

ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.316.5 - 213.3

В.И. Соловьев, В.А. Коротченко, Ж.В. Солотенкова

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПОВТОРНЫХ ЗАМЫКАНИЙ ГЕРКОНОВ ПРИ РАЗРЫВЕ ТОКА

Представлены результаты исследования динамики размыкания герконов типа МКА-14103 в цепях с активной нагрузкой. Показано, что при определенных условиях размыкание контактов сопровождается возникновением серии повторных замыканий (подобных «дребезгу» контактов при замыкании) с частотой около 50 кГц. Продолжительность процесса может достигать нескольких миллисекунд, зависит от длительности управляющего импульса (в диапазоне менее 300 мкс), увеличивается с ростом коммутируемого напряжения (до 250 В) и при уменьшении скорости снижения тока управляющей катушки.

Ключевые слова: магнитоуправляемые контакты, «дребезг» контактов, повторные замыкания, электрическое притяжение.

Введение. Ресурс работы герконов в значительной степени определяется физическими процессами, происходящими при замыканиях и размыканиях контактов. Включение геркона обычно сопровождается рядом повторных замыканий, так называемым «дребезгом» контактных деталей (КД), обусловленным их соударениями [1 – 5]. В работах [1, 2] указывается на возможность подобного явления при размыкании контактов, когда, например, к окончанию управляющего импульса, подаваемого на катушку электромагнита, ещё не произошло успокоение контактной пары после предшествующего замыкания. В настоящей работе экспериментально исследовалась динамика размыкания герконов типа МКА-14103 в цепях с активной нагрузкой.

Целью исследования являлось определение условий возникновения повторных замыканий КД при выключении геркона в случаях малого интервала времени после включения или сравнительно большого коммутируемого напряжения, принципиально способного замыкать контакты в процессе их расхождения [3].

Методика эксперимента. Электрическая схема устройства, с помощью которого проводились исследования, представлена на рисунке 1. Геркон V вставлялся в стандартную управляющую катушку L (число витков 5000, индук-

тивность при разомкнутых контактах 0,15 Гн, сопротивление 870 Ом) и через резистор $R2$ (5,6 кОм) соединялся с источником постоянного напряжения $G3$ (U_0). Схема предусматривала две возможности подачи напряжения на катушку: от генератора прямоугольных импульсов $G1$ и одновременно от $G1$ и регулируемого источника постоянного напряжения $G2$.

Динамика замыкания и размыкания геркона наблюдалась с помощью цифрового двухканального осциллографа АСК-3104 с полосой пропускания 100 МГц. Напряжение на вход осциллографа подавалось через делитель 1:10 ($C_{ax} = 15$ пФ, $R_{ax} = 10$ МОм).

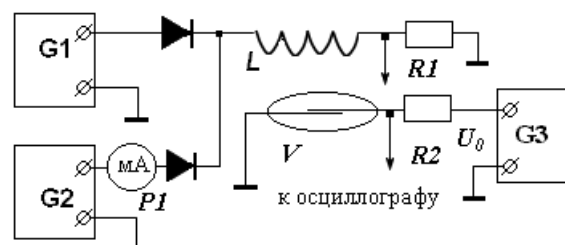


Рисунок 1 – Электрическая схема: G1- генератор прямоугольных импульсов Г5-63; G2, G3 – регулируемые источники постоянного напряжения; P1 – миллиамперметр; L – управляющая катушка; V – исследуемый геркон; R1 – токовый шунт (50 Ом); R2 – ограничительное сопротивление

Импульсы тока катушки снимались с шунта R1 сопротивлением 50 Ом, что обеспечивало его согласование с кабелем.

Результаты эксперимента. На рисунке 2 представлены осциллограммы напряжения на герконе (вверху) и тока катушки (внизу) при коммутируемом напряжении 1 В, ограничительном сопротивлении 5,6 кОм, амплитуде управляющего импульса 10 В и его длительности 2 мс. Параметры режима соответствуют «исходному» состоянию объекта исследования, в котором низкое коммутируемое напряжение не вызывает существенного электростатического притяжения контактов, а размыкание геркона происходит после полного успокоения контактной пары.

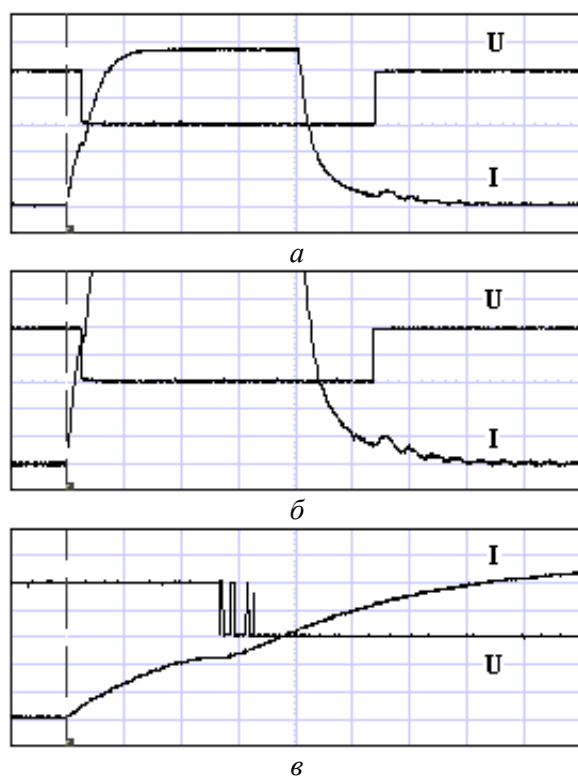


Рисунок 2 – Осциллограммы напряжения на герконе и тока катушки. Коммутируемое напряжение 1 В, сопротивление R2 = 5,6 кОм. Цена делений: 0,5 В; 2 мА (а, в); 1 мА (б); 0,5 мс (а, б); 50 мкс (в)

Из осциллограмм следует, что контакты геркона замыкаются при токе катушки около 4 мА через 130 – 140 мкс после начала импульса напряжения, подаваемого на электромагнит. Замыкание сопровождается характерной для этого процесса серией скачков напряжения на герконе (повторных размыканий-замыканий КД), связанных с механическим «дребезгом» контактов (рисунок 2, в). После окончания управляющего импульса и уменьшения тока катушки приблизительно до 1 мА (рисунок 2, а, б) КД размыкаются, а напряжение сравнительно быстро, без скачков увеличивается до исходного уровня.

Колебания разомкнутых КД вызывают периодические изменения индуктивности катушки и соответственно – её тока (рисунок 2, а, б). Частота колебаний составляет примерно 5 кГц, а время их затухания – около 2 мс.

В экспериментах было обнаружено, что при уменьшении длительности управляющего импульса до 290 – 300 мкс и малом (1 В) коммутируемом напряжении после размыкания геркона возникает повторное замыкание: напряжение на герконе увеличивается до 1 В, спустя 20 мкс спадает до нуля, а через 10 мкс вновь возрастает (рисунок 3). По мере уменьшения длительности импульса в возникновении повторных замыканий прослеживается определенная периодичность. Так, при значениях длительности импульса 250, 205 и 120 – 150 мкс повторные замыкания не возникают. Аналогичная картина наблюдалась и при напряжении на герконе 10 В.

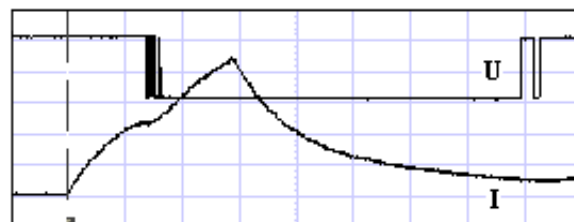


Рисунок 3 – Осциллограммы напряжения на герконе и тока катушки при коммутируемом напряжении 1 В. Длительность управляющего импульса напряжения на катушке – 290 мкс. Цена делений: 0,5 В; 2 мА; 100 мкс

Повторные замыкания объясняются предположительно тем, что на временном отрезке около 600 мкс от окончания «дребезга» до первого размыкания (рисунок 3) замкнутые контакт-детали периодически изгибаются при неподвижной зоне их контактирования (в предположении полной симметричности деталей) и при неподвижных местах спая КД со стеклом.

Колебания возникают за счет кинетической энергии, накопленной к моменту замыкания КД в начале отрезка. Дополнительный изгиб КД (в отличие от «основного», соответствующего первому замыканию в начале «дребезга») приводит к появлению дополнительной упругой силы. В первый полупериод колебаний эта сила складывается с магнитной силой, что способствует сжатию КД. В следующий полупериод направление прогиба изменяется и дополнительная упругая сила складывается с основной. В один из таких полупериодов суммарная упругая сила оказывается больше убывающей с течением времени магнитной силы, КД размыкаются и напряжение на осциллограмме увеличивается.

В процессе расхождения контакт-деталей за

время, равное четверти периода колебаний, дополнительный изгиб КД уменьшается до нуля. Сумма упругих сил оказывается меньше магнитной, скорость расхождения уменьшается, изменяет знак, и контакты начинают сближаться. Одновременно дополнительный изгиб изменяет направление и увеличивается по абсолютной величине. Нарастающая дополнительная упругая сила теперь ослабляет основную, что способствует сближению контактов и создает возможность их повторного замыкания.

Если предположить, что время расхождения КД равно времени их последующего сближения до замыкания, то к моменту замыкания дополнительный изгиб достигает максимального значения (по абсолютной величине). Соответственно максимальной оказывается и дополнительная упругая сила изгиба, ослабляющая основную. В результате магнитная сила удерживает КД в замкнутом состоянии в течение половины периода колебаний (нулевое напряжение на осциллограмме). За это время дополнительный изгиб изменяет знак на противоположный и достигает максимального значения. Сумма основной и дополнительной упругих сил вновь превышает магнитную силу, контакты размыкаются, а напряжение увеличивается. Далее, в соответствии с изложенными выше соображениями вновь должно возникнуть повторное замыкание контактов. Однако этого не происходит, вероятно, потому, что магнитная сила уменьшается во времени, а колебания контактных деталей постепенно затухают.

Изложенный механизм возникновения повторных замыканий подтверждается наличием отмеченной выше периодичности их появления по мере уменьшения длительности управляющего импульса через каждые примерно 50 мкс. Этот временной интервал, вероятно, равен периоду дополнительных колебаний КД. Значение полупериода (25 мкс) приблизительно соответствует временным отрезкам, в течение которых напряжение удерживается перед повторным замыканием на уровне 1 В (20 мкс – рисунок 3) и на нулевом уровне (10 мкс) перед окончательным размыканием контактов.

В случае низкого (1 – 10 В) коммутируемого напряжения повторные замыкания наблюдались лишь при длительности управляющего импульса менее 300 мкс. Увеличение напряжения свыше 50 В приводило к замыканиям и при более высоких значениях длительности (рисунок 4) вплоть до нескольких миллисекунд, когда размыкание происходило в условиях полного успокоения колебаний контактной пары после предшествующего замыкания.

Из представленных осциллограмм (рисунок 4) следует, что количество повторных замыканий существенно увеличивается с ростом коммутируемого напряжения (от 1-го при 50 В до 12-ти при 250 В). Соответственно увеличивается и общая продолжительность замыканий (от 80 до 250 мкс). Заметим, что в экспериментах наблюдался большой разброс результатов от измерения к измерению, а возможность увеличения напряжения более 250 В ограничивалась возникновением газового разряда с падением напряжения около 230 – 240 В и током 10 – 15 мА.

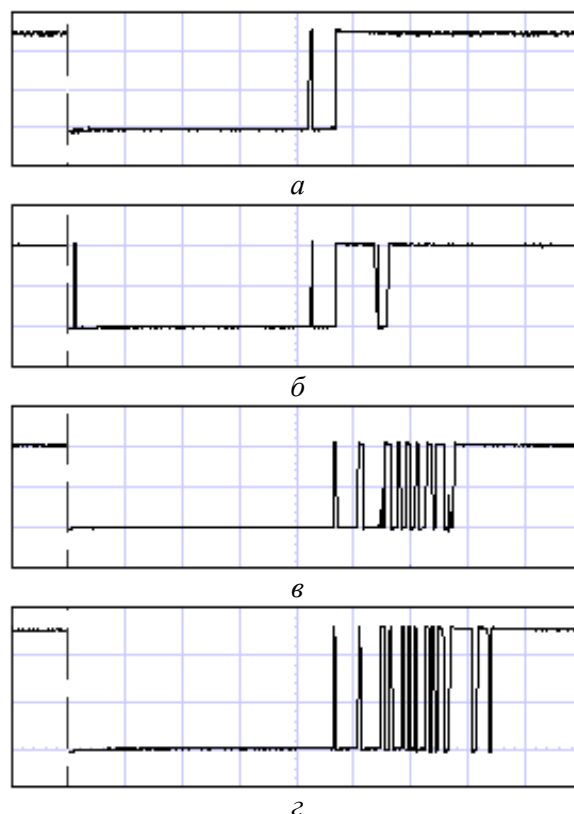


Рисунок 4 – Осциллограммы напряжения при длительности управляющего импульса 350 мкс и повышенных значениях коммутируемого напряжения: 50 В (а); 100 В (б); 200 В (в); 250 В (г). Цена делений: 20 В (а); 50 В (б); 100 В (в, г); 100 мкс

Рост количества повторных замыканий с увеличением коммутируемого напряжения объясняется проявлением электростатических сил притяжения контактов [1, 2, 6]. В начале процесса их расхождения быстрый рост напряжения при малых (доли мкм) расстояниях между электродами приводит к появлению в промежутке сильного электрического поля. Нарастающая во времени электростатическая сила складывается с магнитной силой. Вместе они преодолевают силу упругости, размыкающую контакты, и вызывают повторное замыкание. Процесс повторяется, пока ток катушки не уменьшится до некоторого уровня. С

увеличением коммутируемого напряжения и соответственно электростатической силы этот критический уровень снижается. Поэтому количество и общая продолжительность повторных замыканий возрастают.

Зависимость продолжительности процесса размыкания от напряженности магнитного поля подтверждается экспериментальными результатами, полученными при параллельном питании катушки от генератора G1 и источника постоянного напряжения G2 (рисунок 1). В этом случае ток катушки после окончания импульса уменьшается не до нуля, а до уровня, определяемого постоянным напряжением (далее – ток подмагничивания). В экспериментах ток подмагничивания изменялся в диапазоне 0 – 1,5 мА. Последнее значение близко к току отпуская геркона. Амплитуда импульса генератора – 15 В, длительность – 300 мкс, коммутируемое напряжение – 200 В. Значения продолжительности серии повторных замыканий в зависимости от тока подмагничивания представлены в таблице и на рисунке 5.

Длительность серии повторных замыканий T_s при различных значениях тока подмагничивания I_m

I_m , мА	0,25	0,75	1	1,25	1,35
T_s , мс	0,06-0,17	0,05-0,35	0,2-0,4	0,25-1,8	0,5-10

Продолжительность процесса размыкания, как и ожидалось, растет с увеличением тока подмагничивания (особенно быстро при приближении к предельному значению 1,5 мА). Подобрать уровень тока, при котором повторные замыкания продолжались бы сколь угодно долго, не удалось. Максимальная зарегистрированная продолжительность – около 100 мс. Обращает на себя внимание сравнительно большой разброс значений продолжительности при повторных измерениях для одного и того же образца геркона (см. таблицу).

Частота повторных замыканий практически не зависит от тока подмагничивания, её среднее значение – около 50 кГц. Длительность пребывания контактов в разомкнутом состоянии – (1 – 5) мкс, а продолжительность замкнутых состояний – (10 – 20) мкс (рисунок 5, з).

Физический механизм срыва серий повторных замыканий связан предположительно с изменением микрорельефа контактирующих поверхностей в процессе повторных замыканий. Микровыступы ограничивают минимальное расстояние, на которое могут сближаться поверхности контактов вне микровыступов. Это су-

щественно влияет на величину электрического притяжения, которое в наибольшей степени проявляется при малых расстояниях. Разрушение или образование микровыступов влияет, таким образом, на электрическое притяжение, что может приводить к срыву серии повторных замыканий. Возможно также проявление вращательных колебаний контакт-деталей. Колебания способны, с определенной вероятностью, значительно уменьшать площадь контактирования и электрическое притяжение.

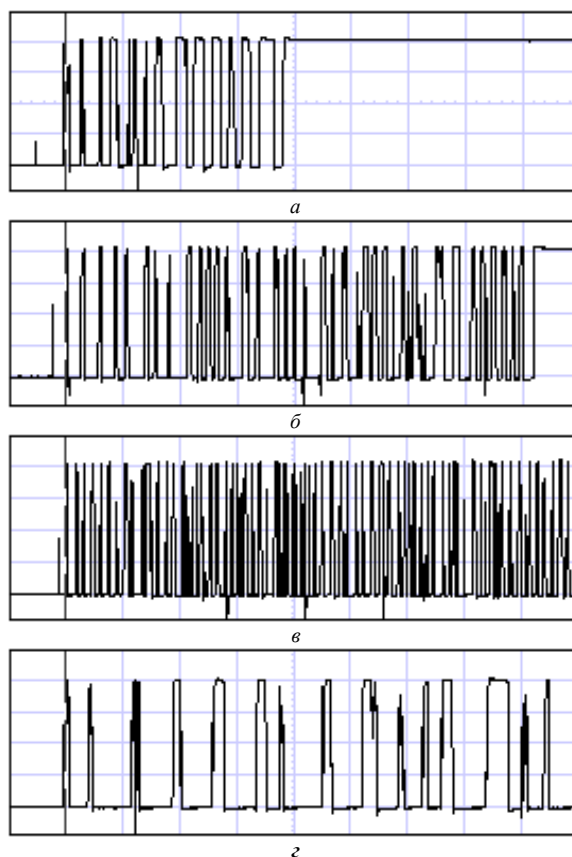


Рисунок 5 – Осциллограммы напряжения и тока при размыкании геркона для различных значений тока подмагничивания: а - 0,25 мА; б - 1 мА; в, з - 1,35 мА. Коммутируемое напряжение – 200 В. Цена деления по напряжению - 50 В; по длительности: а, б - 50 мкс; в - 100 мкс; з - 20 мкс

Основные результаты

1. Применительно к герконам типа МКА-14103 экспериментально подтверждена возможность возникновения повторных замыканий контактов при разрыве тока, если ток управляющей катушки уменьшается до уровня отпуская за время, меньшее приблизительно 0,5 мс с момента окончания «дребезга» после начального замыкания контактной пары. Описан вероятный физический механизм эффекта, основанный на проявлении в указанное время затухающих упругих колебаний замкнутых контакт-деталей. Колебания возбуждаются при начальном замы-

кании электродов.

2. Установлено, что количество повторных замыканий значительно (на порядок) увеличивается с ростом величины коммутируемого напряжения от 50 В до 250 В, что подтверждает влияние электрического притяжения контактов. Интервалы времени между замыканиями составляют десятки микросекунд (средняя частота около 50 кГц), имеют большой (в несколько раз) разброс и практически не зависят от напряжения. Наибольшая зарегистрированная продолжительность серии замыканий – 250 мкс. Вероятная причина завершения серии – уменьшение магнитной силы по мере снижения тока катушки, а также изменение микрорельефа контактирующих поверхностей.

3. Экспериментально показано, что замедление процесса уменьшения тока катушки путем включения постоянного тока подмагничивания (близкого к току отпускания) параллельно с генератором управляющего импульса резко (более чем на порядок) увеличивает продолжительность серии повторных замыканий, средняя частота которых (50 кГц) не зависит от тока подмагничивания. В серии длительность пребывания контактов в разомкнутом состоянии – (1 – 5) мкс, а продолжительность замкнутых состояний – (10 – 20) мкс.

Библиографический список

1. Карбанов С.М., Майзельс Р.М., Шоффа В.Н.

Магнитоуправляемые контакты (герконы) и изделия на их основе: монография / под ред. д.т.н., профессора В.Н. Шоффы. – Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2011. – 408 с.

2. Шоффа В.Н., Медзильски Б. Влияние режимов и способов управления на динамические характеристики и ресурс герконов // Сборник трудов второй международной научно-практической конференции «Магнитоуправляемые контакты (герконы) и изделия на их основе», 1 – 3 октября 2008 г. / под ред. д.т.н. С.М. Карбанова. – Рязань: изд. ООО «Полиграф», 2009. С. 16 – 23.

3. Ермаков В.М., Попов Н.Д. Дребезг контактных деталей в НЗ паре переключающего геркона как информативный параметр оценки контактного нажатия // Сборник трудов второй международной научно-практической конференции «Магнитоуправляемые контакты (герконы) и изделия на их основе», 1 – 3 октября 2008 г. / под ред. д.т.н. С.М. Карбанова. – Рязань: изд. ООО «Полиграф», 2009. С. 44 – 46.

4. Шоффа В.Н., Игнатъев В.В., Хромов С.В. Спектр дребезга как информативный параметр для диагностики герконов // Электротехника. 1994. № 11. С. 41 – 45.

5. Шоффа В.Н., Сахидад С. Влияние тока нагрузки на характеристики магнитоуправляемых контактов // Электротехника. 1977. № 1. С. 48 – 51.

6. Коротченко В.А., Соловьев В.И., Солотенкова Ж.В. Роль электрического притяжения магнитоуправляемых контактов в механизме их автоколебаний // Электроника: межвузовский сборник. Рязань: РИЦ РГРТУ, 2010. С. 84 – 90.

УДК 621.384.4

В.К. Базылев

ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ТОРМОЖЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

Приведены результаты исследования генерации ультрафиолетового излучения при торможении электронов низких энергий (20 - 300 эВ) на вольфрамовой мишени при выводе излучения через кварцевое окно. При напряжении 300 В и токе 4,5 мА в диапазоне длин волн 180 – 319 нм получена интегральная мощность излучения 4 мкВт. Установлено, что при увеличении энергии электронов от 20 до 300 эВ происходит снижение эффективности преобразования мощности электронного потока в мощность излучения.

Ключевые слова: ультрафиолетовое излучение, вольфрамовая мишень, тормозное излучение электронов.

Введение. Задача исследования метода генерации ультрафиолетового (УФ) излучения при торможении электронов возникла в связи с разработкой метода измерения давления газа [1], в котором используется источник УФ излучения.

Требования к такому источнику предусматривают возможность его работы в магнитном поле, генерацию квантов излучения с энергией, большей 4 эВ, при мощности излучения, достаточной для получения плотности тока эмиссии

с металлической поверхности не менее 1 нА/см^2 , возможность работы в импульсном (длительность импульса единицы наносекунд) и непрерывном режимах, малые габариты (объём не более 40 см^3). Известные источники УФ излучения (ртутные лампы дугового и тлеющего разряда, эксимерные лампы) этим требованиям не отвечали. Появившиеся в 2005 году УФ светодиоды [2] с рабочими длинами волн излучения 255 нм, 265 нм пока недоступны для исследования. Поэтому в данной работе исследовалась возможность создания источника УФ излучения на основе торможения электронов на вольфрамовой мишени при энергиях электронов в диапазоне от 20 до 300 эВ.

Тормозное излучение электронов низких энергий (160 – 600 эВ) исследовалось в работах [3, 4] с целью создания источника мягкого рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 10 – 20 нм. Однако в этих работах тормозное излучение с длинами волн более 20 нм не являлось объектом исследования и отсекалось фильтрами. В других литературных источниках, посвящённых тормозному излучению, отсутствуют сведения об использовании тормозного излучения электронов низких энергий для генерации излучения УФ диапазона.

Целью настоящего исследования являлась оценка эффективности преобразования энергии электронного пучка в излучение УФ диапазона в зависимости от энергии электронного пучка.

Расчёт мощности УФ излучения. Для оценки величины мощности ультрафиолетового излучения, которая могла быть получена в эксперименте, проводился её расчёт. Для этого использовалась модифицированная формула Крамерса для спектральной плотности мощности тормозного излучения [5, 6]

$$P_{\lambda} = \frac{iCZ}{eL \ln \left[\frac{1,66 \cdot 10^{-3}}{11,5Z} \left(U - \frac{hc}{\lambda} \right) \right]} \frac{(\lambda - \lambda_0)^a}{\lambda_0 \lambda^2} \left(\frac{\lambda}{2\lambda_0} \right)^a,$$

где P_{λ} – спектральная плотность мощности излучения, Вт/м;

i – ток анода, А;

C – коэффициент, равный $13,65 \cdot 10^{-15} \text{ м}$;

Z – атомный номер материала мишени, для вольфрама $Z = 74$;

λ – длина волны излучения, м;

λ_0 – коротковолновая граница спектра излучения, м;

a – безразмерный коэффициент, для вольфрамовой мишени равный 0,15;

e – заряд электрона, Кл;

U – ускоряющее напряжение, В;

h – постоянная Планка, Дж·с;

c – скорость света, м/с.

Коротковолновая граница излучения определялась следующим образом:

$$\lambda_0 = \frac{hc}{eU}.$$

Для вывода УФ излучения из экспериментального макета предполагалось использовать кварцевое окно, прозрачное для УФ излучения с длиной волны, большей 180 нм. Для измерения мощности излучения планировалось использовать фотозлемент с фотокатодом в виде плёнки галлия с работой выхода 3,9 эВ, не чувствительный к излучению с длиной волны, большей чем 319 нм. Поэтому расчёт мощности излучения проводился интегрированием плотности спектрального распределения мощности тормозного излучения в диапазоне длин волн от 319 нм до 180 нм. На рисунке 1 приведена рассчитанная зависимость мощности излучения в телесном угле 4π от ускоряющего напряжения.

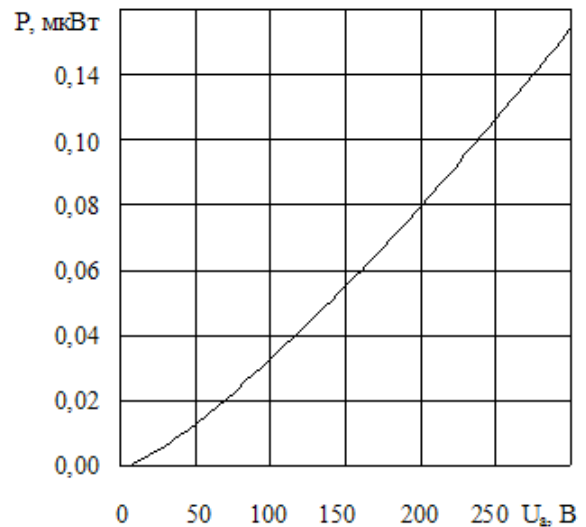


Рисунок 1 – Расчётная зависимость мощности тормозного УФ излучения в диапазоне длин волн 180 – 319 нм при токе 1 мА от ускоряющего напряжения в телесном угле 4π ср

Экспериментальная часть. Схема экспериментальной установки (рисунок 2) содержала источник тормозного УФ излучения, источник анодного напряжения (от 20 до 300 В), приёмник излучения, электрометрический усилитель. В качестве источника УФ излучения использовалась малогабаритная рентгеновская трубка 0,2БДМ7-50 с прямонакальным торированным катодом и анодом, покрытым плёнкой вольфрама. К стеклянной оболочке трубки на расстоянии 30 мм от её оси было приклеено окно из монокристаллического кварца диаметром 6,5 мм

для вывода излучения. Трубка соединялась с откачным постом и откачивалась до давления 10^{-6} мм рт. ст.

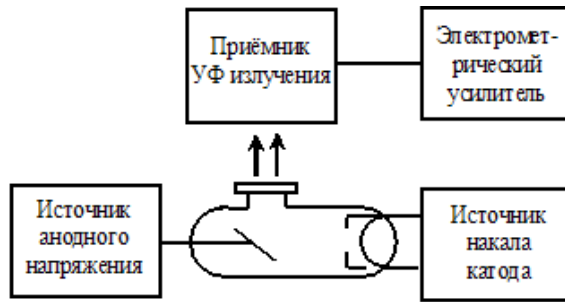


Рисунок 2 – Схема экспериментальной установки

В качестве приёмника УФ излучения использовался плоский диод с сетчатым анодом и катодом на основе плёнки галлия (работа выхода 3,9 эВ). Расстояние между катодом и анодом составляло 3,7 мм. Диод не имел герметичной внешней оболочки.

Фотоприёмник располагался на расстоянии 10 мм от выходного окна генератора УФ излучения. УФ излучение через сетчатый анод попадало на катод. Между катодом и анодом фотоприёмника прикладывалось постоянное напряжение 250 В плюсом к аноду. Ток фотоэмиссии измерялся электрометрическим усилителем.

Фотоприёмник предварительно был отградуирован с помощью измерителя мощности излучения ИМО-2 и фильтра в виде пластинки из оконного стекла по УФ излучению кварцевой горелки ртутной лампы ДРЛ-50. Градуировка производилась следующим образом. Вначале измерялась мощность излучения лампы во всём спектральном диапазоне. Затем перед измерителем мощности устанавливался фильтр, отсекающий УФ и инфракрасную компоненты излучения кварцевой горелки, оставляя видимую. Инфракрасная компонента, обусловленная нагревом оболочки кварцевой горелки, измерялась сразу после выключения разряда в горелке. Далее рассчитывалась мощность УФ компоненты излучения горелки. Чувствительность по току фотоприёмника на основе галлиевого катода при напряжении 250 В составила 11 мкВт/пА. Применение такого фотоприёмника было обусловлено тем, что генератор УФ излучения разрабатывался для получения фотоэмиссии с плёнки галлия. Фотоприёмник был нечувствителен к излучению с длиной волны большей 319 нм.

На рисунке 3, кривая 1, представлена зависимость мощности УФ излучения от напряжения на аноде трубки. С ростом ускоряющего напряжения от 20 до 300 В мощность излучения увеличивалась в том числе за счёт увеличения

тока от 0,9 мА до 4,5 мА. Наибольшее значение мощности излучения составило 4 мкВт при напряжении 300 В и токе 4,5 мА.

На рисунке 3, кривая 2, представлена зависимость мощности УФ излучения, приведённая к значению электронного тока 4 мА, от анодного напряжения. В диапазоне напряжений от 20 до 300 В мощность излучения увеличивалась с ростом ускоряющего напряжения.

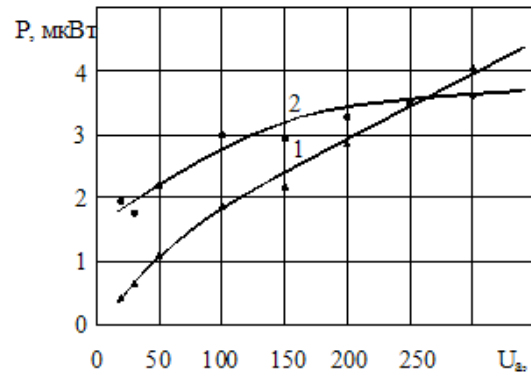


Рисунок 3 – Зависимость мощности УФ излучения (1) и мощности УФ излучения, приведённой к значению электронного тока 4 мА (2), от анодного напряжения

Следует отметить, что расчёт дал существенно заниженные (более чем на 3 порядка) значения мощности излучения в сравнении с экспериментальными значениями. Так, для телесного угла 0,073 ср, тока 1 мА и ускоряющего напряжения 20 В расчёт дал значение мощности излучения $2 \cdot 10^{-11}$ Вт, а эксперимент — $4,4 \cdot 10^{-7}$ Вт. При ускоряющем напряжении 300 В и токе 1 мА соответственно $7,8 \cdot 10^{-10}$ Вт и $0,49 \cdot 10^{-6}$ Вт. Расчёт по классической формуле Крамерса для телесного угла 0,073 ср, тока 1 мА дал для ускоряющего напряжения 20 В мощность УФ излучения $3,45 \cdot 10^{-11}$ Вт и для 300 В — $6,96 \cdot 10^{-10}$ Вт.

На рисунке 4 представлена зависимость отношения мощности излучения в телесном угле 0,073 ср к мощности пучка электронов от величины анодного напряжения, характеризующая эффективность преобразования мощности электронного пучка в мощность излучения, рассчитанная на основе экспериментальных данных. С ростом напряжения от 20 до 300 В эффективность преобразования снижалась в 8 раз.

Если полагать распределение мощности излучения сферически симметричным [3], то эффективность преобразования мощности электронного пучка в мощность излучения в телесном угле 2π при ускоряющем напряжении 300 В составит $2,55 \cdot 10^{-4}$. Это существенно меньше эффективности преобразования газоразрядных источников (до 0,4 в импульсных эксимерных лампах).

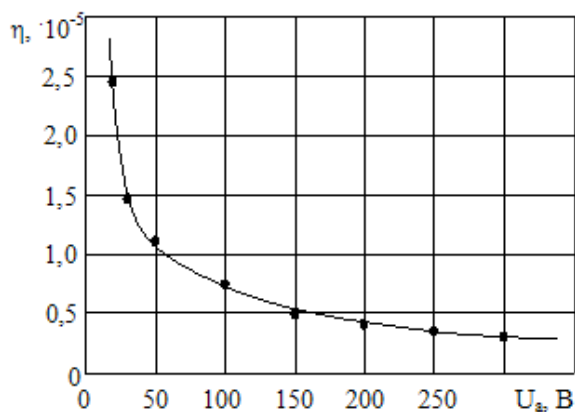


Рисунок 4 – Зависимость отношения мощности УФ излучения в телесном угле 0,073 ср к мощности электронного пучка от анодного напряжения

Для использования генератора УФ излучения на основе торможения электронов в датчике давления генерируемая мощность должна быть увеличена на 3 – 4 порядка. Это можно обеспечить за счёт увеличения телесного угла вывода излучения. Выигрыш может составить около 3-х порядков. Кроме того, можно использовать более эффективный катод, например оксидный, и меньшие межэлектродные расстояния для увеличения электронного тока.

Источник тормозного УФ излучения может найти применение для генерации коротких импульсов УФ излучения, а также там, где необходима развёртка спектра УФ излучения, пос-

кольку спектр тормозного излучения является сплошным.

Заключение. Таким образом, получена экспериментальная оценка эффективности преобразования мощности электронного потока в мощность УФ излучения при выводе излучения через кварцевое окно. В пересчёте на телесный угол 2π стерadian она составила 0,21 % при ускоряющем напряжении 20 В. С ростом энергии электронов эффективность преобразования снижалась и при ускоряющем напряжении 300 В составила 0,016 %. В телесном угле 0,073 стерadian получена мощность УФ излучения 4 мкВт при токе 4,5 мА и энергии электронов 300 эВ.

Библиографический список

1. Базылев В.К. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2000. Т. 64. № 7. С. 1382 – 1383.
2. <http://www.biouvlcd.com>.
3. Прудковский Г.П., Виноградов А.В., Левашов В.Е., Лось Е.В. Источник мягкого рентгеновского излучения на основе радиальной магнетронной пушки // ПТЭ. 2003. № 5. С. 127 – 131.
4. Карабаджак У.Ф., Прудковский Г.П. Электронная пушка для генерации ультрамягкого рентгеновского излучения // ПТЭ. 1986. № 1. С. 193 – 195.
5. Павлинский Г.В. Основы физики рентгеновского излучения. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. – 240 с.
6. Финкельштейн А.Л., Павлова Т.О. О расчёте спектрального распределения излучения рентгеновских трубок в рентгенофлуоресцентном анализе // Заводская лаборатория. 1996. т. 62. № 12. С. 16 – 20.

УДК 621.315.592

Н.В. Гришанкина, В.Г. Литвинов, В.В. Гудзев, Н.Б. Рыбин

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ Si И a-Si:H МЕТОДОМ ТОКОВОЙ РЕЛАКСАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В РЕЖИМАХ ЭМИССИИ И ЗАХВАТА

Разработаны физические основы токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней (ТРСГУ), работающей в режиме захвата (ТРСЗ). Сообщается о результатах исследования методами ТРСГУ и ТРСЗ полупроводниковых барьерных структур, содержащих глубокие уровни (ГУ), – кремниевой p+-n структуры с базой, легированной Au, и p-i-n структуры на основе аморфного гидрогенизированного кремния (a-Si:H). Исследованы процессы эмиссии и захвата носителей заряда (НЗ), температурная зависимость сечения захвата (эмиссии). Показано, что процесс захвата НЗ на глубокий уровень не является физически эквивалентным кинетике эмиссии.

Ключевые слова: ТРСГУ, ТРСЗ, полупроводниковые барьерные структуры.

Введение. Метод релаксационной спектроскопии глубоких уровней (РСГУ), известный также под названием DLTS, последние 35 лет успешно применяется для исследования полупроводниковых барьерных структур, содержащих ГУ.

Метод ТРСГУ заключается в температурном сканировании релаксации тока. Метод обладает высокой чувствительностью по концентрации ГУ (менее 10^{10} см⁻³), высокой разрешающей способностью по временам релаксации, экспрессностью измерения и обработки спектров [1]. Метод является неразрушающим и используется для исследования ГУ в р-п-переходах, диодах Шоттки, гетеропереходах, МДП-структурах на основе различных полупроводниковых материалов [2], наногетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) [3] и квантовыми точками (КТ), а также для исследования локализованных состояний (ЛС) в неупорядоченных полупроводниках [4].

До сих пор в работах по исследованию ГУ, электронных состояний и дефектов структуры в большинстве случаев применялся классический вариант метода ТРСГУ, базирующийся на измерении скоростей эмиссии НЗ, а также емкостная РСГУ. Физические основы емкостной РСГУ, работающей в режиме измерения скоростей захвата НЗ на ГУ, были разработаны Зубковым В.И. [5]. В данной работе рассмотрены физические основы метода ТРСГУ, в котором исследование ГУ осуществляется в режиме захвата НЗ, т.е. методом ТРСЗ. Как будет показано далее, это расширит возможности метода DLTS и позволит создать более полную картину об электронных состояниях, физических процессах перезарядки ГУ в полупроводниковых барьерных структурах. Таким образом, основная цель работы – это сравнить два режима измерения температурной зависимости тока релаксации, т.е. режимы эмиссии и захвата, из-за перезарядки ГУ в полупроводниковых барьерных структурах и выявить их особенности и отличия при получении экспериментальных результатов.

В математическом описании метода РСГУ используется равновесная статистика Шокли – Рида, которая основана на рассмотрении процессов обмена электронами и дырками между ловушками и разрешенными зонами полупроводника. Однако мы предполагаем, что кинетика эмиссии не является физически эквивалентной кинетике захвата НЗ. Данное предположение можно проверить совместным использованием методов ТРСЗ и ТРСГУ. Если результаты, полученные для режима эмиссии, совпадут с результатами, полученными для режима захвата,

то можно говорить о выполнении статистики Шокли – Рида.

Далее необходимо определить объекты исследования. Р-п-переход – очень часто встречающаяся структура полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. При этом основным материалом для производства полупроводниковых приборов является Si, так как он сочетает в себе такие достоинства, как доступность, невысокая стоимость и отработанная технология получения. В этой связи одной из исследуемых структур была выбрана р+-п структура с базой, легированной Au. Электронные свойства примеси Au в Si достаточно хорошо изучены [6].

Другим перспективным и развивающимся направлением является использование неупорядоченных полупроводников в различных областях микро- и нанoeлектроники. В настоящее время неупорядоченные полупроводники нашли широкое применение при производстве плоских телевизионных экранов большой площади, датчиков различного назначения, пороговых переключателей, элементов памяти, в солнечной энергетике, в оптоэлектронной технике и т.д. а-Si:H – наиболее перспективный материал данного класса, поскольку он обладает следующими достоинствами: технологическая доступность и дешевизна, высокая фоточувствительность, возможность получения однородных по свойствам пленок на больших площадях и на подложках из различного материала, совместимость с технологическими процессами изготовления интегральных схем, радиационная стойкость. На его основе создаются солнечные элементы с КПД до 16 % [7], транзисторные матрицы управления плоскими жидкокристаллическими экранами, устройства копировальной техники, оперативной и долговременной памяти. В связи с этим вторым из исследуемых материалов была выбрана р-і-п структура на основе а-Si:H; при этом исследовались процессы эмиссии и захвата НЗ в области і-слоя (толщина і-слоя составляла 1 мкм).

Таким образом, в данной статье будут представлены разработка математического аппарата для метода ТРСЗ и экспериментальные результаты. Это позволит нам выявить особенности и отличия режимов эмиссии и захвата измерения температурной зависимости тока релаксации из-за перезарядки ГУ в полупроводниковых барьерных структурах. При исследованиях процессов эмиссии и захвата НЗ на электронные уровни в запрещенной зоне (или щели подвижности в случае неупорядоченного полупроводника) важно выбирать достаточно широкий температурный диапазон и различные

длительности опустошающего t_d и заполняющего t_p импульсов напряжения, подаваемых на изучаемую структуру. Это позволит выявить их особенности в зависимости от условий измерения.

Разработка физических основ ТРСЗ НЗ на ГУ в барьерных структурах на основе кристаллических и некристаллических полупроводников. Кристаллические полупроводники. Для того чтобы разработать физические основы метода ТРСЗ, воспользуемся равновесной статистикой Шокли – Рида [8], которая лежит в основе ТРСГУ.

Для этого рассмотрим релаксацию тока в структуре диода Шоттки с базой n-типа при переключении из нулевого смещения в прямое (рисунок 1). Похожая картина будет также наблюдаться при переключении структуры из обратного смещения в нулевое. Ток релаксации будет состоять из токов рекомбинации электронов i_{rn} и дырок i_{rp} , обусловленных захватом НЗ на ГУ, и тока смещения (индукции) i_d . Дырочным током i_{rp} рекомбинации можно пренебречь, поскольку он на несколько порядков меньше тока рекомбинации электронов.

Из уравнения непрерывности, показывающего изменение во времени объемного заряда на ГУ,

$$\frac{dn_t}{dt} = -e_n n_t + C_n n p_t + e_p p_t - C_p p n_t, \quad (1)$$

где n_t и p_t – концентрации электронов и дырок на ГУ соответственно, e_n – скорость эмиссии электронов с ГУ в зону проводимости (ЗП), e_p – скорость эмиссии дырок с ГУ в валентную зону (ВЗ), C_n и C_p – коэффициенты захвата электронов и дырок соответственно, n – концентрация электронов в ЗП, p – концентрация дырок в ВЗ, была получена формула для полного тока, протекающего через барьерную структуру:

$$i(t) = i_{rn}(t) - i_d(t) = eS \int_{w_0-\lambda}^{w_f-\lambda} \left(\frac{dp_t}{dt} \right) dx - eS \int_{w_0-\lambda}^{w_f-\lambda} \left(\frac{dp_t}{dt} \right) \left(\frac{x}{w_0} \right) dx \quad (2)$$

(токи i_{rn} и i_d имеют различное направление).

После простых преобразований из выражения (2) получают:

$$i(t) = \frac{eSN_t}{\tau_c} \left[-w_f + w_0 + \frac{(w_0 - \lambda)^2 - (w_f - \lambda)^2}{2w_0} \right] \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right). \quad (3)$$

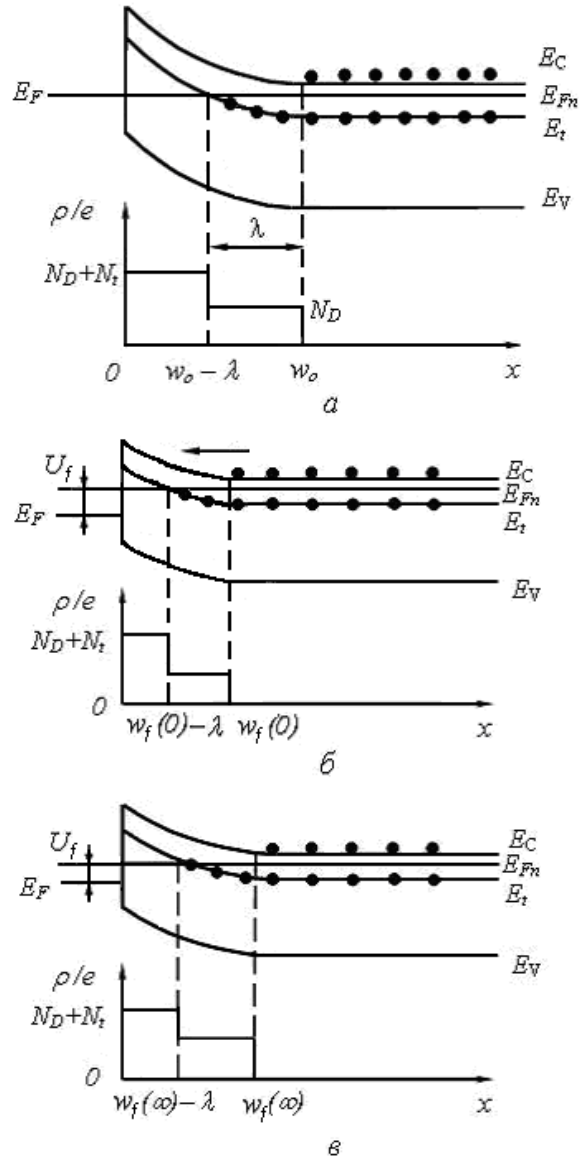


Рисунок 1 – диаграмма диода Шоттки с базой n-типа с ГУ и распределение объемного заряда в ОПЗ: а – состояние при нулевом смещении; б – первый момент после подачи прямого смещения U_f ; в – установившееся стационарное состояние при прямом смещении U_f

В случае, когда прямое напряжение существенно превышает величину контактной разности потенциалов U_K , имеют место следующие неравенства: $w_f \gg \lambda$, $w_0 \gg \lambda$ и $w_0 \gg w_f$. Поэтому при $U_R \gg U_K$ формула (3) принимает вид:

$$i(t) = \frac{eSN_t w_0}{2\tau_c} \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right). \quad (4)$$

В формуле (4) S – площадь барьерного контакта, N_t – концентрация дефектов с ГУ или глубоких центров (ГЦ), τ_c – постоянная времени захвата, обратно пропорциональная скорости захвата.

Таким образом, при изучении релаксации тока в диодной структуре при импульсном изме-

нении внешнего напряжения смещения можно определить следующие параметры ГУ:

1) энергию ионизации глубокого уровня E_t по наклону прямой Аррениуса, построенной в координатах $\ln(\tau_c T^2)$, $1/kT$, где T – температура, k – постоянная Больцмана;

2) сечение эмиссии НЗ σ_n при изучении заселенности ГУ электронами в зависимости от длительности опустошающего импульса (по аналогии с сечением захвата);

3) концентрацию дефектов с ГУ N_t по амплитуде тока релаксации.

Аналогичные выражения и выводы можно получить и для структуры Шоттки с базой р-типа, и для р⁺-n, n⁺-р переходов [1].

Неупорядоченные полупроводники. Основная проблема применения метода ТРСЗ к барьерным некристаллическим структурам заключается в некорректности применения существующего математического аппарата, разработанного для кристаллических полупроводников, и, следовательно, интерпретации экспериментальных результатов. Ситуация ухудшается еще больше, если исследовать методом ТРСЗ низкоразмерные барьерные структуры на основе неупорядоченных полупроводников. В неупорядоченных полупроводниках становится некорректным понятие поверхности Ферми, зон Бриллюэна, представление о едином тензоре эффективных масс, через компоненты которого можно выразить равновесные и кинетические характеристики веществ [7].

Концентрация свободных электронов n может быть найдена из соотношения, учитывающего плотность состояний в щели подвижности $g(E)$ [9], однако в общем случае вид функции $g(E)$ неизвестен, поэтому на практике n рассчитать проблематично. Концентрация свободных электронов может быть найдена из измерений проводимости исследуемого образца. В a-Si:H проводимость обусловлена в основном электронами, поскольку подвижность дырок примерно на два порядка величины меньше, чем у электрона. Таким образом, $n = \gamma / \mu_n$, где γ – удельная проводимость, μ_n – подвижность электронов, $\mu_n = 1..10 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ [7].

Удельная проводимость в неупорядоченных полупроводниках определяется соотношением

$$\gamma = \gamma_0 \exp\left(-\frac{E_C - E_F + W}{kT}\right), \quad (5)$$

где W – энергия активации прыжка в случае проводимости по локализованным состояниям, $W=0$, если проводимость связана с распространенными состояниями [7]. Последний случай

обычно наблюдается при комнатной температуре и выше. В результате получим:

$$e_n = \frac{c_n \gamma_0}{\mu_n} \exp\left(-\frac{E_C - E_T + W}{kT}\right). \quad (6)$$

Разность $E_C - E_T$ определяет энергию активации ГУ ΔE_t . Предполагая, что предэкспоненциальный коэффициент гораздо слабее зависит от температуры, чем экспоненциальный множитель, можно построить зависимость $\ln e_n$ от T^{-1} и по углу наклона определить $\Delta E_t + W$, а W можно найти из измерений температурной зависимости проводимости образца.

Экспериментальные результаты и расчет основных физических величин. При проведении измерений использовалась установка ТРСГУ, описываемая в [10].

Опытным образцом в первой части исследований являлась кремниевая р⁺-n структура с базой, легированной золотом. Напряжение на диоде переключалось из нулевого в обратное и из обратного в нулевое. В первом случае наблюдалась эмиссия электронов с ГУ, во втором – захват электронов на ГУ. В режиме эмиссии при постоянном опустошающем импульсе t_d варьировалось значение заполняющего импульса t_p . В режиме захвата, наоборот, – варьировалось значение опустошающего импульса при неизменном заполняющем. Следует добавить, что для результатов, полученных в режиме захвата, вместо понятия сечения захвата и скорости эмиссии, мы пользуемся так называемыми сечением эмиссии и скоростью захвата соответственно.

На рисунке 2 для р⁺-n структуры приведены спектры ТРСЗ для длительностей опустошающего импульса $t_d = 5000$ мкс и заполняющего импульса $t_p = 1000$ мкс. На спектрах наблюдается максимумы, что соответствует наличию глубоких уровней. Высота температурного максимума пропорциональна концентрации ловушек. Из спектров видно, что при уменьшении постоянной времени релаксации максимумы на спектрах сдвигаются в сторону больших температур. Кроме этого, были получены графики Аррениуса, из которых определялась энергия ионизации ГЦ.

На рисунке 3 представлены спектры ТРСГУ для р⁺-n структуры для длительностей опустошающего импульса $t_d = 5000$ мкс и заполняющего импульса $t_p = 1000$ мкс.

Во второй части эксперимента была исследована р-и-n структура на основе a-Si:H. На рисунке 4 для нее представлены ТРСГУ-спектры.

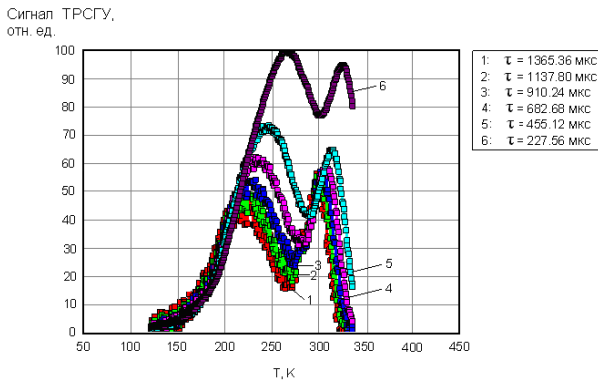


Рисунок 2 – Спектры ТРСЗ р+-п структуры, соответствующие разным постоянным временам настройки дискриминаторов, указанных на вкладке, для длительностей опустошающего импульса $t_d = 5000$ мкс и заполняющего импульса $t_p = 1000$ мкс

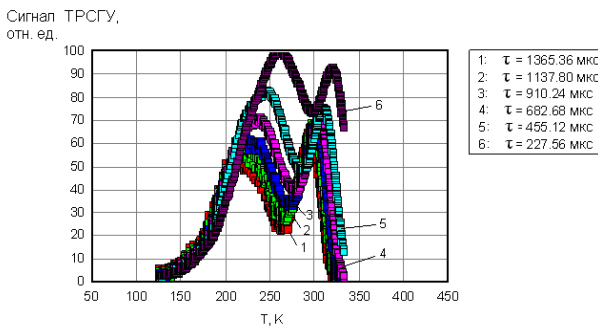


Рисунок 3 – Спектры ТРСГУ р+-п структуры, соответствующие разным постоянным временам настройки дискриминаторов, указанных на вкладке, для длительностей опустошающего импульса $t_d = 5000$ мкс и заполняющего импульса $t_p = 1000$ мкс

Описание результатов исследования методом ТРСГУ неупорядоченных полупроводников является более трудной задачей по сравнению с кристаллическими полупроводниками, поскольку их зонная энергетическая структура носит более сложный характер, что связано с квазинепрерывным распределением по энергии разрешенных для электрона состояний [11].

Барьеры в неупорядоченных полупроводниках отличаются от кристаллических, прежде всего, тем, что плотность объемного заряда в ОПЗ определяется не столько ионизированными примесями, как у кристаллических полупроводников, сколько ионизацией локализованных состояний в щели подвижности [11].

Фактически измерения ТРСГУ дают значение энергии ионизации ловушки E_t (рисунок 5), которая равна сумме энергии активации E_a и высоты потенциального барьера для захвата электронов E_σ [12]

$$E_t = E_a + E_\sigma \quad (7)$$

Также принято называть энергию активации

энтальпией ионизации, а высоту потенциального барьера – энтропией ионизации [13, 14].

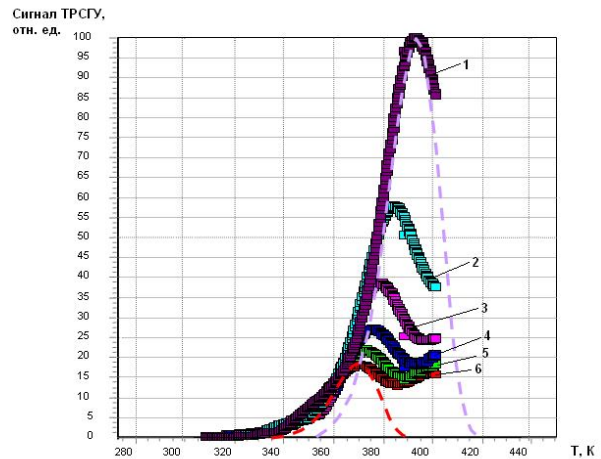


Рисунок 4 – ТРСГУ-спектры р-и-п структуры а-Si:H, соответствующие разным постоянным времени настройки дискриминаторов: 1 – 2275.6 мкс, 2 – 4551.2 мкс, 3 – 6826.8 мкс, 4 – 9102.4 мкс, 5 – 11378.0 мкс, 6 – 13653.6 мкс. Пунктиром показаны смоделированные спектры, соответствующие одному дискретному ГУ

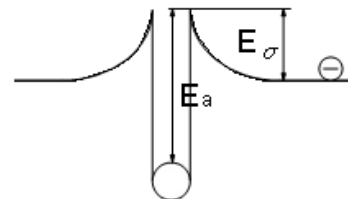


Рисунок 5 – Зонная диаграмма потенциального рельефа вблизи ГЦ

Кинетика захвата может быть описана выражением [12]

$$N_t(t_p) = N_{t\infty} (1 - \exp(-c_n t_p)), \quad (8)$$

где $N_t(t_p)$ – концентрация ловушек, соответствующая определенной постоянной времени релаксации (пропорциональна высоте пика ТРСГУ), $N_{t\infty}$ – концентрация, соответствующая максимальной длительности импульса заполнения, t_p – длительность импульса заполнения, $c_n = \sigma v_T n$ – скорость захвата, σ – сечение захвата, v_T – средняя тепловая скорость электронов, n – концентрация свободных электронов. Среднюю тепловую скорость электронов можно определить из известной формулы

$$v_T = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_n}} \quad (9)$$

Концентрация свободных электронов была определена из вольт-фарадных характеристик.

По зависимости $\ln[1 - N_t(t_p)/N_{t\infty}]$ от t_p можно определить сечение захвата. В идеальном случае зависимость должна быть линейной. Экспериментальные точки аппроксимировались прямой

линией по методу наименьших квадратов, и по углу наклона определялось σ .

Высоту барьера для захвата электронов находят из зависимости [12]

$$\sigma(T) = \sigma_{\infty} \exp\left(-\frac{E_{\sigma}}{kT}\right), \quad (10)$$

где σ_{∞} – постоянная, не зависящая от температуры.

При расчете были определены значения сечений эмиссии (захвата) и скоростей захвата (эмиссии). Для каждого значения опустошающего импульса задавались несколько значений заполняющих импульсов и соответствующие им концентрации ловушек. Таким образом, по зависимости $\ln[1-N_i(t_p)/N_{i0}]$ от t_p можно определить сечение захвата. Для ТРСГУ в режиме захвата следует ввести другое понятие – сечение эмиссии, которое можно определить по зависимости $\ln[1-N_i(t_d)/N_{i0}]$ от t_d , т.е. при постоянном заполняющем импульсе.

Далее, после получения набора значений σ , каждому из которых соответствует определенная температура, строилась зависимость $\sigma(T)$, из которой и определялась высота потенциального барьера для захвата электронов.

По данной методике также были рассчитаны основные физические величины для р-і-п структуры.

В таблицах 1 и 2 приведены экспериментально полученные энергии ионизации ловушек и рассчитанные значения высоты потенциального барьера для I и II ГУ в р+-п структуре.

Таблица 1 – Экспериментальные значения энергий ловушек и рассчитанные значения высоты барьера для первого ГУ в р+-п структуре на основе Si

Энергия ионизации, мэВ	Высота барьера, мэВ	Длительность импульсов напряжения, мкс	Напряжение, В (режим измерения)
214±32	47±20	$t_d = 5000$ $t_p = 100$	0÷-1 (эмиссия)
123±23		$t_d = 5000$ $t_p = 1000$	0÷-1 (эмиссия)
112±20		$t_d = 5000$ $t_p = 5000$	0÷-1 (эмиссия)
115±22		$t_d = 5000$ $t_p = 10000$	0÷-1 (эмиссия)
68±20	23±20	$t_p = 5000$ $t_d = 100$	-1÷0 (захват)
80±20		$t_p = 5000$ $t_d = 1000$	-1÷0 (захват)
94±22		$t_p = 5000$ $t_d = 10000$	-1÷0 (захват)

Таблица 2 – Экспериментальные значения энергий ловушек и рассчитанные значения высоты барьера для второго ГУ в р+-п структуре на основе Si

Энергия ионизации, мэВ	Высота барьера, мэВ	Длительность импульсов напряжения, мкс	Напряжение, В (режим измерения)
492±28	190±20	$t_d = 5000$ $t_p = 100$	0÷-1 (эмиссия)
551±42		$t_d = 5000$ $t_p = 1000$	0÷-1 (эмиссия)
508±20		$t_d = 5000$ $t_p = 5000$	0÷-1 (эмиссия)
504±22		$t_d = 5000$ $t_p = 10000$	0÷-1 (эмиссия)
587±60	302±20	$t_p = 5000$ $t_d = 100$	-1÷0 (захват)
583±55		$t_p = 5000$ $t_d = 1000$	-1÷0 (захват)
587±70		$t_p = 5000$ $t_d = 10000$	-1÷0 (захват)

Как видно из табличных данных, длительность импульсов напряжения менялась от 500 до 10000 мкс; при этом энергия ионизации в среднем составила 120 мэВ для первого ГУ и 540 мэВ для второго ГУ. Также в рассчитанной высоте потенциального барьера наблюдается различие в величине в зависимости от режимов измерения.

В таблице 3 представлены значения энергий ионизации локализованных состояний, полученные экспериментально, и рассчитанные значения высоты потенциального барьера для р-і-п структуры.

Таблица 3 – Экспериментальные значения энергий ловушек и рассчитанные значения высоты потенциального барьера для р-і-п структуры на основе а-Si:H

Энергия ионизации, мэВ	Высота барьера, мэВ	Длительность импульсов напряжения, мкс	Напряжение, В
1126±71	711±100	$t_d = 50000$ $t_p = 100$	+1÷0 (эмиссия)
910±20		$t_d = 50000$ $t_p = 1000$	+1÷0 (эмиссия)
765±37		$t_d = 50000$ $t_p = 10000$	+1÷0 (эмиссия)
658±129	343±100	$t_p = 50000$ $t_d = 100$	-1÷0 (захват)
911±48		$t_p = 50000$ $t_d = 1000$	-1÷0 (захват)
885±11		$t_p = 50000$ $t_d = 10000$	-1÷0 (захват)

Продолжение таблицы 3

763±56	831±100	$t_p = 50000$ $t_d = 100$	0÷+1 (захват)
803±50		$t_p = 50000$ $t_d = 1000$	0÷+1 (захват)
763±26		$t_p = 50000$ $t_d = 10000$	0÷+1 (захват)

Для p-i-n структуры на основе a-Si:H также наблюдается зависимость высоты барьера от режима измерения (в режиме эмиссии высота барьера увеличивается примерно в 2 раза).

Обсуждение результатов. P⁺-n структура. Исследования полупроводниковой барьерной структуры на основе кристаллического Si с базой, легированной Au, показали, что на спектрах ТРСГУ содержатся два пика интенсивности, что соответствует двум ГУ. Как известно, золото в кремнии создает два глубоко расположенных локальных уровня – донорный и акцепторный [15]. В связи с этим для кремния n-типа при $N_d > N_{Au}$ каждый акцепторный уровень ($E_C - E_A = 0.54$ эВ), захватив электрон, будет характеризоваться большим сечением захвата для дырок. Наши результаты дали среднее значение энергии ионизации для второго ГУ 525 мэВ для режима эмиссии и 545 мэВ для режима захвата (таблица 2). Сопоставив эти значения с литературными данными [13], можно сделать вывод, что второй ГУ образован примесью золота и перезарядается электронами.

Результаты, полученные для I ГУ (среднее значение $E_{icp} = 116$ мэВ), не нашли точного соответствия с данными, полученными в других исследованиях. Однако мы предполагаем, что данные ГЦ представляют собой A-центры – комплексы вакансия+кислород. Это подтверждается в литературе [16], где приведены результаты исследования ГУ в p⁺-n диодах методом изотермической релаксации емкости (ИРЕ). После облучения в интервале температур от 77 до 270 К наблюдались 4 вида радиационных дефектов, один из которых (A-центр) имел уровень $E_C - 0.17 \pm 0.01$ эВ (что близко к полученной нами величине энергии ловушек).

Правильность выбранных условий измерений определяется тем, что при увеличении длительностей импульсов напряжения количество участвующих в процессах захвата и эмиссии ловушек сначала увеличивается, а потом перестает изменяться. Например, при исследовании в режиме захвата при постоянной времени релаксации $\tau = 45.51$ мкс, увеличивая длительность заполняющего импульса t_p от 50 мкс до 100 мкс, концентрация электронов, захваченных на ловушки, увеличилась от $2.43 \cdot 10^{+15}$ см⁻³ до

$3.54 \cdot 10^{+16}$ см⁻³, а при дальнейшем увеличении t_p до 1000 мкс концентрация стала равна $4.71 \cdot 10^{+16}$ см⁻³. Это говорит о том, что наступает процесс насыщения и концентрация НЗ, участвующих в процессах перезарядки, перестает изменяться, т. е. для данного примера все электроны успевают захватываться на ловушки.

Следует заметить, что вышеописанная методика расчета позволяет получить значение сечений эмиссии (захвата) при температуре, стремящейся к бесконечности. Поэтому полученные величины σ , имеющие порядок $10^{-18} - 10^{-19}$ см², не противоречат этим представлениям. Поскольку σ зависит от таких параметров, как длительность импульсов напряжения, величина приложенного напряжения, температура, то очевидно, что при различных режимах измерений будут наблюдаться и различные величины сечений эмиссии (захвата). Для примера на рисунке 6 приведена температурная зависимость σ для II ГУ при постоянной времени релаксации 682 мкс. Заметим, что при $T \leq 290$ К данные значения были получены для режима захвата, а остальные – для режима эмиссии. На зависимости наблюдается уменьшение сечения эмиссии (захвата) при увеличении температуры, что находится в согласии с теоретическими представлениями.

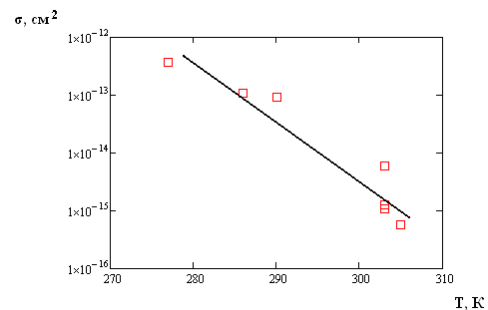


Рисунок 6 – Зависимость сечения эмиссии (захвата) от температуры при $\tau = 682$ мкс

P-i-n структура. При исследовании полупроводниковой барьерной p-i-n структуры на основе a-Si:H были получены спектры, на которых ярко выделяется острый пик, по температурному положению которого была рассчитана энергия ионизации соответствующего электронного уровня. Из таблицы 3 видно, что при увеличении длительности импульса заполнения от 100 мкс до 10 мс рассчитанная энергия ионизации ГУ уменьшалась от 1125 до 765 мэВ, что свидетельствует об изменении высоты потенциального барьера для захвата НЗ. В режиме эмиссии при соответствующих условиях такого явления не наблюдалось. В этом выражается отличие кинетики эмиссии от кинетики захвата НЗ на ГУ.

Величина концентрации ловушек составляла порядка 10^{10} - 10^{11} см⁻³, что представляет собой характерные величины для a-Si:H.

Моделирование ТРСГУ-спектров показало, что реальный спектр практически совпадает по форме и ширине со спектром для одного ГЦ (на рисунке 4 пунктирные линии).

Средняя энергия ионизации составляет 830 мэВ. По ранее полученным экспериментальным данным [7] ширина щели подвижности a-Si:H составляет 1,7–1,8 эВ. Учитывая также типичную зонную диаграмму a-Si:H (рисунок 7) [17], можно сделать вывод, что наши измерения дают значение концентрации дефектов, создающих плотность локализованных состояний в середине щели подвижности.

Однако при интерпретации результатов исследования неупорядоченных полупроводников методами ТРСЗ и ТРСГУ остается некорректность использования таких понятий, как «эффективная масса», «эффективная плотность состояний в разрешенной зоне».

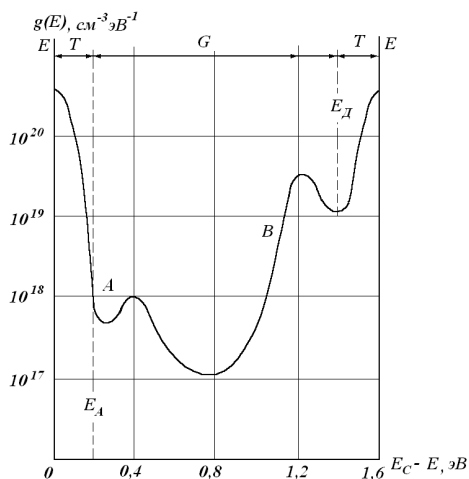


Рисунок 7 – Распределение плотности состояний в a-Si:H: E – распространённые состояния; T – состояния в хвостах зон; G – состояния в щели подвижности; A – акцепторноподобные состояния; B – донорноподобные состояния

Заключение. Таким образом, продемонстрированы результаты впервые проведенных исследований кремниевой p+-n структуры на основе Si и p-i-n структуры на основе a-Si:H методом ТРСЗ. Было показано, что целесообразно использовать оба режима – эмиссию и захват, поскольку экспериментальные данные ТРСГУ и ТРСЗ хорошо согласуются друг с другом и позволяют создать наиболее полную картину о ГУ. Однако у этих режимов существуют и некоторые отличия. Во-первых, имеется разница в величине энергии ионизации и соответственно в высоте потенциального барьера, как видно из таблиц 1-3. Во-вторых, для режи-

мов эмиссии и захвата характерна различная температурная зависимость сечения захвата (эмиссии), что иллюстрируется рисунком 6. Также при исследовании p-i-n структуры наблюдалась зависимость энергии ионизации от длительности импульса заполнения это позволяет сказать, что процессы захвата НЗ на ГУ не являются физически эквивалентными процессам эмиссии НЗ с ГУ.

Таким образом, методами ТРСГУ и ТРСЗ можно изучать динамические свойства ГУ, а экспериментальные результаты могут быть полезными при проектировании различных приборов и устройств на основе барьерных полупроводниковых структур.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ.

Библиографический список

1. Электрические методы исследования разрывов энергетических зон в полупроводниковых микро- и наногетероструктурах: учеб. пособие / В.Г. Литвинов, О.А. Милованова, Н.Б. Рыбин. Рязань: РГРТУ, 2009. 52 с.
2. Lang D.V. Deep level transient spectroscopy: a new method to characterize traps in semiconductors // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 3023-3032.
3. Schmalz K., Yassievich I.N., Rucker H., Grimmeis H.G. Characterization of Si/Si1-xGex/Si quantum wells by space-charge spectroscopy // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. P. 14287-14301.
4. Hyun C.H, Shur M.S., Madan A. Determination of the density of localized states in fluorinated a-Si using deep level transient spectroscopy // J Appl. Phys., 1982, v. 41, No.2, p. 178-180.
5. Зубков В.И. Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса. СПб., ООО «Техномедиа». Изд-во «Элмор», 2007. 220 с.
6. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977. 562 с.
7. Неупорядоченные полупроводники / А.А. Айвазов, Б.Г. Будагян, С.П. Вихров, А.И. Попов; под ред. А.А. Айвазова. М.: Высшая школа, 1995. 252 с.
8. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. М.: Высшая школа, 1977. 447 с.
9. Практические аспекты применения метода DLTS для исследования электронных состояний в неупорядоченных полупроводниках / В.Г. Литвинов, В.Г. Мишустин, В.В. Гудзев и др.// Тез. докл. VI межд. конф. «Аморф. и микрокр. полупроводники». СПб., 2008. С. 164 – 165.
10. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней: метод. указ. к лабораторной работе / РГРТУ; сост.: В.Г. Литвинов, В.К. Батищев, А.В. Лабугин, М.В. Зубков. Рязань, 2007. 24 с.
11. Исследование контактных явлений в барьерных структурах на основе неупорядоченных полупроводников / А.П. Авачев, Д.В. Алмазов,

Н.В. Вишняков и др. // Приложение к журналу «Вестник РГРТУ». Рязань. 2009. № 4.

12. Электрофизические свойства и катодолюминесценция структур ZnSSe/ZnMgSSe / В.И. Козловский, И.П. Казаков, В.Г. Литвинов и др. // Вестник РГРТУ. 2005. № 16. С. 79-84.

13. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней / А.А. Денисов, Г.С. Дорджин, В.Н. Лактюшкин, Ю.Г. Садофьев // Обз. по электр. технике. 1986. № 8. 73 с.

14. Релаксационная спектроскопия глубоких

уровней / Г.С. Дорджин, В.Н. Лактюшкин, М.В. Сорокина // Обз. по электр. технике. 1989. № 4. 73 с.

15. Кремниевые планарные транзисторы / под ред. Я.А. Федотова. М.: Сов. Радио, 1973. 336 с.

16. Берман Л.С., Лебедев А.А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л.: Наука, 1981. 176 с.

17. Физика гидрогенизированного аморфного кремния: Вып. I. Структура, приготовление и приборы: пер. с англ./ под ред. Дж. Джоунупулоса, Дж. Люковски. М.: Мир, 1987. 368 с.

УДК 621.315.592

В.Г. Литвинов, В.И. Козловский, О.А. Милованова, Н.Б. Рыбин

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ ZnCdS/ZnSSe С ЗОННОЙ ДИАГРАММОЙ ВТОРОГО ТИПА

Проведено моделирование излучательных переходов в квантово-размерных структурах ZnCdS/ZnSSe с зонной диаграммой второго типа, учитывающее зависимость энергетической зонной диаграммы от составов, толщин слоев, образующих гетероструктуру, и упругих механических напряжений, возникающих из-за рассогласования контактирующих материалов по постоянной решетки и температурного коэффициента линейного расширения. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными спектрами катодолюминесценции показывает согласие теоретического и экспериментального значения энергии излучательного перехода при низком уровне накачки. При моделировании энергии излучательного перехода в квантовой яме в структуре ZnCdS/ZnSSe учтен эффект образования треугольной квантовой ямы для дырок в барьерном слое при высоких концентрациях электронов в прямоугольной квантовой яме.

Ключевые слова: гетероструктура, квантовая яма, зонная диаграмма.

Введение. Одним из важных направлений физики полупроводников последних десятилетий является физика квантово-размерных гетероструктур, называемых также наноструктурами. В наноструктурах движение носителей заряда ограничено в одном или более направлениях, что ведет к кардинальному изменению энергетического спектра носителей заряда, фононов и возникновению целого ряда новых физических явлений. Все больше и больше создается новых электронных приборов с использованием квантовых ям (КЯ) и барьеров. Лазеры на КЯ обладают преимуществами по сравнению с полупроводниковыми лазерами на кристаллах. Энергия кванта излучения определяется шириной запрещенной зоны и энергетическим спектром электронов и дырок в материале, образующем активную область лазера. Управляя этими параметрами, можно получить необходимую энергию кванта излу-

чения. Порог генерации на КЯ значительно ниже, что позволяет работать при комнатной температуре с высоким КПД [1].

В последнее время появилось множество работ, посвященных созданию и исследованию наноструктур на основе соединений A_2B_6 , перспективных для изготовления полупроводниковых лазеров для сине-зеленой области спектра. Для лазерных применений интересны гетероструктуры с КЯ на основе $Zn_xCd_{1-x}S/ZnS_ySe_{1-y}$ с зонной диаграммой II-типа. Данная структура потенциально может быть использована для создания полупроводниковых излучателей и лазеров сине-зеленого диапазона. Однако для указанных структур отсутствуют систематизированные данные об электрофизических и оптических свойствах, что делает актуальным их исследование.

На электрофизические и оптические свойства полупроводниковых приборов с использо-

ванием гетеропереходов наиболее существенное влияние оказывают такие характеристики гетеропереходов, как величины разрывов зоны проводимости и валентной зоны, качество гетерограницы, концентрация носителей заряда (НЗ) на уровнях размерного квантования в КЯ. Величина разрыва разрешенной энергетической зоны определяет глубину потенциальной ямы для НЗ, эффективность сбора НЗ в потенциальной яме, что влияет на эффективность и энергию излучательных переходов.

Цель работы – исследование энергетического спектра носителей заряда, величин разрывов разрешенных энергетических зон, энергии излучательных переходов в квантово-размерных слоях (КРС) на основе $Zn_xCd_{1-x}S/ZnS_ySe_{1-y}$ с различной конфигурацией квантово-размерной части, а также моделирование перечисленных характеристик с учетом параметров КРС и физических явлений, возникающих при контакте разных материалов.

Теория. Объектами исследования были выбраны квантово-размерные структуры с квантовыми ямами $Zn_xCd_{1-x}S/ZnS_ySe_{1-y}$, выращенные на подложках GaAs(100) методом парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений.

На монокристаллической подложке вначале выращивается буферный слой, а затем на этом слое выращиваются барьерные слои и слои одной или нескольких квантовых ям. Буферный слой предотвращает влияние подложки, его толщина может выбираться по разным критериям. Толщины слоев в квантово-размерной части структуры стараются выбирать такими, чтобы обеспечить нужный электронный спектр уровней и не допустить превышение величины упругих напряжений выше критического значения, выше которого наблюдается релаксация упругих напряжений путем генерации структурных дефектов. После завершения эпитаксиального роста полученная структура охлаждается, и из-за рассогласования коэффициента температурного расширения (КТР) материалов подложки и выращенных слоев из разных материалов в структуре возникают дополнительные упругие напряжения.

Упругие напряжения в структуре с одной КЯ (конфигурация подложка GaAs – буферный слой ZnS_ySe_{1-y} – слой КЯ $Zn_xCd_{1-x}S$ – покровный слой ZnS_ySe_{1-y}), обусловленные различием КТР, будут иметь две составляющие. Первая составляющая возникает из-за различия КТР материалов подложки GaAs и буферного слоя ZnS_ySe_{1-y} , а вторая – из-за различия КТР материалов буферного и верхнего слоев ZnS_ySe_{1-y} и КЯ $Zn_xCd_{1-x}S$.

Для GaAs температурная зависимость КТР

хорошо известна в широком диапазоне температур, что нельзя сказать о рассматриваемых тройных соединениях A_2B_6 . Температурные зависимости КТР твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}S$ при различном содержании Zn были определены методом линейной интерполяции из известных литературных данных [2,3] для $\alpha^{ZnSe}(T)$, $\alpha^{CdS}(T)$ и $\alpha^{ZnS}(T)$. Величину относительной деформации, вызванной различием КТР материалов, в слое КЯ можно определить из выражения (1), где слой КЯ окружен двумя барьерными слоями:

$$\varepsilon_{\Delta T} = \int_{T_e}^{T_g} [\alpha^{ZnSSe}(T) - \alpha^{GaAs}(T)] dT - \int_{T_e}^{T_g} [\alpha^{ZnSSe}(T) - \alpha^{ZnCdS}(T)] dT. \quad (1)$$

На рисунке 1 представлена зависимость величины относительной деформации в слое КЯ от содержания Zn. Расчеты, представленные на зависимости проводились при $T_g = 733$ К, что соответствует температуре роста экспериментальных КРС $Zn_xCd_{1-x}S/ZnS_ySe_{1-y}$ методом ПФЭМОС, и $T_e = 100$ К, что примерно соответствует температуре, начиная с которой, проводились измерения спектров токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней в указанной КРС.

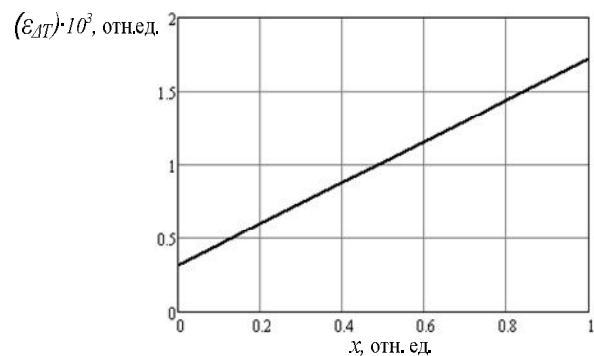


Рисунок 1 – Зависимость величины относительной деформации в КЯ от содержания Zn в материале КЯ в структуре $Zn_xCd_{1-x}S/ZnSSe$

Как видно из рисунка 1, относительная деформация, вызванная различием КТР материалов, при определенном соотношении составов твердых растворов может отсутствовать.

Сравнение величин относительных деформаций из-за различия КТР ($\varepsilon_{\Delta T}$) и постоянных решеток (ε) на рисунке 2 позволяет оценить, какой из эффектов преобладает.

Расчеты показывают, что упругие напряжения в КЯ из-за рассогласования КТР и упругие напряжения из-за различия постоянных решеток будут соизмеримы при таких составах, когда барьерные слои и слои КЯ будут практически

согласованы по постоянной решетке. Следовательно, для расчета зонных диаграмм квантово-размерной структуры на основе гетероперехода $Zn_xCd_{1-x}S/ZnS_ySe_{1-y}$ достаточно ограничиться учетом вклада в положение краев разрешенных зон упругих напряжений, обусловленных различием постоянных решеток материалов слоев КРС.

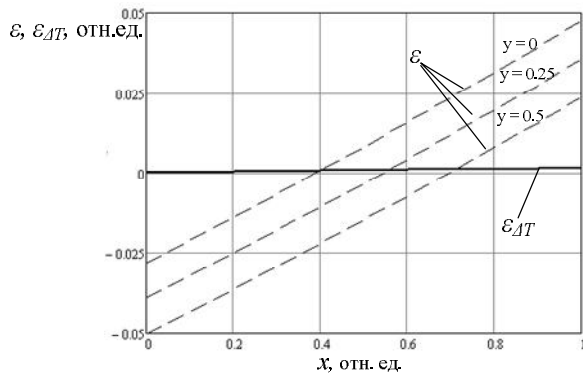


Рисунок 2 – Зависимость величины относительной деформации, обусловленной рассогласованием КТР $\varepsilon_{\Delta T}$ и рассогласованием постоянных решеток ε материалов слоев

Упругие напряжения в эпислое приводят к изменению ширины запрещенной зоны, положения краев зоны проводимости и валентной зоны и, следовательно, к изменению глубины КЯ [4, 5, 6]. В диапазоне составов, когда постоянная решетки $Zn_xCd_{1-x}S$ больше постоянной решетки ZnS_ySe_{1-y} , слой $Zn_xCd_{1-x}S$ в плоскости эпитаксиального роста будет испытывать деформацию сжатия, в направлении эпитаксиального роста – деформацию растяжения.

Упругую деформацию, обусловленную рассогласованием постоянных кристаллических решеток материалов, можно разложить на 2 составляющие: изотропную (сдвигает по энергии зону проводимости и валентную зону относительно их равновесных положений) и одноосную (составляющая расщепляет валентную зону на подзоны тяжелых и легких дырок) [7-9].

При расчете величин разрывов энергетических зон для структур с одиночной КЯ следует различать докритические и закритические значения толщины слоя КЯ. Если значение толщины слоя КЯ с заданным содержанием цинка меньше критической толщины, то при расчетах величин разрывов зон следует учитывать влияние на зонную структуру упругих напряжений, обусловленных рассогласованием постоянных кристаллической структуры материалов буферного слоя и КЯ и различием КТР материалов подложки, буферного слоя и КЯ. В противоположном случае, когда толщина слоя КЯ имеет закритическое значение, упругие напряжения из-

за рассогласования постоянных кристаллической структуры релаксируют полностью или частично за счет введения дислокаций несоответствия.

Авторами [10] проведены расчеты по определению критической толщины слоев на основе полупроводниковых соединений A_2B_6 :

$$h_c = \frac{b(1 - \sigma_a \cos^2 \beta)}{8\pi f_m (1 + \sigma_a) \sin \alpha \sin \beta} \ln \left(\frac{\rho_c h_c}{q} \right), \quad (2)$$

где $b = 0,4008$ нм – длина вектора Бюргерса, угол α равен углу между нормалью к поверхности пленки и линией дислокации, угол β является углом между линией дислокации и вектором Бюргерса, ρ_c – параметр нелинейности, обычно принимается равным единице, $q = b$ – радиус дислокации (отсчитывается от линии дислокации) [10]. Для 60° дислокаций

$$\alpha = \arctg \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right), \quad \beta = \frac{\pi}{3} \quad [11].$$

Однако экспериментальная критическая толщина (h_c) лучше описывается эмпирическим выражением, предложенным Коэном – Солалом [10]:

$$h_c = A f_m^{-\frac{3}{2}}, \quad (3)$$

где $A = 0,045$ нм, f_m – параметр несоответствия;

$$f_m = \frac{\Delta a}{a},$$

где a – параметр кристаллической решетки.

Согласно формуле Коэна – Солала, критическая толщина пленки равна толщине, при которой энергия от упругих напряжений, обусловленных дислокациями, и энергия полностью релаксированного слоя равны.

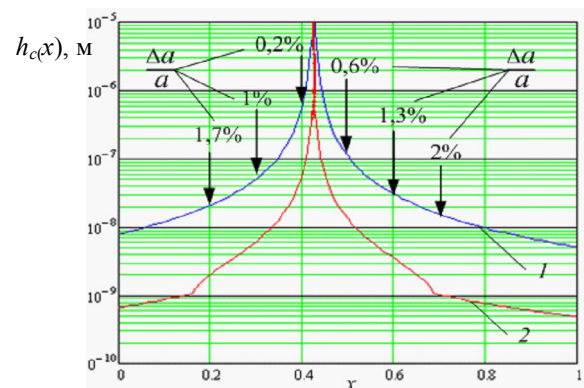


Рисунок 3 – Зависимость критической толщины слоя КЯ $Zn_xCd_{1-x}S$ от содержания Zn при фиксированном значении S $y=0.06$. Кривые 1 и 2 соответствуют выражениям 2 и 1

При содержании цинка (x) 43 % в материале КЯ и серы (y) 6 % в составе барьерного слоя

(рисунок 3) критическая толщина резко увеличивается, и это соответствует равенству постоянных решеток материалов слоев $Zn_xCd_{1-x}S$ и ZnS_ySe_{1-y} .

Для определения изменения величин разрывов разрешенных энергетических зон воспользуемся моделью идеального твердого тела (“model-solid theory” [5]), предложенной Ван де Вэйлом в 1989 г. для бинарных полупроводников [6, 11], и используем ее для твердых растворов в приближении линейной интерполяции электрических и физических параметров полупроводниковых материалов. Энергетическая диаграмма для структуры $Zn_xCd_{1-x}S/ZnS_ySe_{1-y}$ представлена на рисунке 4.

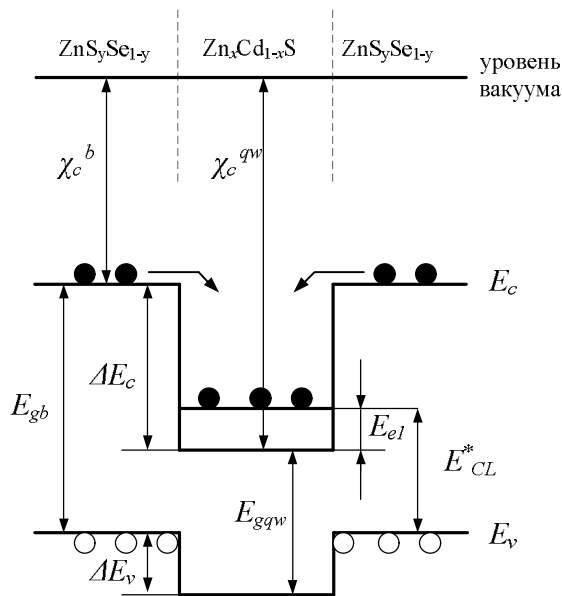


Рисунок 4 – Энергетическая диаграмма для структуры $Zn_xCd_{1-x}S / ZnS_ySe_{1-y}$

Как видно из рисунка, конфигурация зонной диаграммы, когда наблюдается неполное перекрытие запрещенных зон контактирующих материалов, соответствует II типу конфигурации зонных диаграмм [1].

В качестве исходных данных для моделирования энергетического спектра НЗ, расчета разрывов разрешенных зон с учетом упругих механических напряжений использовались параметры бинарных соединений ZnS, ZnSe и CdS, имеющих кристаллическую решетку типа сфалерита. Основные параметры бинарных соединений указаны в таблице 1.

Здесь: a_0 – параметр кристаллической решетки; E_g – оптическая ширина запрещенной зоны; χ_c – электронное сродство; a_c, a_v – гидростатические деформационные потенциалы зоны проводимости и валентной зоны; C_{11}, C_{12} – упругие постоянные; b – потенциал деформации сдвига валентной зоны; Δ_0 – энергия спин-орбитального расщепления.

Таблица 1 - Параметры ZnS, ZnSe и CdS [5, 12-15]

Параметр	ZnSe	ZnS	CdS
$a_0, \text{Å}$	5,6676 [12]	5,4093 [12]	5,832 [12]
$\chi_c, \text{эВ}$	4,09 [13]	3,90 [13]	4,79 [13]
$a_c, a_v, \text{эВ}$	-4,17; 1,65 [12]	-4,09; 2,31 [12]	-2,579; 1,45 [12]
$C_{11}, C_{12}, \text{Мбар}$	0,826; 0,498 [14]	1,067; 0,666 [14]	0,968; 0,617 [14]
$b, \text{эВ}$	-1,20 [14]	-1,25 [14]	-1,10 [14]
$\Delta_0, \text{эВ}$	0,430 [5]	0,070 [5]	0,068 [5]
$dE_g/dT, \text{эВ/К}$	$-7,2 \cdot 10^{-4}$ [15]	$-5,3 \cdot 10^{-4}$ [15]	$-5,0 \cdot 10^{-4}$ [15]

В приближении линейной интерполяции получаем, что постоянная кристаллической решетки для соответствующего твердого раствора может быть найдена из следующих соотношений:

$$a_0^{qw}(x) = a_{0ZnS} \cdot x + a_{0CdS} \cdot (1-x),$$

$$a_0^b(y) = a_{0ZnS} \cdot y + a_{0ZnSe} \cdot (1-y),$$

где a_0^{qw} – параметр постоянной кристаллической решетки для материала квантовой ямы $Zn_xCd_{1-x}S$, a_0^b – параметр постоянной кристаллической решетки для материала буферного или барьерного слоя ZnS_ySe_{1-y} . Индексы “qw” и “b” обозначают то, что соответствующий параметр относится к материалу КЯ или барьерного слоя.

Величины сдвигов краев зон из-за упругой деформации определяются соответственно через деформационные потенциалы зоны проводимости (a_c) и валентной зоны (a_v), которые являются составляющими изотропного деформационного потенциала. Одноосную составляющую определяют через одноосный деформационный потенциал (b):

$$dE_c = a_c \frac{\Delta\Omega}{\Omega}, \quad dE_{v.av} = a_v \frac{\Delta\Omega}{\Omega},$$

где $\Delta\Omega/\Omega = \varepsilon_1 + \varepsilon_1 + \varepsilon_1$ – относительное изменение объема элементарной ячейки, измеряемое суммой относительных деформаций в направлении, параллельном плоскости роста слоев $\varepsilon_{||}$, и в направлении роста ε_{\perp} . Положение усредненного уровня потолка валентной зоны напряженной структуры определяется из выражения [6]:

$$E_{v.av}^S = E_{v.av} + dE_{v.av},$$

где $E_{v.av}$ – усредненный уровень потолка валентной зоны ненапряженной структуры. При наличии упругих напряжений происходит расщепление подзон легких и тяжелых дырок. Положение потолка валентной подзоны тяжелых дырок в напряженной КЯ определяется из выражения [6]:

$$E_{vhh} = E_{v.av}^s + \frac{\Delta_{0qw}}{3} - \frac{1}{2} \delta E_{001},$$

где $\delta E_{001} = 2b_{qw}(\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel})$.

Соответственно положение потолка валентной подзоны легких дырок будет [6]:

$$dE_{vhh} = E_{v.av}^s - \frac{\Delta_{0qw}}{6} + \frac{1}{4} \delta E_{001} + \frac{1}{2} \left[\Delta_{0qw}^2 + \Delta_{0qw} \delta E_{001} + \frac{9}{4} \delta E_{001}^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Для расчета величин разрывов разрешенных энергетических зон была выбрана модель, отличающаяся своей простотой и наглядностью, – правило электронного сродства.

Согласно правилу электронного сродства разрыв зоны проводимости $\Delta E_c(x,y)$ при контакте двух различных ненапряженных полупроводников равен разности значений сродства к электрону:

$$\Delta E_c(x,y) = \chi_c^{qw}(x) - \chi_c^b(y). \quad (4)$$

Разрыв зоны проводимости с учетом упругих напряжений:

$$\Delta E_c^s(x,y) = \Delta E_c(x,y) + dE_c(x,y) \quad (5)$$

Результаты расчета величин разрывов разрешенных энергетических зон с учетом и без учета упругих напряжений, обусловленных различием постоянных решеток материалов слоев КРС, представлены на рисунке 5.

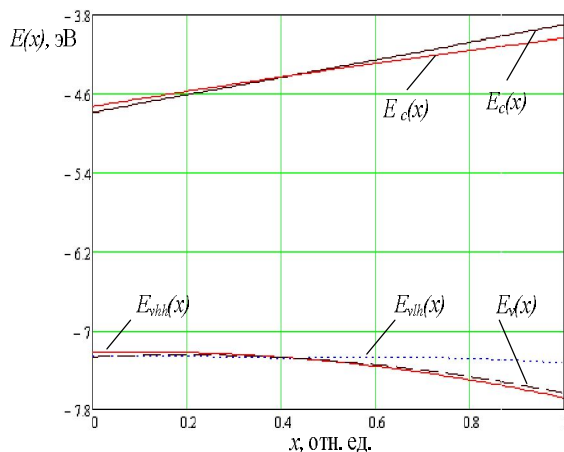


Рисунок 5 – Положение краев разрешенных энергетических зон относительно уровня вакуума материала КЯ $Zn_xCd_{1-x}S$ шириной 5 нм в обкладках $ZnS_{0,06}Se_{0,94}$ в зависимости от содержания цинка (x) (индекс “s” относится к напряженной КЯ)

Положение потолка валентной зоны ненапряженной структуры относительно уровня вакуума показано кривой $E_v(x)$. Положение подзоны тяжелых и легких дырок относительно уровня вакуума показано кривыми $E_{vhh}(x)$ и $E_{vlh}(x)$ соответственно.

Из рисунка видно, что в зависимости от содержания цинка в материале КЯ ($Zn_xCd_{1-x}S$) и под воздействием одноосного деформационного потенциала валентная зона расщепляется на подзоны легких и тяжелых дырок.

Согласованный по постоянной решетки с GaAs твердый раствор $ZnS_{0,06}Se_{0,94}$ содержит 6 % серы. При таком составе твердого раствора барьерного слоя слой $Zn_xCd_{1-x}S$ испытывает деформацию сжатия в диапазоне x от 0 до 0,43. Далее, при увеличении содержания цинка (x) будет наблюдаться растяжение в плоскости слоя КЯ.

Таким образом, расчеты показывают, что упругие напряжения сжатия (растяжения) увеличивают (уменьшают) ширину запрещенной зоны, тем самым уменьшая (увеличивая) разрыв зоны проводимости и увеличивая (уменьшая) разрыв валентной зоны.

Разрыв зоны проводимости в квантово-размерной структуре с одиночной квантовой ямой $Zn_xCd_{1-x}S/ZnS_{0,06}Se_{0,94}$, выращенной методом парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений, уменьшается от 770 до 360 мэВ при увеличении содержания цинка (x) в квантовой яме от 0 до 40 %.

Подбирая определенное содержание цинка (x) в $Zn_xCd_{1-x}S$ и серы (y) в ZnS_ySe_{1-y} , можно получить согласованную по постоянной решетки гетероструктуру $Zn_xCd_{1-x}S/ZnS_ySe_{1-y}$.

Вычисление энергии основного уровня размерного квантования электронов в структуре $Zn_xCd_{1-x}S/ZnS_ySe_{1-y}$ проводилось в предположении прямоугольной КЯ с широкими барьерами и конечной глубиной по известным параметрам КЯ: ширине (L), содержанию цинка в материале КЯ (x), значению эффективной массы электрона в КЯ и барьерах. Высота потенциального барьера КЯ, то есть величина разрыва зоны проводимости ΔE_c^s , определена выше по выражению (5). Решая уравнение Шредингера, можно найти уровни квантования. Первый уровень находится из формулы:

$$L \sqrt{\frac{2m_n^{qw}(x)E_{e1}}{\hbar^2}} = 2 \arccos \sqrt{\frac{E_{e1}}{\Delta E_c^s}}, \quad (6)$$

где m_n^{qw} – эффективная масса электрона в КЯ, найденная методом линейной интерполяции из эффективных масс бинарных соединений; L – ширина КЯ; E_{e1} – энергия основного уровня размерного квантования электронов в КЯ [16].

При полном заполнении электронами основного уровня размерного квантования двумерный электронный газ становится вырожденным. Начинают заполняться электронами более высокие уровни. Накапливающийся отрицательный заряд

будет приводить к изгибу энергетических зон вблизи интерфейса вверх. За счет этого изгиба в валентной зоне для дырок образуются треугольные КЯ (рисунок 6), появляются дополнительные энергетические уровни размерного квантования.

Размерное квантование дырок будет приводить к увеличению энергии излучательной рекомбинации электронов в прямоугольной КЯ с дырками в треугольной КЯ. Для количественной оценки рассматриваемого эффекта необходимо согласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона.

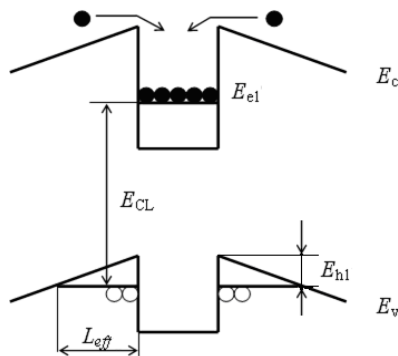


Рисунок 6 – Зонная диаграмма гетероструктуры с КЯ II типа при высоком уровне накачки. E_{el} и E_{eh1} – энергия основного уровня размерного квантования электронов и тяжелых дырок соответственно, E_{CL} и E_{CL}^* – энергии излучательных переходов

Здесь мы рассмотрим простую модель: квантование электронов происходит в прямоугольной яме, а дырок – в треугольной яме. Для расчета энергии основного уровня размерного квантования дырок E_{eh1} воспользуемся известными соотношениями [17]:

$$E_{eh1} = 1,86 \left(\frac{eF\hbar}{\sqrt{m_{hh}}} \right)^{2/3}, \quad (7)$$

где \hbar – постоянная Планка, e – заряд электрона, m_{hh} – эффективная масса тяжелой дырки, F – напряженность электрического поля. Подробнее о расчете энергии E_{eh1} написано в [18].

При малой концентрации неравновесных носителей возможно образование экситонов даже при пространственном разделении электрона и дырки, однако при концентрациях порядка 10^{18} см^{-3} этим эффектом можно пренебречь.

Зная величины смещения подзон электронов, тяжелых и легких дырок, ширину запрещенной зоны материала КЯ, можно определить энергии оптических межзонных переходов:

$$E_{pehh}(x,y,L,L_b,n_{qw}) = E_{gb}(y) + E_{el}(x,y,L,L_b) + E_{eh1}(x,L,n_{qw}) - \Delta E_c^s(x,y), \quad (8)$$

$$E_{pehh}^s(x,y,L,L_b,n_{qw}) = E_{gb}(y) + E_{el}(x,y,L,L_b) + E_{eh1}(x,L,n_{qw}) - \Delta E_c^s(x,y),$$

где E_{pehh} – энергия оптического межзонного перехода, индекс «s» указывает на учет упругих напряжений из-за рассогласования постоянных решеток слоев.

Очевидно, что энергия оптического межзонного перехода в структуре ZnCdS/ZnSSe зависит от параметров квантово-размерной части структуры и от величины концентрации накопленных в КЯ носителей заряда.

Эксперимент. Полученные выражения были использованы для расчета энергии излучательного перехода, связанного с КЯ в гетероструктуре $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}/\text{ZnS}_{0,06}\text{Se}_{0,94}$ с одиночной квантовой ямой (ОКЯ). Образцы были выращены методом парофазной эпитаксии из металло-органических соединений (ПФЭМОС) на подложке p+-GaAs, разориентированной на 10^0 от плоскости (001) к (111). Буферный и покровный слой $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}$ с содержанием серы 6 % практически были согласованы по постоянной решетки с подложкой GaAs. Параметры образцов представлены в таблице 2. Детали роста описаны в [19].

Таблица 2 - Параметры исследованных образцов

№ образца	458	561
Толщина КЯ $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$, нм	5	11,3
Содержание Zn (молярная доля) в КЯ, x	0,4	0,1
Толщина покровного слоя $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}$, нм	100	100
Толщина буферного слоя $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}$, нм	600	600
Содержание S (молярная доля) в покровном и буферном слое, y	0,06	0,06

На рисунках 4 и 6 изображена схема излучательных переходов при катодоллюминесценции в структуре с зонной диаграммой II типа.

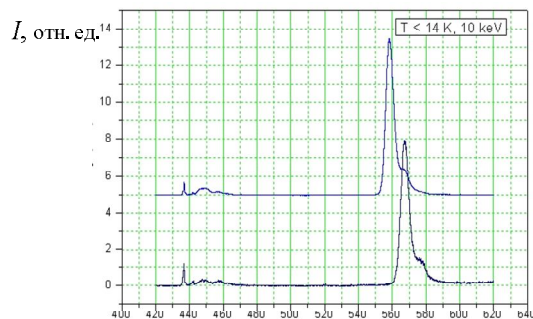
Экспериментальные результаты и их обсуждение. Структуры исследовались методом катодоллюминесценции (КЛ).

Низкотемпературные ($T < 14 \text{ K}$) спектры КЛ образцов № 561 и 458 представлены на рисунке 7.

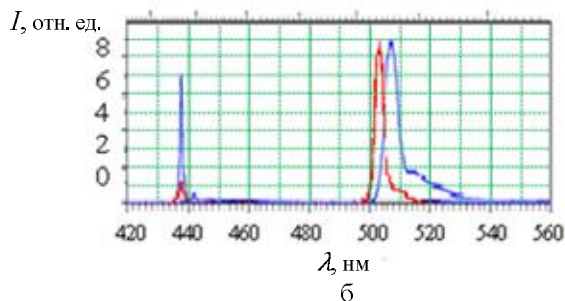
Спектры КЛ образцов № 561 и 458 состоят в основном из двух линий. На всех спектрах присутствует линия излучения в коротковолновой области, имеющая максимум около $\lambda = 438 \text{ нм}$ (рисунок 7, а), которая обусловлена излучательной рекомбинацией в слое $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}$. Интенсивность (I) второй линии с максимумом около $\lambda = 560 \text{ нм}$ (образец № 561) возрастала более чем на порядок при увеличении плотности

тока в пучке j_e от 10^{-6} до 10^{-1} А/см² при постоянной величине тока электронного пучка 1 мкА.

В образце № 458 вторая линия с максимумом наблюдалась в диапазоне длин волн 504-508 нм при $j_e = 10^{-6}$ А/см² (рисунок 7, б). Эта вторая линия сдвигалась в сторону больших энергий на 10-20 мэВ при увеличении j_e . Длинноволновая линия излучения связана с излучением на границе раздела слоев $Zn_xCd_{1-x}S/ZnS_ySe_{1-y}$ из-за рекомбинации электронов с основного уровня размерного квантования в КЯ E_{el} с дырками в слое ZnS_ySe_{1-y} вблизи границы раздела. Ее смещение в сторону коротких волн с ростом уровня накачки может быть связано с накоплением электронов в КЯ и дырок в барьерных слоях вблизи интерфейса, что приводит к заметному искривлению зон.



а



б

Рисунок 7 – Спектры катодолуминесценции:
а – спектры КЛ образца № 561, измеренные при низких температурах (две кривые соответствуют разным точкам в центре и на краю поверхности образца); б - спектры катодолуминесценции образца № 458, измеренные при низких температурах и разных плотностях тока накачки

Различие между энергетическими положениями указанных линий излучения ΔE_{CL} составило соответственно около 388 мэВ и 646 мэВ для образцов № 458 и № 561.

Полученные на КЛ спектрах энергии излучательных переходов занесены в таблицу 3.

В КРС, возбужденных лазерным или электронным пучком, основным каналом рекомбинации неравновесных электронно-дырочных пар является переход между основными состоя-

ниями размерного квантования электронов и дырок в соответствующих зонах (рисунок 6). Энергетическое положение излучательного перехода в этом случае содержит в себе информацию о ширине запрещенной зоны материала, величинах энергий основных состояний электронов и тяжелых (легких) дырок.

Таблица 3 - Энергии излучательных переходов на спектрах катодолуминесценции при $T = 14$ К

№ образца	E_b^{cl} , эВ	E_{qw}^{cl} , эВ
458	2,831	2,443
561	2,831	2,185

Для структуры $ZnCdS/ZnSSe$ энергию оптического межзонного перехода в КЯ можно привести к следующему виду:

$$E_{CL}(x,y,L,L_b,n_{qw}) = E_{CL}^0(x,y,L,L_b) + \Delta E_{CL}^{qw}(n_{qw}),$$

$E_{CL}^0(x,y,L,L_b)$ – энергия оптического межзонного перехода без учета величины концентрации накопленных в КЯ носителей заряда (т.е. без учета образования треугольной КЯ для дырок).

Сдвиг линии излучения на спектре КЛ $\Delta E_{CL}^{qw}(n_{qw})$ при увеличении накачки будет определяться энергией размерного квантования дырки в треугольной КЯ $E_{hh1}(n_{qw})$, тогда $\Delta E_{CL}^{qw}(n_{qw}) = E_{hh1}(n_{qw})$.

В результате по изменению положения на спектре КЛ линии излучения от КЯ $\Delta E_{CL}^{qw}(n_{qw})$ в гетероструктуре с квантовой ямой, имеющей зонную диаграмму II типа, при известном распределении концентрации дырок в структуре можно рассчитать концентрацию накапливающихся в прямоугольной яме электронов:

$$n_{qw} = f(\Delta E_{CL}) [18].$$

На рисунке 8 линиями показаны рассчитанные значения энергии излучательных переходов в КЯ при низком уровне накачки для разного содержания цинка (x) от 0 до 100 % при $T = 0$ и 300 К. Экспериментально полученные значения энергии по спектрам КЛ при $T = 14$ К помечены на рисунке 8 квадратиками.

Заключение. Рассмотрены необходимые для моделирования излучательных переходов электрофизические и оптические свойства гетероструктур с зонной диаграммой II типа на примере КРС с ОКЯ $Zn_xCd_{1-x}S/ZnS_ySe_{1-y}$ с учетом конфигурации КРС и физических явлений, возникающих при контакте разных материалов. Все расчеты проводились с учетом упругих напряжений, влияющих на положение краев разрешенных зон, энергии размерного квантования. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными спектрами КЛ показывает хорошее согласие, в пределах 10-20 мэВ, теоретического и экспериментального значений

энергии излучательного перехода при низком уровне накачки. При моделировании энергии излучательного перехода в квантовой яме в структуре ZnCdS/ZnSSe рассматривался эффект образования треугольной квантовой ямы для дырок в барьерном слое при высоких концентрациях электронов в прямоугольной КЯ.

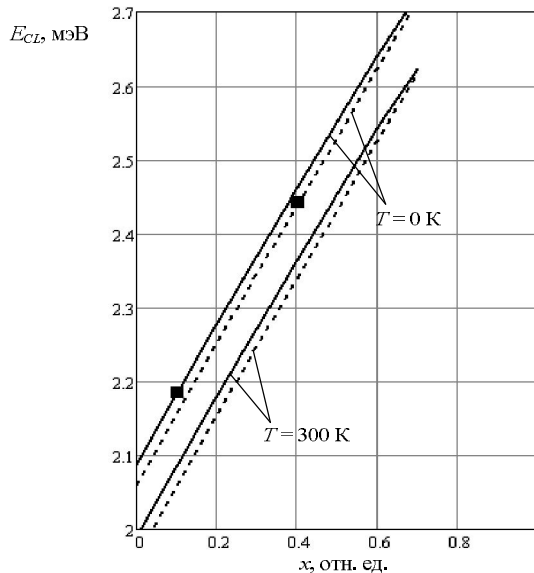


Рисунок 8 – Энергия излучательных переходов для структуры $Zn_xCd_{1-x}S/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$. Сплошными линиями показаны энергии оптического межзонного перехода для образца № 561, пунктирной линией – № 458

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

Библиографический список

1. Демиховский В.Я., Вульгальтер Г.А. Физика квантовых низкоразмерных структур. М.: Логос, 2000. 248 с.
2. Новикова С.И. Тепловое расширение твердых тел. М.: Наука, 1974. 294 с.
3. Зайцев В.В., Багаев В.С., Онищенко Е.Е., Садофьев Ю.Г. Излучение свободного и связанного экситонов в напряженных пленках ZnTe, выращенных методом МПЭ на подложках GaAs (100) // ФТТ. 2000. Т. 42. Вып. 1. С. 246-251.
4. Тарасов С.А., Пихтин А.Н. Полупроводниковые оптоэлектронные приборы: учеб. пособие. СПб.: СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2008. 96 с.
5. Зубков В.И. Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса. СПб.: ООО «Техномедиа»; Изд-во «Элмор», 2007. 220 с.
6. Van de Walle C.G. Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. P. 1871-1883.
7. Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкевич И.В. Полупроводниковая электроника. Свойства материалов. Киев: Наукова думка, 1975. 704 с.
8. Lozykowski H.J., Shastri V.K. Excitonic and Raman properties of ZnSe/Zn_{1-x}Cd_xSe strained-layer quantum wells // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. P. 3235-3242
9. Ivchenko E.L., Pikus G.E. Superlattices and Other Hetero-structures. Monograph. Springer // Verlag, Berlin. 1997. P. 428.
10. Давыдов С.Ю., Лебедев А.А., Посредник О.В. Оценки энергии экситонных переходов в гетероструктурах NH₃C/NH (N=2,4,6,8) на основе политипов карбида кремния // ФТП. 2006. Т. 40. Вып. 5. С. 563-567.
11. Van de Walle C.G., Martin R.M. Theoretical study of Si/Ge interfaces // J. Vac. Sci. Technol. B. 1985. Vol. 3. P. 1256-1259.
12. Karazhanov S.Zh., Lew Yan Voon L.C. Ab initio studies of band parameters of A₃B₅ and A₂B₆ zinc-blende semiconductors // ФТП. 2005. Т. 39. Вып. 2. С. 177-188.
13. Passler R., Griehl E., Riepl H., Lautner G., Bauer S., Preis H., Gebhardt W., Buda B., As D.J., Schikora D., Lischka K., Papagelis K., Ves S. Temperature dependence of exciton peak energies in ZnS, ZnSe, and ZnTe epitaxial films // J. Appl. Phys. 1999. P. 4403-4411.
14. Madelung O., Schulz M., Weiss H. (eds.), Subvolume d: Technology of III-V, II-VI and Non-Tetrahedrally Bonded Compounds // Landolt-Bornstein, Berlin: Springer Verlag, 1982. New Series, Group III. Vol. 17: Semiconductors.
15. Брунков П.Н., Суворова А.А., Берг А.Р. и др. Вольт-емкостное профилирование барьеров Шоттки Au / n-GaAs, содержащих слой самоорганизованных квантовых точек InAs // ФТП. 1998. № 10. С. 1229-1234.
16. Розеншер Э., Винтер Б. Оптоэлектроника. М.: Техносфера, 2004. 589 с.
17. Шифф Л. Квантовая механика. – М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1959. – 475 с.
18. Литвинов В.Г., Милованова О.А., Рыбин Н.Б. Определение концентрации носителей заряда в слабелегированных квантово-размерных структурах с зонной диаграммой второго типа // Вестник РГРТУ. 2011. № 2. С. 75-81.
19. Kozlovsky V.I., Sannikov D.A., Litvinov V.G. Cathodoluminescence and current DLTS of MOVPE-grown ZnCdS/ZnSSe QW structures // J. Korean Physical Society. 2008. Vol. 53. №5. P. 2864-2866.