frac{J(h\nu)/J_{\text{ОФД}}(h\nu)}{J_{\text{К}}(h\nu)/J_{\text{ОФД}}(h\nu)}$$

Полученный спектр $QE(h\nu)$, измеренный для фотодиода, изображен на рис.8.

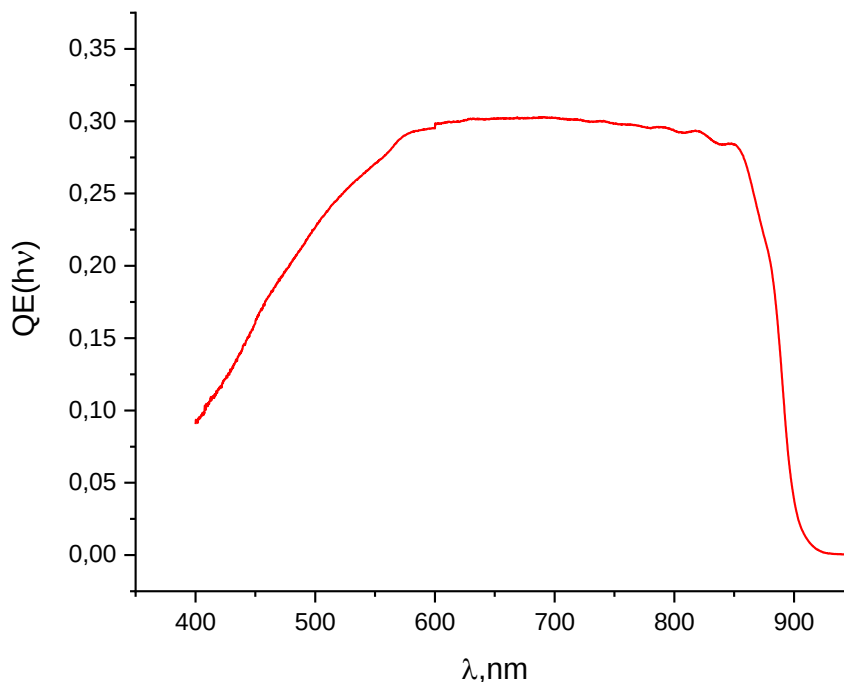


Рис. 8 Спектр квантовой эффективности фотокатода $p^+-\text{GaAs}(\text{Cs},\text{O})$

ФД сохраняет способность реагировать на оптическое излучение до тех пор, пока энергия фотонов, составляющих это излучение, достаточна для перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости. Диапазон чувствительности ФД составляет $\lambda=400\text{-}900\text{nm}$ (рис.8). Максимальное значение квантовой эффективности достигается в диапазоне $\lambda=550\text{-}800\text{nm}$ и примерно равняется 0,3.

Для каждого из переходов требуется некоторая минимальная энергия фотона, поэтому каждый тип фотоприёмника имеет длинноволновую границу, определяемую выбранным материалом. Выражение ($h\nu_{\min} = A_{\text{вых}} *$) определяет так называемую «красную границу» $\lambda_{\text{кр}}$ для ФД, выполненного из полупроводникового материала. При $\lambda > \lambda_{\text{кр}}$ он не реагирует на оптическое излучение. В нашем случае (рис.9) красная граница для $p^+-\text{GaAs}(\text{Cs},\text{O})$ составляет $\lambda_{\text{кр}} \approx 870 - 880 \text{ nm}$, а работа выхода равна $A_{\text{вых}} \approx 1,4\text{эВ}$.

В ходе работы были измерены энергетические распределения электронов при комнатной температуре (300 К). Для более точного определения положения уровня вакуума достаточно найти положение максимума производной функции энергораспределения. Хвост энергораспределения в области отрицательных энергий (ускоряющего напряжения $V < 0$) соответствует эмиссии электронов из анода GaAs/AlGaAs.

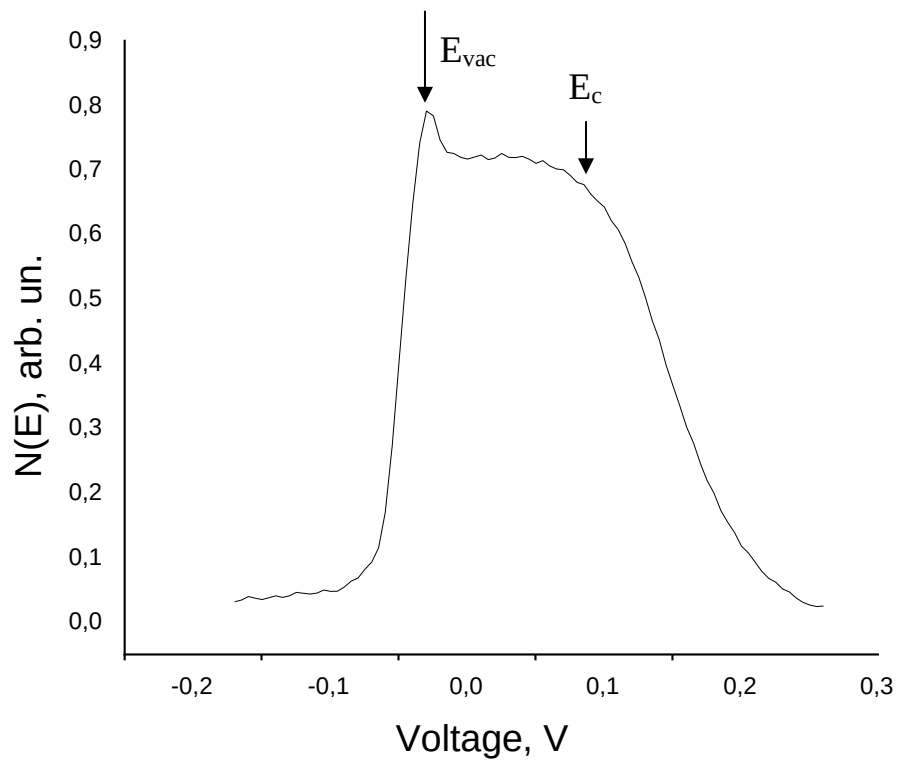


Рис.9 Спектр фотоэлектронов, измеренный при $\lambda=500$ nm и $T=300$ К. E_{vac} и E_c — положения уровня вакуума и дна зоны проводимости в объеме полупроводника.

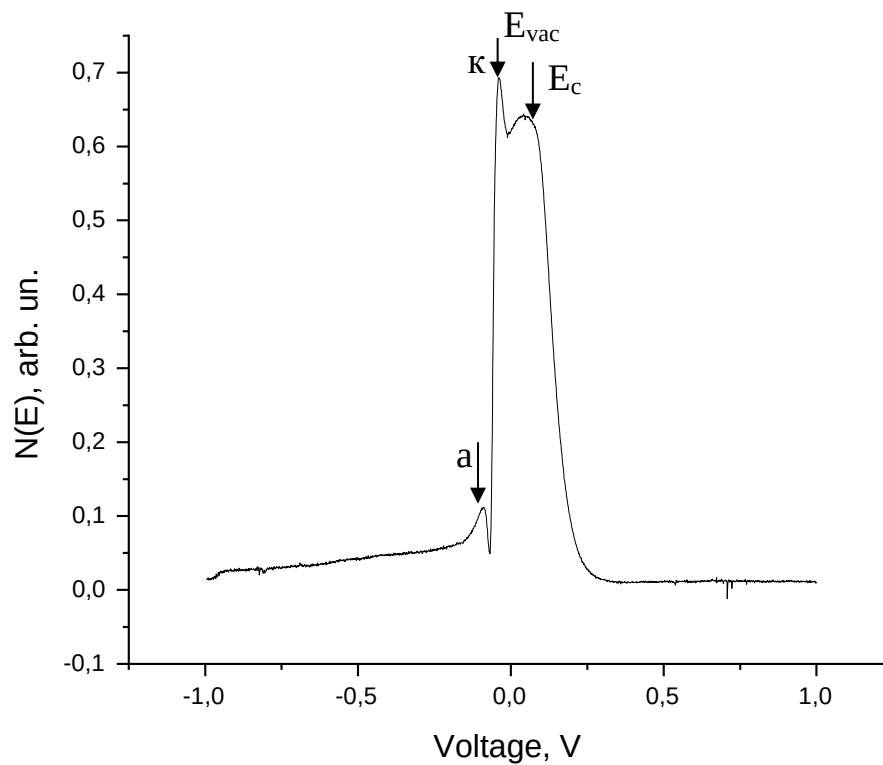


Рис.11 Спектр фотоэлектронов, измеренный при $\lambda=500$ nm

Из рис.9 видно, что основная доля электронов эмитируется в вакуум с энергией меньшей E_c . Форма СФЭ в области максимума имеет вид широкой – полосы, простирающейся от дна зоны проводимости в объеме полупроводника и вплоть до уровня вакуума. На рис.10 можно увидеть вклад в энергетическое распределение от фотокатода и анода, выраженным разностью пиков по высоте. Это объясняется тем, что освещается только фотокатод. Т.к. работы выхода электродов равны, уровень вакуума находится в нуле значений напряжения.

Заключение

В работе была рассмотрена трехступенчатая модель фотоэмиссии в GaAs с отрицательным электронным сродством. Рассмотрено формирование СФЭ при возбуждении электронов твердого тела под действием монохромного излучения с энергией $h\nu$ и спектров квантовой эффективности.

Проведено измерение спектра квантовой эффективности в зависимости от длины волны, а также энергетического распределения с помощью метода задерживающего потенциала. Определена красная граница для фотокатодов p+-GaAs(Cs,O) $\lambda_{\text{кр}} \approx 870 - 880$ нм и рассчитана работа выхода $A_{\text{вых}} \approx 1,4$ эВ. Полученные данные хорошо согласуются с теоретической моделью.

Список литературы

1. Орлов Д.А. Исследование фотоэмиссии из GaAs с отрицательным электронным сродством методом спектроскопии эмитированных электронов Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико–математических наук, 1998. 27-28 с.
2. Пахневич А.А. Вклады поверхностных и объёмных состояний в фотоэмиссии электронов из $p + -\text{GaAs}(\text{Cs},\text{O})$ И $p\text{-GaN}(\text{Cs},\text{O})$ Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико–математических наук, 2008.- 60-64 с.
3. Р. Л. Белл. Эмиттеры с отрицательным электронным сродством. М.: Энергия, 1978. 192 с.
4. Левинштейн М.Е., Симин Г.С. Барьеры. М.: Наука, 1987.