

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический Институт им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук

Всероссийская конференция  
**“Импульсная Сильноточная и Полупроводниковая  
Электроника - 2015”**

*27-28 мая 2015 г.*

*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН*

**Сборник трудов**

Москва

2015

1

## Содержание

### Часть 1. Устные доклады - Сильноточная Электроника.

<u>Савватимский А.И.</u> , «Электрический взрыв проводников. Современное состояние исследований».....	6
<u>Савватимский А.И.</u> , «Импульсный нагрев углерода».....	14
<u>Пикуз С.А., Шелковенко Т.А., Хаммер Д.А.</u> , «Проекционная рентгенография и абсорбционная спектроскопия с использованием X-пинча».....	21
<u>Петров А.А., Пестовский Н.В.</u> , «Катодные процессы в отрицательном коронном разряде».....	26
<u>Моралёв И.А., Щербакова В.Н., Ефимов А.В., Битюрин В.А.</u> , «Диэлектрический барьерный разряд как инструмент для управления ламинарно-турбулентным переходом в пограничном слое. Влияние структуры разряда на гидродинамические возмущения».....	33
<u>Ткаченко С.И., Грабовский Е.В., Олейник Г.М., Калинин Ю.Г.</u> «Эволюция параметров материала трубки при просканировании субмикросекундных импульсов тока с линейной плотностью порядка 1 МА/см».....	38
<u>Цхай С.Н.</u> , «Измерение электрических полей импульсных разрядов методами нелинейной оптики».....	45
<u>Цвентух М.М.</u> , «Развитие модели взрывоэмиссионных ячеек катодного пятна вакуумного разряда».....	49
<u>Кондорский А.Д.</u> , «Взаимодействие ультракоротких лазерных импульсов с металлическими наноструктурами и нанополупроводниками».....	53
<u>Завертяев М.В., Загуменный А.И., Козлов В.А., Пестовский Н.В., Петров А.А., С.Ю. Савинов</u> , «Сопоставление спектров и времен затухания катодо- и гамма-люминесценции» .....	58
<u>Гижса С.С., Зиятдинова М.З., Голубев Н.В., Малашкевич Г.Е., Сигаев В.Н., Масалов А.В., Турьянский А.Г., Пиришин И.В.</u> , «Иттрий-алюмооборатные стекла, сокаткированные ионами редких земель, как перспективный материал для регистрации рентгеновского излучения».....	64

### Часть 2. Устные доклады - Полупроводниковая Электроника.

<u>Кривобок В.С., Пручкина А.А., Клевков Ю.В., Смирнова Н.А., Белов А.Г.</u> , «Электронный спектр нететраэдрических акцепторов в компенсированном теллуриде кадмия» .....	68
<u>Николаев С.Н., М.В. Шалеев</u> , «Влияние гофрировки валентной зоны на дырочную плотность состояний и спектры излучения гетероструктур на основе германия кремния» .....	74
<u>Белых В.Б., Кочиев М.В.</u> , «Кинетика экситонов и биэкситонов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs при резонансном возбуждении» .....	78

<i>Давлетов Э.Т., Новиков А.В., «Многочастичные состояния неравновесных электронно-дырочных систем на основе квантовых ям SiGe/Si»</i> .....	81
<i>Новиков А.В., Шалеев М.В., Юнин П.А., Юрасов Д.В., «Релаксация упругих напряжений в SiGe-гетероструктурах, выращенных на различных подложках»</i> .....	85
<i>Яблонский А.Н., Байдакова Н.А., Новиков А.В., Лобанов Д.Н., Шалеев М.В., «Спектроскопические исследования SiGe-гетероструктур с квантовыми ямами и самоформирующимися наноостровками»</i> .....	90
<i>Мартовицкий В.П., Ю.Г. Садофьев, Клековкин А.В., Сарайкин В.В., Всилевский И.С., «Исследование устойчивости метастабильных эпитаксиальных слоёв GeSn к термическим воздействиям »</i> .....	96
<i>Свиридов Д.Е., Козловский В.И., Жмерик В.Н., Иванов С.В., Chen G., X.Q. Wang, «Исследование нелигированной гетероструктуры с квантовыми ямами Al<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>N/Al<sub>0.95</sub>Ga<sub>0.05</sub>N методом сканирующей микроскопии сопротивления растекания тока»</i> .....	103
<i>Шарков А.И., Кривобок В.С., Новиков А.В., Аминев Д.Ф., Клоков А.Ю., «Неравновесный теплоперенос в объёмных полупроводниках и плупроводниковых гетероструктурах»</i> .....	107
<b>Часть 3. Стендовые доклады.</b>	
<i>Кондорский А.Д., Кислов К.С., Нариз А.А., «Генерация высоких гармоник при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с составной наноантенной»</i> .....	114
<i>Родионов А.А., Агафонов А.В., Огинов А.В., Шпаков К.В., «Многоканальная сцинтилляционная диагностика для измерения характеристик излучений протяженного атмосферного разряда»</i> .....	116
<i>Безотосный В.В., Горбунков М.В., Коромыслов А.Л., Кривonos М.С., Митягин Ю.А., Савинов С.А., Тункин В.Г., Чешев Е.А., «Генерация терагерцового излучения в нелинейном кристалле GeSe с помощью Nd:YLF –двухволнового лазера»</i> .....	118
<i>Козловский В.И., Кривобок В.С., Кузнецов П.И., Николаев С.Н., Пручкина А.А., Ченцов С.И., «Экситонное излучение тонких кристаллических плёнок Zn(S)Se, размещенных в полости микрорезонаторов на основе аморфных диэлектрических покрытий»</i> .....	121
<i>Акмаев М.А., Бурбаев Т.М., Козырев Д.С., Кривобок В.С., Николаев С.Н., «Экситоны и электронно-дырочная жидкость в диполярной гетеросистеме с квантовыми ямами для электронов и дырок»</i> .....	123
<i>Белодедов М.В., Ичкитидзе Л.П., Становой И.В., «Феноменологический расчёт ВТСП-изделий силовой электроники»</i> .....	125
<i>Аминев Д.Ф., Сибельдин Н.Н., Никлаев С.Н., «Гашение люминесценции квазидвумерной электронно-дырочной жидкости, вызванное взаимодействием с неравновесными фононами»</i> .....	128
<i>Ноздрачев С.А., Рытиков Г.О., «Программный модуль для идентификации и спецификации мубмикронных структур на поверхности полимерных композитов»</i> .....	131

<i>Ноздрачев Н.М., Мельников Д.М., Прудковский П.А., «Моделирование фазового перехода второго рода в модели Изинга методом Монте-карло» .....</i>	<i>134</i>
<i>Курочкин Н.В., Ващенко А.А., Витухновский А.Г., Амброзевич С.А., Кацаба А.В., Тананаев П.Н., «Передача электронного возбуждения от органического слоя TPD квантовым точкам» .....</i>	<i>138</i>
<i>Андрусов Ю.Б., Денисов И.А., Силина А.А., Смирнова Н.А., «Исследование процесса механической полировки подложек CdZnTe» .....</i>	<i>141</i>
<i>Андрусов Ю.Б., Денисов И.А., Силина А.А., Смирнова Н.А., «Легирование эпитаксиальных слоев CdHgTe сурьмой в процессе жидкофазной эпитаксии» .....</i>	<i>144</i>

Часть 1.

Устная Сессия – Импульсная  
сильноточная электроника.

*(27 мая 2015)*

# Электрический взрыв металла. Современное состояние исследований

А.И. Савватимский

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2

## 1. Разрушение жидкого металла при «электрическом взрыве» [1]

Известно, что под действием тока большой плотности металл быстро (1-10 микросекунд) нагревается, становится жидким, и затем, увеличиваясь в объеме, теряет электропроводность и разрушается. Этот эффект обычно называется «электрическим взрывом» проводников. В расчетных работах иногда утверждается, что причиной электрического взрыва является состояние паровой фазы проводника. Однако эксперимент показывает совсем иные причины [1] (если под взрывом понимать резкое расширение проводника). Оценки показывают, что вольфрамовая проволока диаметром 0.1 мм при высокой температуре (в несколько тысяч градусов) теряет за счет испарения с боковой поверхности за 10 микросекунд только 0.15% своей массы. В связи с этим предполагается, что поверхностное испарение не играет решающей роли при взрыве проводника. Разрушение (резкое расширение) металла при больших введенных энергиях инициируется процессами, происходящими в объеме проводника, и связано это разрушение («взрыв») с **потерей электропроводности** жидкого металла во всем его объеме.

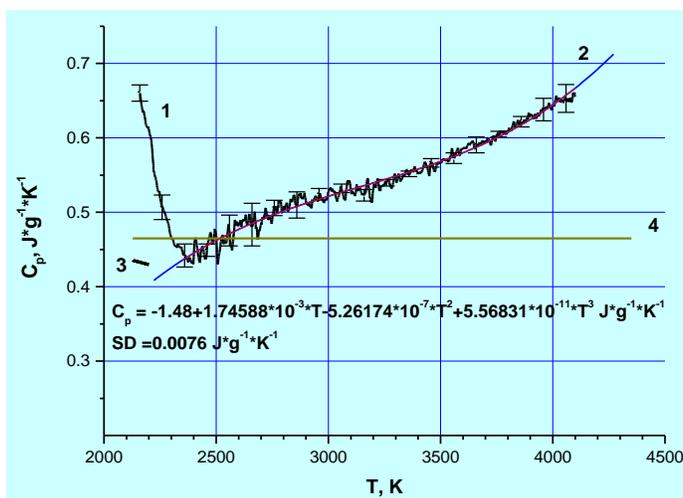
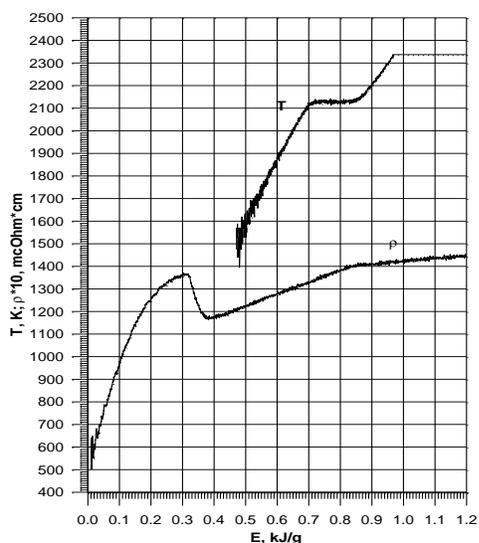
Напомним, что в нагреваемом жидком металле, имеющем возможность расширяться, образуются микропустоты или поверхности разрыва металлических связей. Эти микропустоты имеют флуктуирующий характер, они возникают, залечиваются в одних местах и снова возникают в других местах, по всему объему металла. Это, так называемая, дырочная теория жидкости, представленная Я.И.Френкелем в ряде его блестящих работ. Укажем, в частности, на его книгу «Введение в теорию металлов», опубликованную в 1950 году. При дальнейшем тепловом расширении поверхности разрыва металлических связей делят расплавившийся и нагретый жидкий металл на все более и более мелкие области. Сначала эти области не полностью разграничены разрывами, вследствие чего проводимость сохраняет металлический характер. Однако, если расстояния между поверхностями разрыва становятся порядка длины пробега электрона ( $\lambda$ ) в жидком металле (при достаточно больших расширениях), то следует ожидать резкого уменьшения и исчезновения металлической проводимости. Этому моменту соответствует начало «паузы тока» - резкое снижение или временное прекращение тока в электрической цепи. Поскольку для дробления металла на частицы размерами порядка  $\lambda$  не требуется разрушения всех связей между атомами, то металлическая проводимость может исчезать при энергии,

недостаточной для полного испарения металла (что соответствует экспериментальным данным [1,2]).

## 2. Состояние металла вблизи плавления при импульсном нагреве током [1]

Существование аномально высокой электронной эмиссии импульсно нагреваемых металлов перед их плавлением доказано многочисленными экспериментами и находит объяснение в возникновении при импульсном нагреве неравновесных дефектов по Френкелю (межузельный атом + вакансия), что возможно искажает электронный спектр металла и снижает работу выхода электронов. Аномальная электронная эмиссия подтверждается повышенной теплоемкостью, наблюдаемой в той же области состояний (перед плавлением [1,2]).

### 3.1. Эксперименты с цирконием и гафнием (температура измерялась на плавящейся модели черного тела) [2].

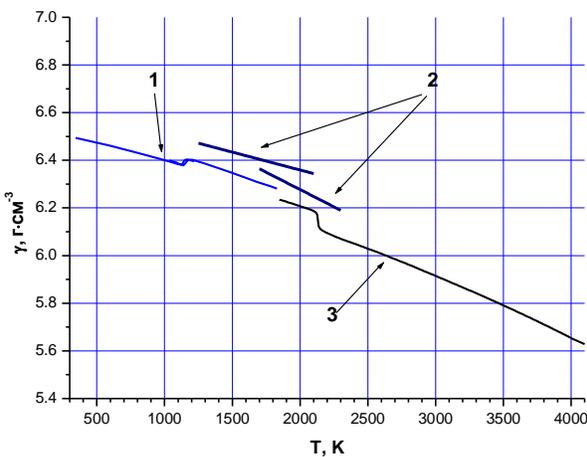


**Рис.1.** Электросопротивление ( $\rho$ ) и температура (T) в зависимости от введенной джоулевой энергии (E) для циркония. На температурной кривой наблюдается плато плавления, а на кривой электросопротивления ясно виден твердофазный переход для твердого циркония.

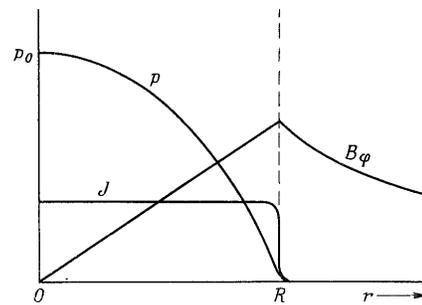
**Рис.2.** Теплоемкость  $C_p$  жидкого циркония (1,2); 3 – стационарный эксперимент (P-F. Paradis, W-K. Rhim, 1999), метод левитации. 4 – постоянное значение до 4350 К – расчетные данные J.K.Fink(США) до проведения нашего эксперимента.

Эксперимент показывает, что время установления нормальной эмиссии после обрыва импульса греющего тока составляет 100 мкс [1]. Поскольку в быстрых импульсных процессах электрический взрыв проводника (его резкое расширение и разрушение) происходит при временах значительно менее 100 мкс, то аномальная электронная эмиссия существует на всех этапах быстрого нагрева. В том числе и в области взрыва, то есть в области потери проводимости при разлете мелких частиц конденсированного металла. Фактически эти мелкие частицы (размером около 100 ангстрем), разлетающиеся сначала как жидкие и, затем, затвердевающие, - являются источниками аномально высокой электронной эмиссии. Поэтому электронная эмиссия поверхности разрушающейся проволоки будет предельно высокой.

Аномальная электронная эмиссия является причиной возникновения шунтирующего разряда вдоль твердого образца при его нагреве в вакууме. Фактически она поджигает шунтирующий разряд во всех случаях импульсно нагреваемых металлов в вакууме.



**Рис.3.** Плотность циркония в зависимости от  $T$  для твердого и жидкого состояний. Сравнение результатов: 1- стационарные данные; 2 – метод левитации; 3 – импульсный нагрев [2]. Несовпадение результатов стационарных исследований 1 и результатов импульсного нагрева 3 (вблизи стыковки в твердой фазе) – менее 5%.



**Рис.4.** Зависимость магнитного давления  $p$  собственного тока от текущего радиуса  $r$  проволочного образца. Пунктир на внешней поверхности образца ( $r = R$ ) показывает изменение индукции магнитного поля на поверхности.  $J$  – плотность тока в образце.

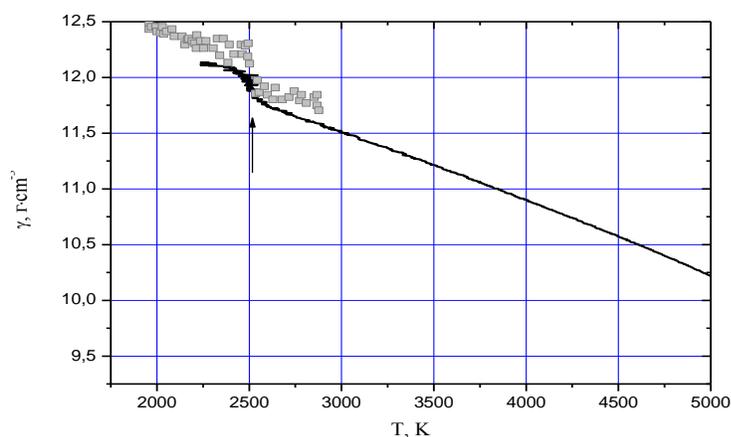
Если ток  $I = 10$  кА, то среднее  $P = 176$  атм,  $P_{\text{макс}}$  (в центре) = 352 атм.

**Давление на поверхности (для тока любой величины) = 0, и испарению не препятствует.**

### 3. Точка плавления металла – реперная точка для температурных измерений [2]

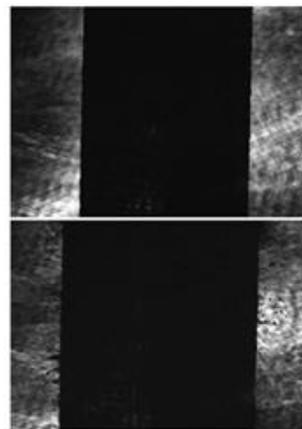
Вопрос о повышенной эмиссии электронов перед плавлением важен именно потому, что точка плавления является своеобразным репером для калибровки температуры в импульсных процессах нагрева. При импульсном нагреве перед плавлением регистрируется как повышенная электронная эмиссия, так и повышенная теплоемкость металла [1,2]. Падение повышенной теплоемкости жидкого циркония к ее нормальному (стационарному) значению наблюдается (сразу после плавления) в диапазоне температур около 200 К после плавления. Дефекты по Френкелю, образующиеся перед плавлением (при быстром нагревании) изменяют электронную структуру твердого металла. Но после плавления происходит релаксация неравновесного состояния металла за короткое время; видимо короче, чем указанное выше время спада аномальной эмиссии (100 мкс).

#### 3.2. Эксперименты с гафнием



**Рис. 5.** Плотность жидкого гафния  $\gamma$  в зависимости от температуры.

Кривая – данные авторов, стрелкой указана температура плавления 2504 К; квадраты – экспериментальные данные для гафния (с 3% примесью циркония), полученные за рубежом методом левитации.



**Рис. 6.** Тепловое расширение жидкого гафния (в виде участка проволоки), нагретого свыше 5000 К [2]. Ток протекает по вертикали (вдоль проволоки).

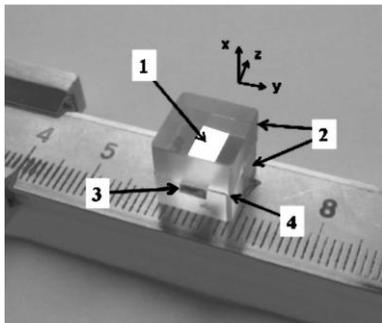
Верхняя теневая фотография – исходное состояние.

Нижняя фотография - во время нагрева при удельной введенной энергии 1.62 кДж/г, что соответствует температуре 5750 К).

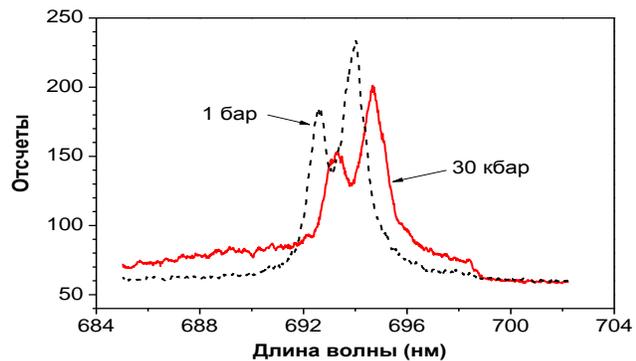
Интересной особенностью быстрого нагрева является возможность получения кипящих образцов, не теряющих исходной формы. На рис. 6 представлена одна из фотографий, полученная при нагреве проволоки до высокой температуры (5750 К), превышающей температуру кипения гафния при атмосферном давлении (стационарное значение температуры кипения 4875 К). Благодаря быстрому нагреву инерционные свойства вещества не позволяют сместиться образцу (центральная ось проволоки остается неизменной). Цилиндричность образца и отсутствие осевого смещения ясно видны на рисунке. Тем не менее, на нижней части рисунка 6, справа, видны капли (или пузырьки), а слева, струйки (жидкие или паровые) кипящего металла, покидающие поверхность. Теплоемкость жидкого гафния также растет с ростом  $T$  (как и для циркония). В тех же условиях нагревания теплоемкость жидкого вольфрама – константа (измерено до 5000 К).

#### 4. Методика № 1 для создания и измерения высокого импульсного давления.

Для измерения давления наиболее удобно использовать плоскую систему: тонкая фольга металла зажимается между двух толстых кварцевых или сапфировых пластин (Рис.7).



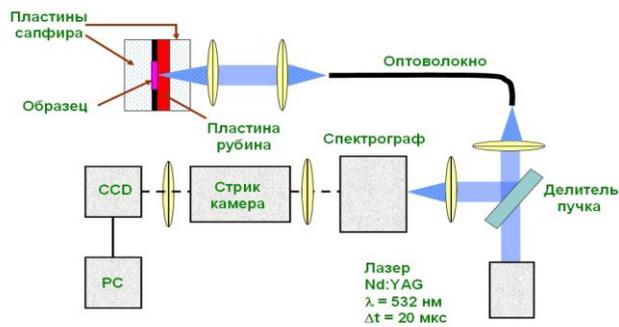
**Рис.7.** Фотография алюминиевой фольги (1) зажатой между двумя полированными кварцевыми пластинами (2) толщиной 5 мм каждая. 3 – выступающий «хвостик» фольги.



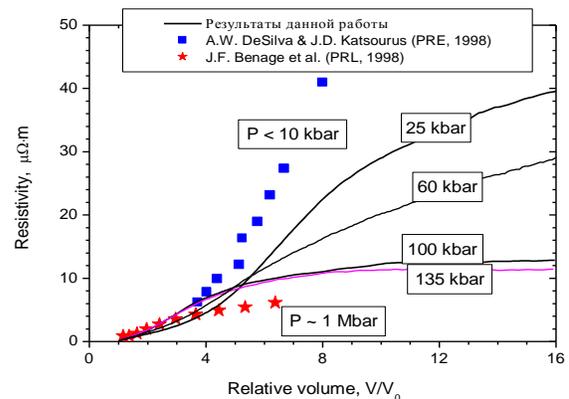
**Рис. 8.** Смещение двойной линии люминесценции рубина в спектре по действием давления 30 кбар.

При нагреве металла инерция сапфировых пластин препятствует расширению металла, - возникает высокое (от 10 до 100 кбар) импульсное давление на короткое время (доли микросекунды). Для измерения давления рядом с металлической фольгой (через тонкий изолятор) располагается тонкая пластина монокристаллического рубина. При возбуждении линии

люминесценции рубина (700 нм) сторонним лазерным излучением (532 нм) смещение рубиновой линии в спектре под влиянием давления регистрируется быстродействующим спектрометром. Смещение рубиновой линии в спектре в зависимости от давления – калибровано и используется, в частности, в алмазных наковальнях. На Рис.9 представлена схема измерения высокого (до 100 кбар) импульсного давления.



**Рис. 9.** Схема измерения импульсного давления при быстром (микросекундном) нагреве.

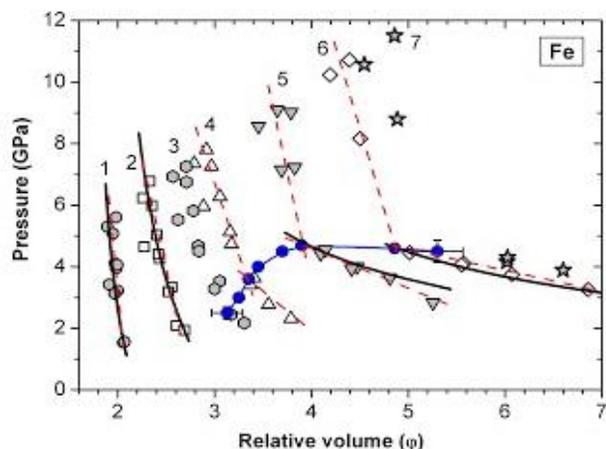


**Рис.10.** Семейство зависимостей удельного сопротивления алюминия от относительного объема: кривые – данные эксперимента ОИВТ РАН. Значки – данные других организаций.

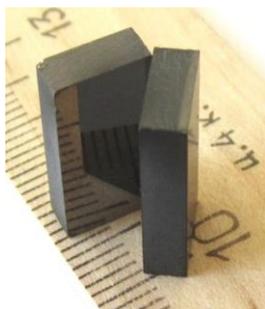
Диагностика в этих экспериментах следующая: измеряется рассеянное в образце тепло и электросопротивление. Объем образца, а также температура и давление вычисляются, при этом используется разработанный авторами (А.Д.Рахель и В.Н.Коробенко) магнитогидродинамический код и модель уравнения состояния. Например, на рисунке 10 представлены данные по электросопротивлению алюминия при давлениях 10 кбар – 1 Мбар.

**5. Методика №2 для измерения давления с помощью интерферометра,** позволяет непосредственно измерять тепловое расширение образца. Из измеренной временной зависимости смещения поверхности образца определяется давление, которое находится из решения задачи о движении поршня в среде с известным уравнением состояния. Поскольку давление связано со скоростью движения поверхности раздела, можно выразить давление через скорость.

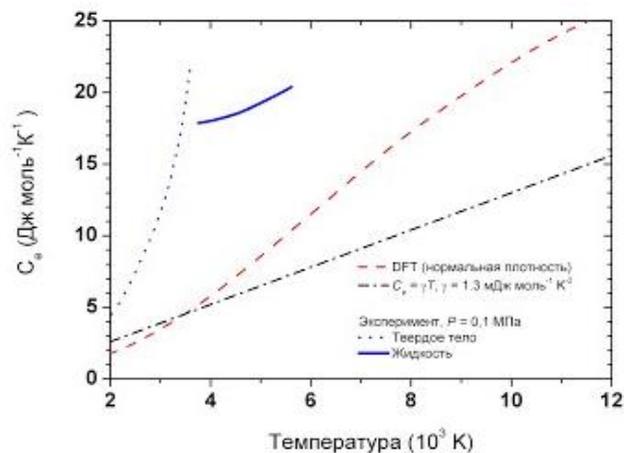
**Результат №1.** Критическое давление для железа составляет около 50 кбар (рис.11), а для вольфрама превышает 70 кбар, что значительно выше имевшихся предсказаний. **Результат №2.** Электронный вклад в теплоемкость жидкого вольфрама  $C_e$  становится сопоставимым с атомным вкладом уже при температуре плавления (рис.12).



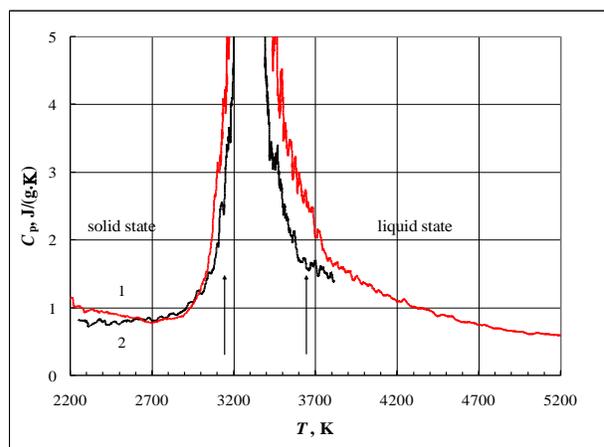
**Рис. 11.** Область критической точки для железа. Красные прямые – линейные аппроксимации изоэнтроп. Точки перегиба изоэнтроп определяют положение пограничной кривой. При давлениях  $P \leq 4,7$  ГПа железо находится в двухфазном состоянии. (Данные Рахеля и Коробенко).



**Рис.13.** Угловая модель черного тела, изготовленная из кварца и напыленного карбида циркония (5 микрон) с повышенным содержанием углерода (выше эвтектической концентрации). На рисунке демонстрируется зеркальность напыления на плоскость кварцевой пластины.

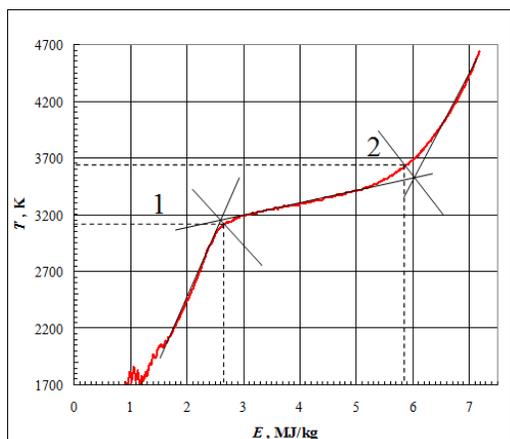


**Рис.12.**  $C_p$  вольфрама начинает заметно расти уже в твердом состоянии (точки). Это указывает на то, что высокое значение теплоемкости вольфрама ( $C_p \approx 6.2R$ ) обусловлено именно электронным вкладом.  $C_p$  для жидкого вольфрама – сплошная линия. (Данные Рахеля и Коробенко).

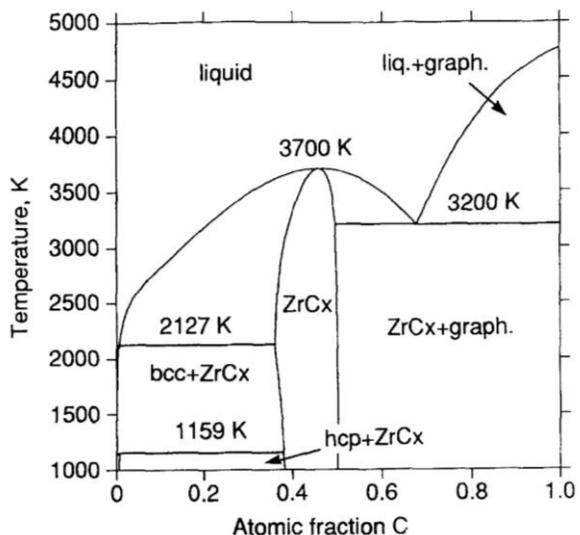


**Рис.14.** Теплоемкость  $C_p$  карбида циркония ( $ZrC+C$ ). Стрелками отмечены моменты солидуса и ликвидуса. Внутренние кривые – для модели черного тела, которая разрушается после расплавления; внешние – для пластинки прикрытой сверху стеклом («сэндвич»).

**5. Исследование теплозащитных покрытий (карбиды, нитриды) при импульсном нагреве током за единицы микросекунд (в интересах авиационной и ракетной техники) [3].**



**Рис. 15.** Температура в зависимости от Джоулевой энергии для образца типа «сэндвич». Начало фазового перехода – 1; завершение фазового перехода – 2.



**Рис. 16.** Равновесная фазовая диаграмма системы Zr-C. Эвтектическая точка соответствует концентрации углерода 67.6%.

Результат этой работы показывает, что микросекундный импульсный нагрев током позволяет исследовать сложные соединения (а не только металлы), причем полученные данные соответствуют равновесной фазовой диаграмме. Исследование карбида циркония ( $ZrC+C$ ) с повышенным содержанием углерода важно в связи с высокой стойкостью этого соединения к экстремальным тепловым нагрузкам (в ракетных сопловых аппаратах).

Автор доклада благодарен сотрудникам лаборатории электровзрывных процессов ОИВТ РАН А.Д. Рахелю и В.Н. Коробенко за предоставление оригинальных материалов их исследования металлов рубиновым и интерферометрическим методом, а также в сверхкритическом состоянии.

[1] Лебедев С.В., Савватимский А.И., Успехи физических наук, Том.144, вып.2, с. 215 (1984)

[2] Савватимский А.И., Коробенко В.Н., «Высокотемпературные свойства металлов атомной энергетики (цирконий, гафний и железо при плавлении и в жидком состоянии)», Издательский дом МЭИ, 216 с. (2012)

[3] Kondratyev A.M., Muboyajan S.A., Onufriev S.V., Savvatimskiy A.I., Journal of Alloys and Compounds, V.631, p.52 (2015)

## Импульсный нагрев углерода

А.И. Савватимский

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2

Развитие программ космических запусков прямо связано с поиском новых материалов, выдерживающих значительные тепловые и температурные нагрузки (*это защитные плитки на «Буране»; головные обтекатели ракет, температура которых достигает 3000 К при входе в атмосферу Земли; наконец, выхлопные сопла ракет последних моделей. Сопло такой ракеты, выполненное на основе углеродных соединений, должно выдерживать температуру около 4000-4500 К в течение 1-2-х минут*). Подобные покрытия используются для создания микротрещин в ядерной технике. Матрицы ядерных топлив состоят преимущественно из соединений тугоплавких металлов и углерода. Использование углерода в ядерных ракетных двигателях и в ядерных реакторах требует точного знания Р-Т фазовой диаграммы вплоть до 1000 атмосфер.

### **Экспериментальные данные тройной точки углерода.**

Тщательные стационарные измерения Гоксена в 1976 году [1] дали убедительные доказательства существования тройной точки углерода при повышенном давлении (120 бар). Фрэнсис Банди (США) приводит (как он говорит) убедительные и воспроизводимые результаты Гоксена, чего он не может сказать о результатах Виттейкера (США) и его предположении о давлении тройной точки равное атмосферному (такое же бездоказательное предположение было сделано Асиновским в России).

В ряде работ предполагалось, что температура плавления графита зависит от времени нагрева: чем короче время нагрева - тем более высокая температура фиксируется. Нельзя признать такое заявление обоснованным, анализируя более широкий спектр экспериментальных данных последних лет. Экспериментальные работы за 1968-2004 годы (11 публикаций) дают для температуры плавления графита 4600-5000 К независимо от времени или скорости нагрева [2]. Кроме того, использование (Л.Ф.Верещагин) твердотельного световода, привело к регистрации более высокой температуры (4650 К, а не 4200 К), так как это позволяет избежать занижения температуры за счет потоков коагулирующего пара, возникающего при сублимации твердого графита.

## **Экспериментальное исследование графита при высоких температурах, при нагреве импульсом электрического тока в течение единиц микросекунд.**

Сергей Владимирович Лебедев (1913-1990) является мировым лидером в применении импульсного нагрева для исследования проводников, он первым использовал короткий импульсный нагрев (микросекунды и наносекунды) для исследования металлов и углерода при высоких температурах. Приведенные ниже исследования начинались с его участием и под его руководством [3,4].

Эксперименты Фрэнсиса Банди (США) и наши измерения показали, что начало плавления для графита (при умеренных давлениях) соответствует введенной удельной энергии  $E = 10.5$  кДж/г, а окончание  $E = 20.5$  кДж/г. По нашему мнению (основанному на результатах экспериментов) электросопротивление жидкого углерода при высоком давлении носит металлический характер (600-400  $\mu\Omega\cdot\text{см}$ ). Численно оно соответствует электросопротивлению расширенных (в четыре раза) жидких тугоплавких металлов (W, Ta, Mo) [5].



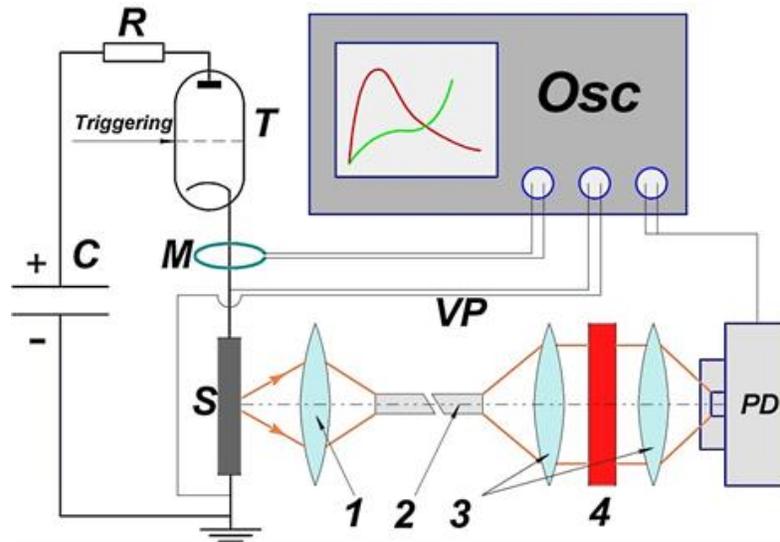
**Рис.1.** С.В. Лебедев (1913-1990) впервые применил быстрый импульсный нагрев током к исследованию металлов и графита (Фото Владимира Лебедева, 1968 год)



**Рис.2.** Francis Bundy (1910-2008), США, выдающийся исследователь углерода при высоком давлении, (миллисекундный нагрев током)

### **Измерение температуры плавления графита при быстром импульсном нагреве**

Схема экспериментальной установки (с измерением температуры) представлена на рис.3.

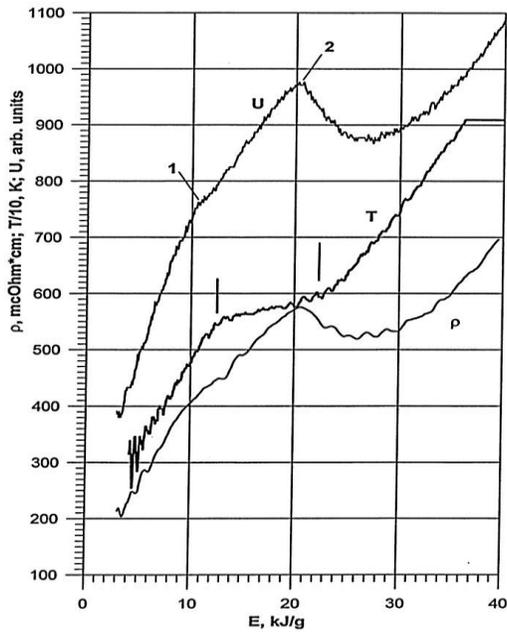


**Рис.3.** С – конденсатор; R – балластный резистор; Т – разрядник или тиратрон; М – монитор тока, VP – делитель напряжения; S – образец; PD – фотодетектор; 1 – объектив пирометра; 2 – световод; 3 – линзы; 4 – интерференционный фильтр (856 нм).

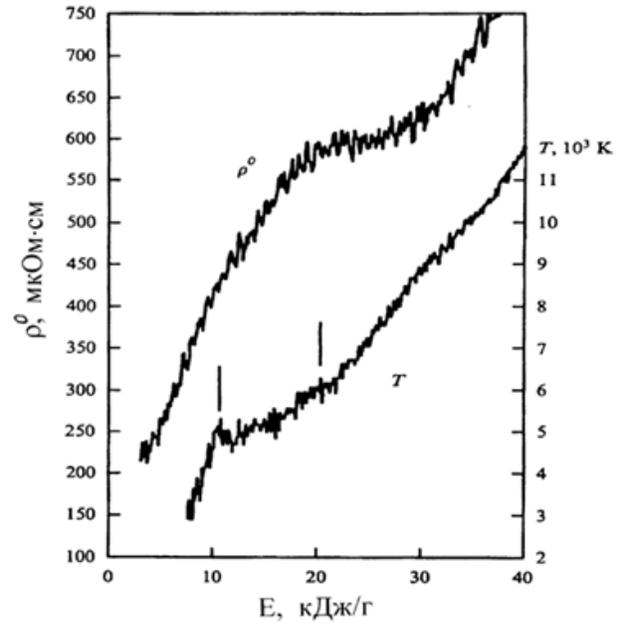
Температурные измерения выполнялись по излучению поверхности графитовой полоски ("а"-плоскость) на длине волны  $900 \pm 8$  нм, используя уравнение Планка. Калибровка сигнала пирометра производилась при введенной удельной энергии  $9.1 \text{ кДж} \cdot \text{г}^{-1}$ , соответствующей температуре графита 4500 К (данные М.Шейндлина и В.Сенченко). Предполагалось, что выше 4500 К излучательная способность графита УПВ-1Т постоянна и не зависит от температуры.

На рис.4: Две вертикальные линии отмечают область плавления. Смещение области плавления в область больших энергий (относительно кривой U) связано с оттоком тепла при плотном контакте. Начало плавления - при 5500 К (при повышенном давлении), окончание – при 6000 К (при еще более высоком давлении). Электросопротивление  $\rho$  относится к начальным размерам образца. 1 – начало плавления по объемным свойствам; 2 – окончание плавления.

На рис.5: Наклонное плато (отмечено вертикальными черточками) при плавлении графита при высоком импульсном давлении (оценка дает 54 кбар при завершении плавления) в сапфировом толстостенном капилляре. Ось ординат - электросопротивление  $\rho$  (верхняя кривая). Этот эксперимент позволил определить теплоемкость  $C_V$  как  $dE/dT$  ( $3 \text{ Дж} / \text{г} \cdot \text{К}$ ) для жидкого углерода.



**Рис 4** [2] Зависимость: напряжения на образце (U), температуры (T), электросопротивления ( $\rho$ ) от введенной энергии (E) при импульсном электрическом нагреве графитовой полоски, зажатой между пластинами стекла.

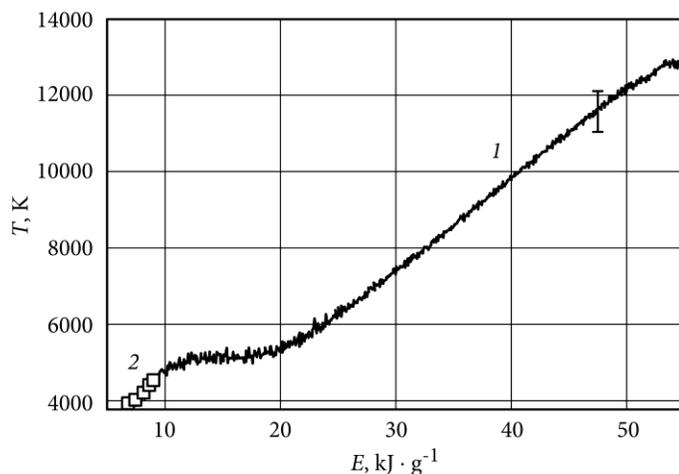


**Рис. 5** [2] Плавление графита УПВ1-Т, изготовленного в виде стержня, в сапфировом толстостенном капилляре. В начале плавления давление невелико (порядка 5 кбар); при окончании – выше 50 кбар (оценка).

На рис.4. наблюдается несовпадение моментов плавления по свечению и по напряжению (сопротивлению). Несмотря на быстрый процесс нагрева, существует отток тепла от нагреваемого графита при плотном контакте со стеклом. За время нагрева (несколько микросекунд) от 7 до 10 % введенной в графит энергии поглощается стеклом. Поэтому кривая измерения температуры должна быть смещена влево по оси энергий (на 7-10%), и это даст полное совпадение начала плавления по температуре и по кривой напряжения U (точка 1). Окончание плавления по температуре будет близко к положению максимума на кривой U (точка 3). Все, что правее максимума (правее точки 3) – это жидкая фаза.

На рис.5 растущее температурное плато плавления графита соответствует условиям нагрева графита в условиях непрерывно повышающегося давления, достигающего ~ 50 кбар. Пирометр фиксирует температуру сквозь сапфировую трубку с плоскости "с" графитового образца. Начало плавления фиксируется при введенной энергии  $E = 10.5 \text{ кДж}\cdot\text{г}^{-1}$ . Температура фиксировалась на плоскости "с" через стенку сапфировой трубки и пластинку стекла, приклеенную сверху трубки

оптическим клеем. Поскольку жидкий углерод нагревался в квази-изохорных условиях, удалось оценить изохорную теплоемкость жидкого углерода ( $C_v \sim 3 \text{ Дж/г}\cdot\text{К}$ ) [2]. В последующем эксперименте [6] американских исследователей при плавлении алмазной пластинки (ударно-волновой нагрев) была подтверждена эта величина теплоемкости  $C_v$  для жидкого углерода.

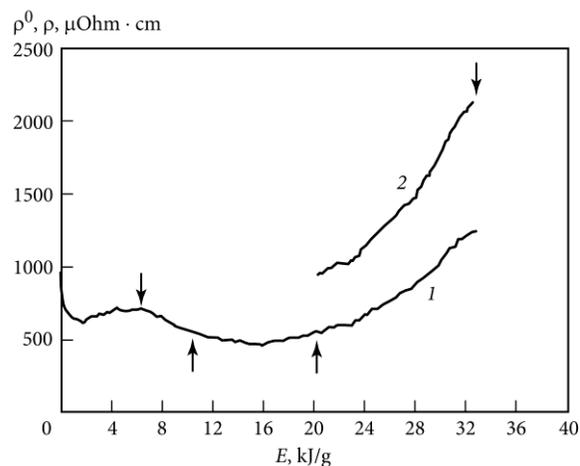


**Рис. 6** [2] Температура твердого и жидкого углерода в зависимости от удельной введенной энергии (для анизотропного графита UPV-1Т).

1 – Ошибка температурных измерений ( $\pm 500 \text{ К}$ ) показана выше 10000 К.

Удельная теплоемкость жидкого углерода (согласно рисунку как  $dE/dT \sim 4.2 \text{ Дж/г}\cdot\text{К}$  (от 6000 до 12000 К).

2 - Полые квадраты - экспериментальные данные импульсных измерений Шейндлина и Сенченко (десятки микросекунд) для графита в твердом состоянии.

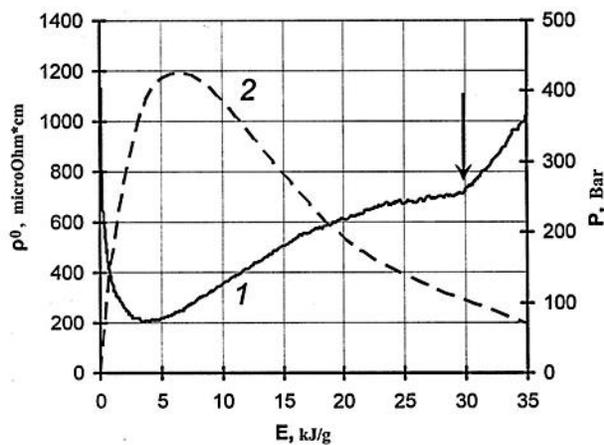


**Рис. 7** [2] Удельное электросопротивление  $\rho^0$  (для изотропного графита MF-307) отнесенное к исходным размерам, (кривая 1) и с учетом расширения  $\rho$  (кривая 2, только для жидкого состояния) в зависимости от удельной введенной энергии  $E$  (кДж/г). Импульсный нагрев изотропного графита MF-307 в сапфировой капиллярной трубке. Верхняя стрелка к верхней кривой – момент начала разрушения трубки.

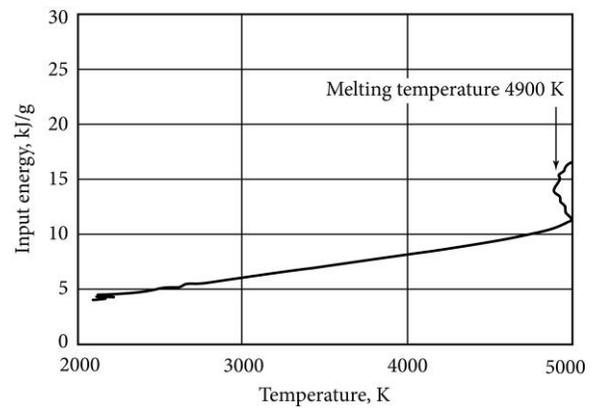
### Анизотропный графит (термо-обработанный) УПВ-1-ТМО

Эксперименты выполнялись также с анизотропным графитом марки УПВ-1ТМО (высокоориентированный графит). Благодаря низкому начальному электросопротивлению, греющий ток гораздо выше, чем для графита УПВ-1Т. Следовательно, средняя величина пинчевого давления выше, чем для прежней марки графита, - это позволяет (при тех же параметрах нагрева)

расплавить основную массу графита (за исключением поверхностного слоя) при нагреве графита в воде (рис.8).



**Рис. 8** [2] Электросопротивление  $\rho^0$  графита УПВ-1ТМО (левая ось ординат) в зависимости от введенной энергии  $E$ . Среднее (по сечению) пинчевое давление  $P$  (правая ось ординат) в образце графита УПВ-1ТМО в зависимости от  $E$ . При 30 кДж/г давление составляет 100 бар ! Поэтому после 30 кДж/г, когда давление падает, начинается резкий рост электросопротивления (объемная сублимация).



**Рис. 9** Плавление отожженного анизотропного графита марки HAPG. Пирометр фиксировал излучение поверхности пластинки, зажатой между стеклами. После начала плавления (после достижения  $E \sim 12$  кДж/г) стекло начало разрушаться. Теплоемкость графита  $C_p$  – константа (от 2000 до 4500 К), однако выше теплоемкость (как  $dE/dT$ ) круто растет к точке плавления (4900 К).

При введенной энергии 30 кДж/г, когда давление спадает до 100 бар (рис. 8), электросопротивление начинает активно расти из-за объемной сублимации при давлении меньшем, чем в тройной точке (меньше 100 бар). В этом эксперименте графит был расплавлен (за исключением поверхностного слоя, где пинчевое давление практически нулевое). Плавление основной массы образца подтверждается величиной электросопротивления в начале жидкого состояния на рис.8, вблизи введенной энергии 21 кДж/г ( $\sim 620$  мкОм·см). На рис. 9 постоянное значение теплоемкости от 2000 до 4500 К (для отожженного графита HAPG) сменяется крутым ростом теплоемкости  $C_p$  ( $dE/dT$ ) вблизи начала плавления, из-за возникновения точечных парных дефектов Френкеля перед плавлением графита, лишеного исходных дефектов.

## **Благодарности**

Работа подготовлена при финансовой поддержке Российского Национального Фонда (РНФ), грант 14-50-00124.

## **Литература**

- [1] Gokcen NA, Chang ET, Poston TM, Spencer DI, High temperature Sci., Vol.8, p. 81 (1976)
- [2] Савватимский А.И., «Плавление графита и свойства жидкого углерода», монография, Физматкнига, 257 стр. (2013); (в 2014 году вышло 2-е издание при поддержке РФФИ)
- [3] Лебедев С.В., Савватимский А.И., Успехи физических наук, Том.144, вып.2, с. 215 (1984)
- [4] Лебедев С.В., Савватимский А.И. Теплофизика высоких температур, Т.24, №5, с. 892 (1986)
- [5] Савватимский А.И., Коробенко В.Н., «Высокотемпературные свойства металлов атомной энергетики (цирконий, гафний и железо при плавлении и в жидком состоянии)», монография, Издательский дом МЭИ, 216 с. (2012)
- [6] J. H. Eggert, D. G. Hicks, P. M. Celliers et al., Nature Physics Vol.6, p. 9 (2010)

## Проекционная рентгенография и абсорбционная спектроскопия с использованием X-пинча

Пикуз С.А.<sup>1</sup>, Шелковенко Т.А.<sup>1</sup>, Хаммер Д.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

<sup>2</sup> Laboratory of Plasma Studies, Cornell University, 14853, New York, Ithaca, Upson Hall, 369

*Рассмотрено применение X-пинча в качестве точечного пикосекундного источника мягкого рентгеновского излучения для абсорбционной спектроскопии и проекционной рентгенографии плотных плазменных объектов в диапазоне мягкого рентгеновского излучения.*

Горячей точкой X-пинча называется плазменный объект, возникающий при электрическом взрыве системы металлических проволочек, которые соединены друг с другом в форме буквы X [1-2]. При этом величина магнитного поля в точке пересечения проводов должна быть достаточной для сжатия материала проволочек, что приводит к образованию плотной высокотемпературной плазмы, являющейся мощным источником мягкого рентгеновского излучения. Эмпирически установленное условие образования горячей точки требует, чтобы рост тока через диод происходил со скоростью более 1 кА/нс.

В Таблице 1 указаны характерные параметры горячей точки X-пинча.

**Таблица 1.** Параметры горячей точки X-пинча (по данным [3])

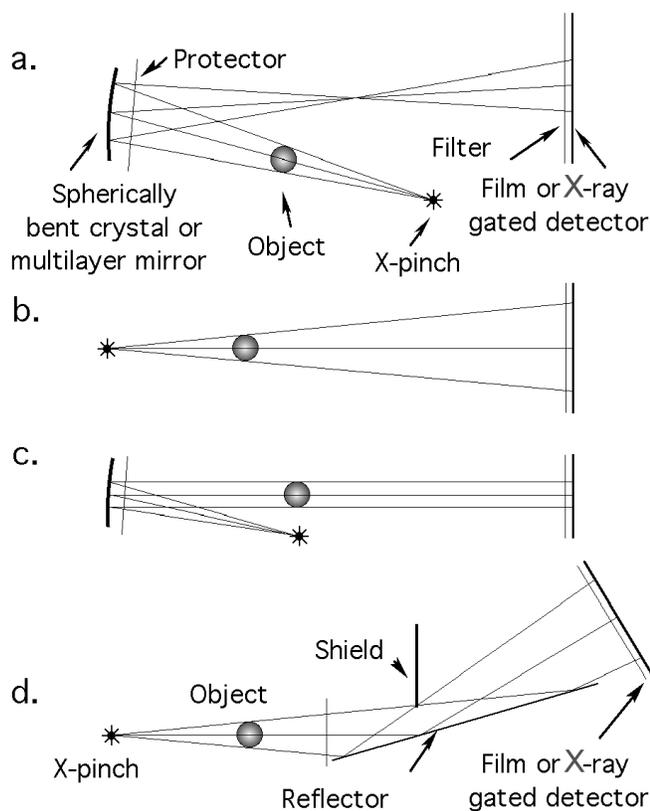
Параметр	Значение
Геометрический размер	< 1-3 мкм
Длительность рентгеновского импульса	< 0.1-0.3 нс
Электронная плотность	> $10^{22}$ см <sup>-3</sup>
Электронная температура	~ 0.8-1.5 кэВ
Энергия, уносимая в импульсе излучения в диапазоне 3.5-5 кэВ	~ 0.1 Дж
Объёмная плотность мощности	> $10^{21}$ Вт/см <sup>3</sup>

Как можно видеть из Таблицы 1, X-пинч является мощным (1-10 ГВт) точечным (1-3 мкм) импульсным (10-100 пс) источником мягкого рентгеновского излучения в диапазоне 1-10 кэВ. По этой причине он успешно применяется в качестве источника излучения для рентгеновской

абсорбционной спектроскопии и проекционной рентгенографии [3-4].

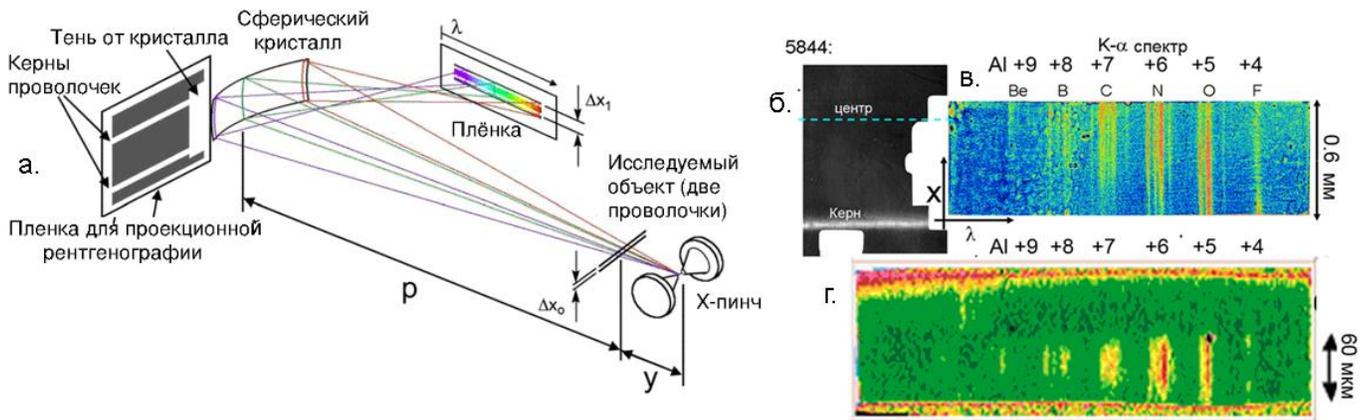
Схема экспериментов по проекционной рентгенографии указана на рис. 1. Излучение X-пинча проходит через исследуемый объект, далее направляется либо сразу на детектор, формируя на нём теневое изображение, либо предварительно очищается от лишних спектральных компонент при помощи системы фильтров или диспергирующих элементов.

Так как излучающая область X-пинча имеет размер порядка 1 мкм, во многих случаях его можно считать точечным источником, излучающим сферические волны. Оптическое увеличение системы определяется отношением радиусов сферической волны на объекте и на детекторе и составляет обычно 4-10. Пространственное разрешение методики – примерно 5 мкм, и временное – менее 1 нс.



**Рис. 1** Схема проекционной рентгенографии с использованием X-пинча: (а)-монокроматическая рентгенография, (б)-точечная проекционная рентгенография, (с)-рентгенография на параллельном пучке, (д)-точечная проекционная рентгенография с фильтрацией жесткой компоненты. Рисунок взят из работы [3].

На рис. 2 (а) изображена схема экспериментов по проекционной рентгенографии и абсорбционной спектроскопии в области мягкого рентгена с использованием X-пинча. В данном случае в качестве объекта выступают две алюминиевые проволоочки диаметром 17 мкм и расстоянием между собой 1 мм. Излучение от X-пинча направляется на исследуемый объект, а затем на диспергирующий элемент - сферический кристалл (в данном случае кварц), который раскладывает падающее излучение в спектр, фиксируемый на приемнике, в данном случае - плёнке. В обсуждаемом эксперименте использовался молибденовый X-пинч. Эксперимент проводился на установке XP (Cornell Univ., США, 450 кА – пиковый ток, длительность импульса – 45 нс) [5-6].



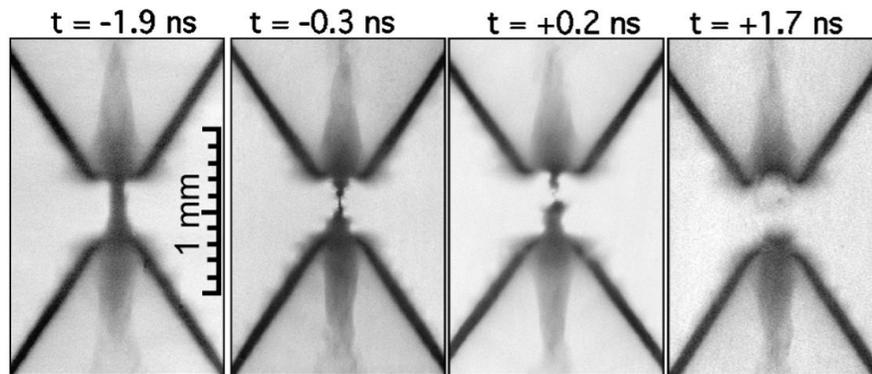
**Рис. 2.** Схема эксперимента по одновременной проекционной рентгенографии и рентгеновской абсорбционной спектроскопии со сферическим кристаллом кварца (а); рентгенограмма взорванных Al проволоочек (б); спектр поглощения системой из двух взорванных Al проволоочек (в); спектр поглощения Al, зарегистрированный в лазерной плазме с использованием конического кристалла PHG. (спектр взят из работы [7]) (г).

На рис. 2 (б) изображена рентгенограмма двух алюминиевых проволоочек. На рис. 2 (в) изображен полученный спектр поглощения взорванных проволоочек. Зафиксированы линии ионов Al 9+ и меньших. Для сравнения приведен спектр поглощения Al, полученный в лазерной плазме с использованием конического кристалла кристалла PHG [7]. Видно, что размер изображения на фотопленке в случае X-пинча в 10 раз больше, а также гораздо лучше видна структура линий. Разрешающая способность  $\lambda/\delta\lambda$  данного спектрального прибора была доведена до величины

~5000. Типичная разрешающая способность метода рентгеновской абсорбционной спектроскопии в экспериментах с X-пинчем составляет  $\lambda/\delta\lambda \sim 1500$  [8].

Использование X-пинча в качестве диагностического инструмента позволило выявить некоторые особенности поведения плотных плазменных объектов. Так, в работе [4] исследовался взрыв одиночной алюминиевой проволоочки. При помощи рентгенографии с использованием X-пинча подтвержден факт наличия малоплотной плазменной короны, возникающей на начальной стадии разряда через проволоочку, и плотного ядра, существующего на оси пинча в процессе разряда.

В работе [9] методом проекционной рентгенографии с использованием излучения X-пинча была исследована динамика горячей точки другого X-пинча. На рис. 3 приведены рентгенограммы, взятые из работы [9], которые позволяют сделать вывод, что образование горячей точки в X-пинче инициируется процессами развития азимутально-симметричных неустойчивостей, ведущих к образованию перетяжек.



**Рис 3.** Результаты экспериментов по проекционной рентгенографии динамики горячей точки X-пинча, собранного из двух молибденовых проволоочек диаметром 17 мкм в излучении такого же X-пинча. Отсчет времени велся от момента первого рентгеновского импульса исследуемого X-пинча. Взято из работы [9].

Указанная методика была применена также в [10-14], и других работах. Таким образом, методика абсорбционной спектроскопии и проекционной рентгенографии в диапазоне мягкого рентгеновского излучения с использованием X-пинча является эффективным методом исследования объектов, в частности плотных плазменных образований.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (проект №14-22-00273).

## Литература

1. С.А. Пикуз, Т.А. Шелковенко, Д.А. Хаммер, Физика Плазмы, Том 41, Н. 4, сс. 319-373 (2015).
2. С.А. Пикуз, Т.А. Шелковенко, Д.А. Хаммер, Физика Плазмы, Том 41, Н. 6, сс. 483-532 (2015).
3. S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, V.M. Romanova, D.B. Sinars, D.A. Hammer, S.N. Bland, S.V. Lebedev, Nukleonika, Vol. 46, Issue 1, pp. 21-25 (2001).
4. С.А. Пикуз, Т.А. Шелковенко, Д.А. Хаммер, А.Я. Фаенов, Т.А. Пикуз, В.А. Дякин, В.М. Романова, Письма в ЖЭТФ, Том 61, Вып. 8, сс. 621-626 (1995).
5. Т.А. Шелковенко и др., Физика Плазмы, Том 38, сс. 395-418 (2012).
6. V. Lebedev et al, Laser and Particle Beams, Vol. 19, pp. 355-376 (2001).
7. P.F. Knapp et al, Phys. Plasmas, Vol. 19, p. 095302 (2012).
8. И.Н. Тиликин, Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз, П.Ф. Кнапп, Д.А. Хаммер, Физика Плазмы, Том 41, Н. 7, сс. 580-587 (2015).
9. S.A. Pikuz, D.B. Sinars, T.A. Shelkovenko, K.M. Chandler, D.A. Hammer, G.V. Ivanenkov, W. Stepanovski, and I.Yu. Skobelev, Phys. Rev. Lett., Vol. 89, N. 3, 035003, pp. 1-4 (2002).
10. Guskov et al, JETP Lett., Vol. 67, pp. 559-566 (1998).
11. Lebedev S.V. et al, Phys. Rev. Lett., Vol. 85, pp. 98-101 (2000).
12. Lebedev S.V. et al, Rev. Sci. Inst., Vol. 72, pp. 671-673 (2000).
13. Pikuz S.A. et al, Rev. Sci. Inst., Vol. 68, pp. 740-744 (1997).
14. Shelkovenko T.A. et al, Rev. Sci. Inst., Vol. 70, pp. 667-670 (1999).

## Прикатодные процессы в отрицательном коронном разряде

Пестовский Н.В.<sup>1,2</sup>, Петров А.А.<sup>1,2</sup> Савинов С.Ю.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический Институт им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук

<sup>2</sup>Московский Физико-Технический Институт (Государственный Университет)

E – mail: petrov@oivtran.ru

*Исследовано влияние потока воздуха на отрицательный коронный разряд. Показано, что аэродинамическим воздействием на дрейфовую область разрядного промежутка можно существенно влиять на область локализации разрядного факела на катодной поверхности.*

Отрицательный коронный разряд в электродной конфигурации острие – плоскость может реализовываться в режиме импульсов Тричела, в безимпульсном режиме и в режиме отрицательной стримерной короны [1]. Режим разряда определяется распределением потенциала в электродном промежутке. Формирование пространственного отрицательного заряда в дрейфовой области приводит к перераспределению потенциала в электродном промежутке и накоплению пространственного положительного заряда в прикатодной области. Если плотность положительного заряда достаточна для формирования катодонаправленной волны ионизации, разряд реализуется в режиме импульсов Тричела – средний ток 1 – 100 мкА, амплитуда импульсов ~1 мА, частота следования ~1 МГц, длительность на полувысоте ~20 нс, длительность переднего фронта импульса ~2 нс. Увеличение межэлектродного напряжения ускоряет отток отрицательных ионов из дрейфовой области, и плотность пространственного положительного заряда в прикатодной области уменьшается. Формируется стационарный катодный слой, и разряд реализуется в безимпульсной форме при среднем токе 100 – 200 мкА. Дальнейшее увеличение напряжения может привести к отрицательной стримерной и диффузной тлеющей форме разряда и завершается искровым пробоем разрядного промежутка [2]. В электроположительных газах режим импульсов Тричела не реализуется, а наблюдаемый автоколебательный режим связан с процессами во внешней электрической цепи [3]. Добавка 0.1% кислорода приводит к формированию облака отрицательных ионов и возникновению условий для формирования импульсов Тричела [4].

Внешним воздействием на пространственный отрицательный заряд в дрейфовой области можно изменять распределение потенциала в промежутке, форму разряда и его режим. Так, в поперечном потоке воздуха со скоростью до 100 м/с был получен отрицательный коронный разряд в безимпульсном режиме при токе ~1 мА [2] и классифицирован как тлеющий разряд атмосферного давления. В [5], с помощью вспомогательного электрода, удаляющего

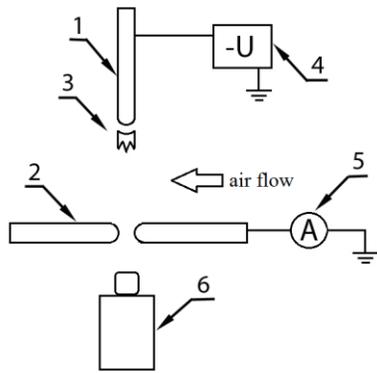
отрицательные ионы из дрейфовой области, было установлено, что круговая форма разряда в режиме импульсов Тричела реализуется за счет неоднородности радиального распределения плотности отрицательного пространственного заряда [5]. Применение режима питания, в котором на постоянное напряжение ниже уровня зажигания разряда накладываются импульсы с периодом, сравнимым с временем дрейфа отрицательных ионов в промежутке, также приводило к исчезновению круговой формы отрицательного коронного разряда [5] - данный эксперимент также показал определяющее влияние отрицательных ионов на формирование круговой формы отрицательного коронного разряда в режиме импульсов Тричела.

Поперечный размер разрядного факела в отрицательном коронном разряде при атмосферном давлении порядка 50 мкм в безимпульсном режиме и 1 мкм в режиме импульсов Тричела, что, как правило, существенно меньше размера катодного острия. На поверхности катода происходит непрерывное изменение локализации разрядного факела [4, 6]. Изменение локализации вызывается как процессами на поверхности катода – эрозионной очисткой, окислением и зарядкой участков поверхности, изменением ее топографии, так и процессами в электродном промежутке – за счет перераспределения потенциала вследствие локального увеличения плотности отрицательных ионов.

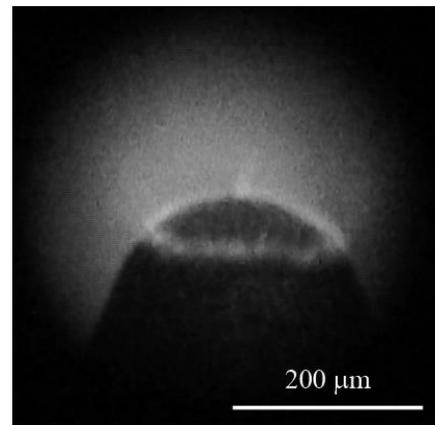
В режиме импульсов Тричела в круговой форме возможна самоорганизация движения области локализации разрядного факела на поверхности катода [7]. В безимпульсном режиме можно наблюдать формирование эрозионных ячеек в форме правильных шестиугольников [8], причем взаимное расположение ячеек упорядочено лишь в случае катодов небольшого диаметра, который в 4-6 раз превышает диаметр отрицательного свечения разрядного факела.

Нами исследовался отрицательный коронный разряд в электродной конфигурации острие – плоскость на катодах из графита. Применение графита предотвращает формирование оксидной пленки на поверхности катода, зарядка которой влияет на распределение потенциала в прикатодной области. Воздействие на разряд осуществлялось поперечным потоком воздуха со скоростью до 100 м/с. Исследовалось влияние потока на локализацию разрядного факела на катодной поверхности. Мы не приводим ВАХ разряда в потоке – данные зависимости известны [9, 10]. Основное внимание уделено телемикроскопии разряда на катодной поверхности – полученные результаты с нашей точки зрения являются новыми в физике газового разряда, им дано качественное объяснение.

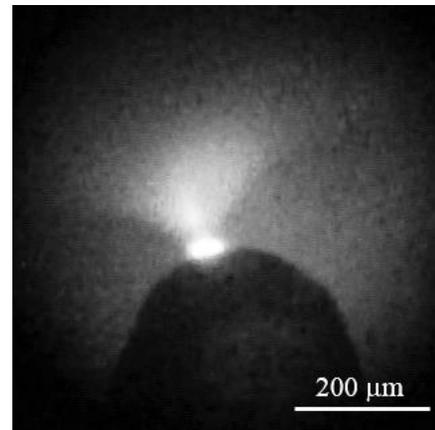
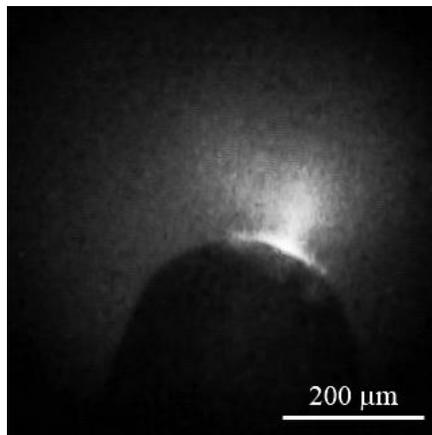
Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Напряжение на разрядном промежутке –  $V = 1 \dots 30$  кВ, средний ток разряда –  $I = 1 \dots 500$  мкА. Графитовое острие диаметром



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. 1 – катод, 2 – анод, 3 – коронный разряд, 4 – источник напряжения, 5 – микроамперметр, 6 – телемикроскоп

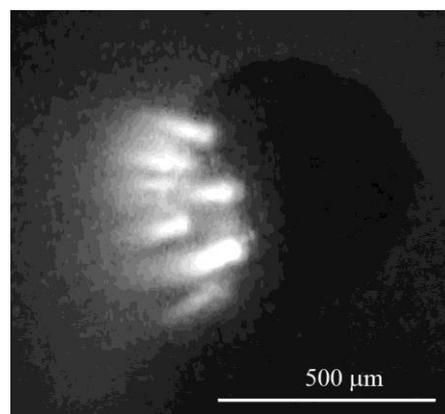
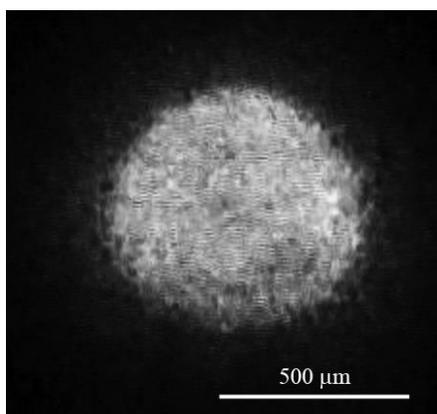


**Рис. 2.** Коронный разряд в кольцевой форме в режиме импульсов Тричела в неподвижной среде, 15 кВ, 100 мкА.

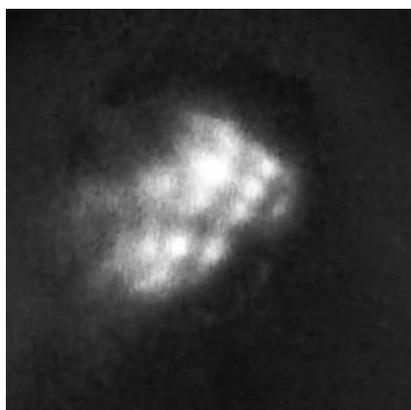


**Рис. 3** а,в. Разряд при скорости потока 10 м/с поток справа налево. Режим импульсов Тричела на рис а (разряд смещен навстречу потоку) и безимпульсный режим на рис.в (разряд смещен по потоку). Напряжение 15 кВ, ток 100 мкА.

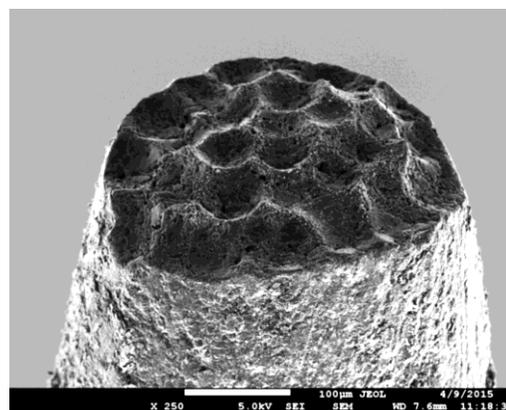
$d = 200 \dots 600$  мкм ориентировано перпендикулярно набегающему потоку воздуха, скорость которого  $V_\infty$  менялась в интервале от 5 до 100 м/с. Уровень турбулентности в набегающем потоке не превышал 0.2%. Число Рейнольдса, оцененное на основании диаметра катода, составляет  $Re \sim 10^2 - 3 \cdot 10^3$ . В данном диапазоне на подветренной стороне острия возникает нестационарная зона отрыва потока, характерные скорости в которой на порядок меньше, чем в набегающем потоке.



**Рис. 4** а,б. Форма разряда при скорости 70 м/с при токе 120 и 250 мкА, фронтальный снимок острия катода. Поток справа налево. Диаметр катода 500 мкм.



**Рис. 5.** Безимпульсная форма разряда при 10 м/с (фронтальная фотография)



**Рис. 6.** Графитовый катод после разряда.

Наибольшая скорость течения в окрестности катода наблюдалась вблизи острия и составляла  $\sim 1.5 V_{\infty}$ . Толщина пограничного слоя на гладком катоде при скорости  $\sim 10$  м/с составляет  $\sim 10$  мкм. После разряда катоды исследовались методами электронной микроскопии.

В режиме импульсов Тричела формируется кольцевая форма разряда если отношение межэлектродного расстояния к диаметру острия  $h/d < 20$  [5]. Разряд в кольцевой форме при напряжении на разрядном промежутке  $V=15$  кВ и среднем токе  $I=100$  мкА в неподвижной среде представлен на рис.2. Кольцевая форма разряда устойчива при скорости набегающего потока воздуха до 10 м/с. При скорости потока более 10 м/с кольцевая форма разряда пропадает – однако при этом режим импульсов Тричела может сохраняться. На рис.3а представлена фотография разряда с теми же электрическими параметрами, что на рис.2, но при скорости потока 10 м/с. Этот

результат подтверждает выводы Гринвуда о роли отрицательных ионов в механизме формирования кольцевой формы разряда [5].

Обнаружено, что в режиме импульсов Тричела область локализации разряда на катодной поверхности смещена в направлении против потока воздуха относительно среднего положения в неподвижной среде – рис.3а. В безимпульсном режиме область локализации разряда, наоборот, смещается по поверхности острия в направлении по потоку – рис.3б. Данное явление можно объяснить следующим образом. В режиме импульсов Тричела разрядный промежуток освобождается от пространственного положительного заряда после каждого импульса Тричела. Время дрейфа отрицательных ионов, напротив, заметно превышает характерный межимпульсный интервал. Отрицательные ионы сносятся потоком воздуха и напряженность электрического поля на участке катодной поверхности, над которой концентрация отрицательных ионов уменьшена, выше, чем на других участках поверхности катода. Поэтому ионизационные процессы в данной области наиболее вероятны и область локализации разрядного факела смещается в направлении против потока воздуха. В безимпульсном режиме в приповерхностной области сформирован стационарный катодный слой положительных ионов. Электрическое поле на поверхности катода определяется, в основном, полем катодного слоя. Смещение области отрицательных ионов по потоку воздуха приводит к уменьшению напряженности электрического поля в прикатодной области над соответствующими участками катодной поверхности. В данных участках положительные ионы удаляются на катод менее интенсивно и электрическое поле пространственного положительного заряда выше. Соответственно интенсивность ионизационных процессов в областях, смещенных в направлении по потоку, вслед за областью пространственного отрицательного заряда, возрастает, и разряд смещается по потоку.

При скорости более 60 м/с разряд переходит в «распределенную» форму, при которой свечение разряда наблюдается в виде множества микроразрядов равномерно распределенных по всей поверхности острия катода. Расстояние между микроразрядами  $\sim 1$  мкм – рис.4а. Данное явление объясняется следующим образом. При скорости потока воздуха сравнимой со скоростью дрейфа отрицательных ионов, разрядный промежуток в значительной мере освобождается от отрицательных ионов. После серии электронных лавин над некоторым участком катодной поверхности отрицательные ионы, возникшие в результате данных лавинных процессов, экранируют локальное электрическое поле, в результате чего область ионизационных процессов на поверхности катода случайным образом меняет локализацию. Частота смены локализации такова, что при фотографировании с экспозицией 10 мс свечение разрядного факела в виде микроразрядов

кажется равномерно распределенным по поверхности катодного острия – рис.4а. Увеличение напряжения приводит к увеличению тока и может привести к локализации разрядного факела - на рис.4б изображен разряд в безимпульсной форме при скорости потока 70 м/с и среднем токе 250 мкА. Разрядный факел за время экспозиции около 10 раз сменил точку привязки на катодной поверхности.

В безимпульсной форме разряда эрозионные ячейки могут располагаться упорядоченным образом. Эрозионная ячейка размером, равным диаметру отрицательного свечения, формируется, когда разрядный факел некоторое время ( $\sim 1$  с) не меняет область локализации на катодной поверхности. Накопление пространственного отрицательного заряда в области локализации разрядного факела приводит к тому, что разрядный факел исчезает в данной области и формируется на расстоянии, существенно превышающем диаметр отрицательного свечения – это нарушает регулярную структуру относительного расположения ячеек. Удаление отрицательных ионов потоком воздуха минимизирует влияние отрицательных ионов на динамику области локализации разрядного факела. Так, на рис.5 на фронтальном снимке с экспозицией  $10^{-2}$  с наблюдается около 15 локализаций разрядного факела на поверхности катода. Разрядный факел смещается на расстояние, равное диаметру отрицательного свечения, по-видимому, вследствие наличия острых граней формирующихся эрозионных ячеек. Таким образом эрозионные ячейки на поверхности катода располагаются по принципу «плотной упаковки», вследствие чего имеют форму, близкую к правильным шестиугольникам – рис 6.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (проект 14-22-00273).

## Литература

1. *Trinh N. Giao and Jordan* // J. Appl. Phys.. 1970. V. 41. N. 10. PP. 3991–3999.
2. *Yu. Akishev, M. Grushin, I. Kochetov, V. Karal'nik, A. Napartovich and N. Trushkin.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. Vol. 14, S18–S25.
3. *Ю.С. Акишев, М.Е. Грушин, В.Б. Каральник, Н.И. Трушкин.* // Физика плазмы. 2001. т 27, 6, сс. 550-562.
4. *Loeb L. B.,* Electrical Coronas. Their Basic Physical Mechanisms. (Berkeley, CA: Univ. California Press), 1965.
5. *A. Greenwood.* // Journal of Applied Physics. 1952. V. 23. N. 12. PP. 1316 – 1319.

6. *Асиновский Э.И., Петров А.А., Самойлов И.С.* // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 68, № 5. С. 354–355.
7. *R. H. Amirov, S. A. Barendolts, E. V. Korostylev, N. V. Pestovskii, A. A. Petrov, I. S. Samoylov, S. Yu. Savinov.* // Journal of Physics: Conference Series. 2014. V. 550, 012052.
8. *Р.Х. Амиров, С.А. Баренгольц, Е.В. Коростылев, Н.В. Пестовский, А.А. Петров, С.Ю. Савинов, И.С. Самойлов.* // Краткие сообщения по Физике, 2015. Т.42, № 3, с. 9-18.
9. *F. D'Alessandro.* //Journal of Electrostatics. 2009. Vol. 67, PP. 482–487.
10. *S. Chapman.* // Journal of Geophysical Research. 1970. V. 75. N. 12. PP. 2165 – 2169.

**Диэлектрический барьерный разряд как инструмент для управления  
ламинарно-турбулентным переходом в пограничном слое. Влияние структуры разряда на  
гидродинамические возмущения**

Моралев И.А., Щербакова В.Н., Ефимов А.В., Битюрин В.А.

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2

*Представлен обзор работ, посвященных применению плазменных актуаторов на основе диэлектрического барьерного разряда для управления ламинарно-турбулентным переходом в пограничном слое. Показано, что наличие в плазме разряда стационарных структур приводит к трехмерности ЭГД воздействия на течение. Продемонстрирована важность учета структуры разряда при использовании ДБР в качестве инструмента для управления ламинарно-турбулентным переходом.*

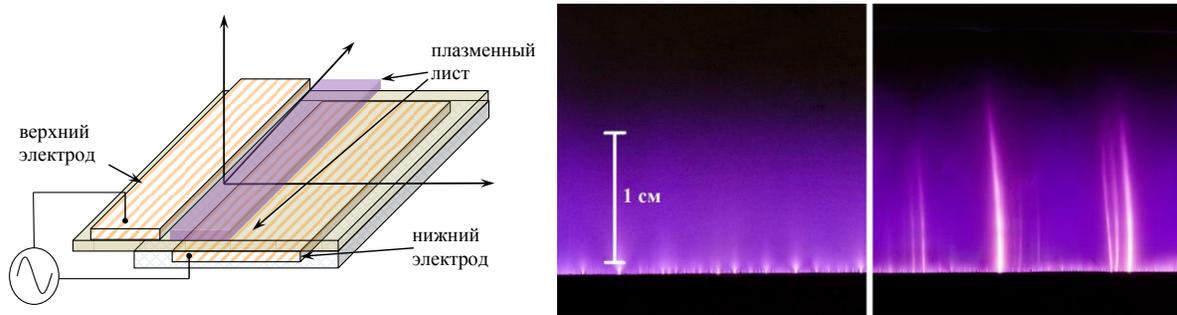
Попытки использования ЭГД течений для управления потоком в аэродинамических приложениях предпринимались с 60х годов прошлого века. Среди решаемых задач- управление отрывом потока на крыльях при малых числах Рейнольдса, управление акустическими и гидродинамическими характеристиками сдвиговых слоев, и.т.д. [1]. Одним из наиболее исследованных типов разрядов, применяемых в данной области, является диэлектрический барьерный разряд (ДБР).

ДБР актуатор, как правило, состоит из двух плоских электродов, наклеенных на разные стороны диэлектрика (рис. 1). Верхний электрод остается открытым, в то время как нижний изолируется для предотвращения протекания разряда с его кромки. Система питается напряжением от 1 до 50 кВ, в частотном диапазоне от 100 Гц до нескольких сотен кГц, либо в импульсном режиме (наносекундные импульсы).

После превышения порога зажигания разряда вблизи коронирующего электрода начинается ионизация газа. Поверхностный разряд выглядит как квазиоднородная зона свечения (рисунок 2.2, левая фотография), хотя, на самом деле, он состоит из множества микрозарядов. В некоторых условиях (при увеличении мощности) барьерный разряд может переходить в факельную или контрагированную форму [2], характеризуемую наличием в плазменном листе достаточно ярко светящихся нитей (рисунок 2.2, правая фотография).

Ток через ячейку состоит из двух компонент: емкостной ток через актуатор и ток разряда. В части полупериода с нарастающим потенциалом верхнего электрода в осциллограмме тока наблюдается

множество пиков со значениями тока до 250 мА, свидетельствующих о протекании разряда в стримерной форме [3]. Характерное время протекания стримера – около 10 нс, переносимый заряд порядка 10 пКл. В случае, когда покрытый диэлектриком электрод является катодом, то есть испускает электроны, расстояние от кромки верхнего электрода, к которому движутся электроны, до внешней границы поверхностного заряда достаточно велико для формирования объемного положительного заряда, обеспечивающего возникновение стримеров. В противоположном случае, когда катодом является верхний электрод, возникновение стримеров не наблюдается. Разряд протекает в тлеющей форме; осциллограмма тока имеет более гладкую форму.



**Рис. 1** Схема ДБР актуатора (слева). Фотографии ДБР, протекающего в диффузной и в контрагированной форме (справа)

Применение разряда в аэродинамических приложениях обусловлено, в первую очередь, возникновением в окрестности коронирующего электрода электрогидродинамического (ЭГД) течения - ионного ветра. Причиной формирования ионного ветра является электрический дрейф нескомпенсированного ионного заряда в распадающейся плазме микроразрядов. Характерные скорости ионного ветра в неподвижном газе составляют до 10 м/с, при этом погонная тяга актуатора составляет до 80 мН/м длины электрода.

Плазменные актуаторы на основе ДБР разряда обладают рядом преимуществ по сравнению с механическими и струйными средствами управления потоком, прежде всего связанных с быстрым действием, возможностью плавно регулировать амплитуду и частоту воздействия, отсутствием влияния на поток в выключенном состоянии. Ключевыми недостатками этих устройств является малая предельная амплитуда воздействия и низкий электромеханический КПД (соотношение между кинетической энергией ионного ветра и вложенной мощностью)  $\eta < 0.1\%$ .

Такое сочетание параметров делает актуатор применимым в тех приложениях, где с помощью малого правильно подобранного воздействия можно добиться существенного изменения характеристик течения. Именно такая ситуация наблюдается в задачах управления акустическими и гидродинамическими характеристиками пограничного и сдвигового слоев. Ниже дан

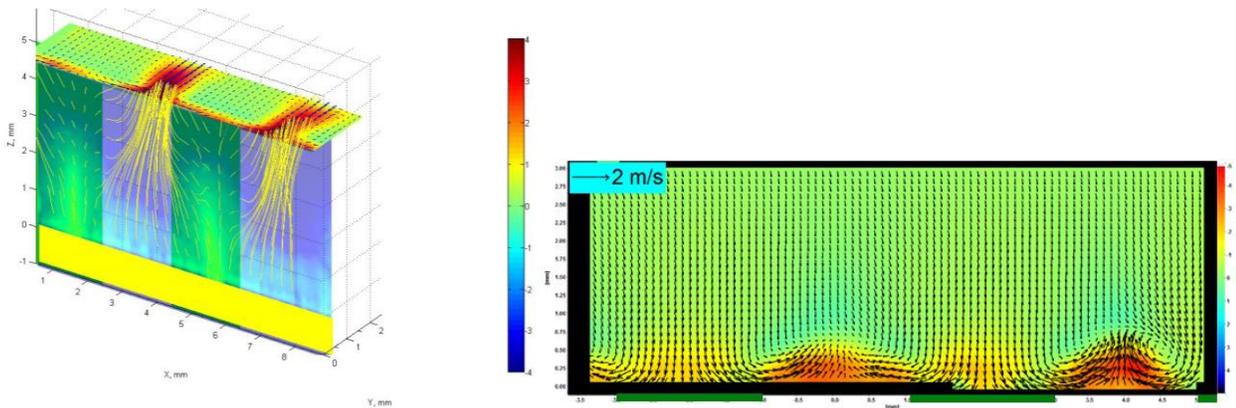
краткий обзор работ, посвященных одной из таких задач - затягиванию ламинарно-турбулентного перехода с помощью поверхностного ДБР.

Влияние объемной силы, локализованной в пограничном слое и направленной по потоку, связано с изменением профиля скорости и, следовательно, устойчивости пограничного слоя по отношению к развитию двумерных возмущений. В работе [4] рассчитаны кривые устойчивости пограничного слоя по отношению к волнам Толмена – Шлихтинга для случая двумерного течения. Разряд моделировался источником ионизации и внешним полем (в первом случае) или просто эмпирически заданной объемной силой (во втором). Показано, что при небольшой величине объемной силы разряд приводит к существенному сокращению зоны неустойчивости, однако при увеличении напряжения этот эффект пропадает. Потерю устойчивости пограничного слоя при больших значениях индуцированной скорости, как правило, связывают с формированием струйного профиля скорости в пограничном слое, имеющего вторую точку перегиба на внешней границе «струи». Попытки затянуть ламинарно-турбулентного переход в пограничном слое с помощью модификации профиля продольной скорости под действием ионного ветра от ДБР предпринимались, например, в [5]. Исследовано развитие волн Толлмина-Шлихтинга на плоской пластине при скоростях набегающего потока до 20 м/с и уровне турбулентности 0.3%. Было обнаружено, что включение разряда приводит уменьшению амплитуды ТШ волн на 26%, а также к росту фазовой скорости возмущений за счет стабилизации пограничного слоя. Попытки подавить развитие волн Толлмена-Шлихтинга с помощью противофазного воздействия предпринимались в работе [6]. Наконец, разрабатываются способы воздействия на ЛТП в трехмерных слоях на нелинейной стадии нарастания возмущений. Предполагается, что развитие длинноволновых возмущений можно затормозить при формировании вихрей конечной амплитуды с длиной волны в несколько раз меньшей. Плазменные актуаторы предлагается использовать, чтобы смоделировать шероховатость передней кромки крыла, которая и является первоначальным источником вихрей. В [7] было предложено использовать для этой цели псевдоструйные актуаторы на основе ДБР разряда.

В большинстве аэродинамических исследований считается, что ДБР создаёт двухмерную объёмную силу в плоскости  $Y-Z$ . В то же время, структура разряда вдоль кромки коронирующего электрода существенно неоднородна. Применение двумерного приближения оправдано в тех случаях, когда перемещение каналов разряда вдоль кромки электрода происходит достаточно быстро, и среднее воздействие на газ в поперечном направлении исчезает. Механизм возникновения поперечной компоненты ЭГД силы предполагается следующим: после пробоя

структура разряда вдоль кромки электрода существенно неоднородна: разряд состоит из отдельных микроразрядов. После того, как электрическое поле в микроразряде становится ниже необходимого уровня для поддержания разряда, плазма начинает распадаться. Соответственно, распределение поверхностного разряда, которое формируется после распада плазмы микроразрядов, также неоднородно: плотность заряда на поверхности выше в той области, которая была занята разрядом. В результате возникает компонента электрического поля, направленная вдоль кромки электрода. Эта компонента силы приводит к возникновению поперечной компоненты ЭГД силы.

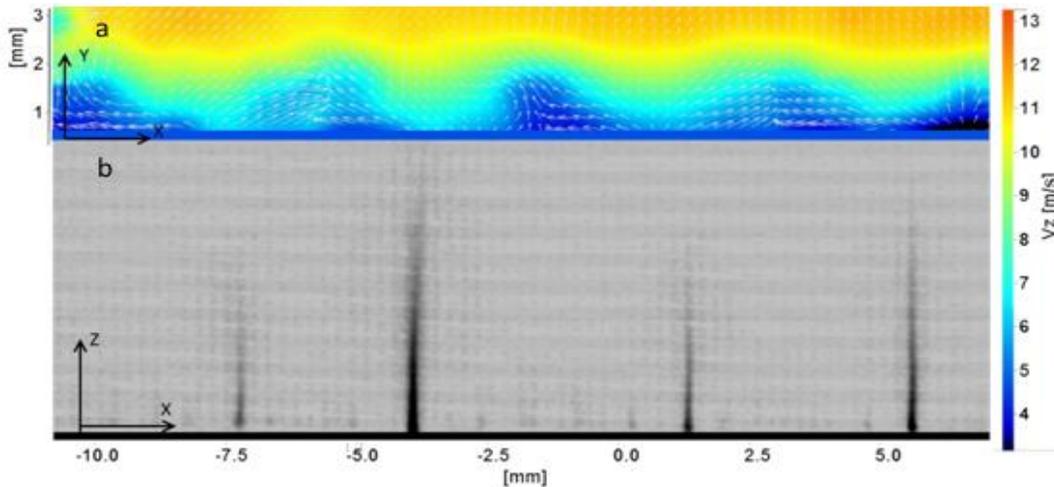
Наиболее явно влияние структуры разряда на гидродинамические возмущения проявляется в случае формирования в квазиоднородном плазменном листе контрагированных каналов. На рис. 2 показана структура течения, индуцируемая в окрестности электрода при контракции ДБР. Можно видеть что, как и в квазиоднородном разряде, существует компоненты силы, направленная вдоль поверхности от кромки электрода. Вместе с тем, видно формирование пары продольных вихрей, ассоциированных с контрагированным каналом. Предполагается, что возникновение этих вихрей является следствием действия ЭГД силы вдоль кромки коронирующего электрода. Перенос импульса в этих вихрях приводит к перераспределению продольной скорости и подъему струи над поверхностью диэлектрика.



**Рис 2** Структура течения в окрестности контрагированных каналов ДБР в отсутствие внешнего потока. Слева- линии тока. Справа- поле скоростей в плоскости XY, отстоящей на 2 мм от кромки коронирующего электрода.

Влияние контрагированного разряда на течение в пограничном слое исследовалось в предположении на плоской пластине при скорости потока  $V \sim 16 \text{ м/с}$  и числе Рейнольдса  $Re \sim 200\,000$ . Влияние актуатора на структуру пограничного слоя за актуатором анализировалось с

помощью системы PIV и термоанемометра. Структура пограничного слоя на расстоянии 10 мм за актуатором приведена на рис. 3. Видно, что формирование контрагированных каналов приводит к модуляции продольной скорости в пограничном слое и его толщины вдоль размаха пластины, причем шаг и положение минимумов толщины ПС соответствует положению контрагированных каналов разряда. Влияние актуатора на структуру пограничного слоя может быть объяснено переносом импульса в продольных сихрях, ассоциированных с контрагированными каналами разряда.



**Рис 3.** Структура течения за ДБР разрядом в контрагированной форме. Поле продольной скорости за актуатором (сверху), фотография разряда (снизу)

#### Литература

1. Moreau E. J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 40, №3 (2007)
2. Akishev Yu. Aponin G., Balakirev A., Grushin и др. J. Phys. D: Appl. Phys. 6 Vol. 46 №13 (2013)
3. Enloe C.L. McLaughlin T.E., Van Dyken R.D., и др. AIAA J. Vol. 42. №3 p. 589 (2007).
4. Chernyshev S.L. Kiselev A.P., Kuryachii A.P., Progress in Aerospace Sciences. - Vol. 47. №3 p. 169 (2011)
5. Grundmann S. Tropea C. Exp. Fluids. Vol. 44. №5- p. 795 (2008)
6. Grundmann S. Tropea C. Exp. Fluids Vol. 42. №4 p. 653 (2007)
7. Radeztsky R.H. Reibert M.S., Saric W.S. AIAA J, Vol. 37, №11 - p. 1370 (1999)
8. Durscher R. Stanfield S., Roy S. Appl. Phys. Lett. Vol. 101 №25 (2012)
9. I. Moralev, S. Boytsov, P. Kazansky, V. Bituryn, *Exp. Fluids*, vol. 55, № 5, p. 1747, (2014)

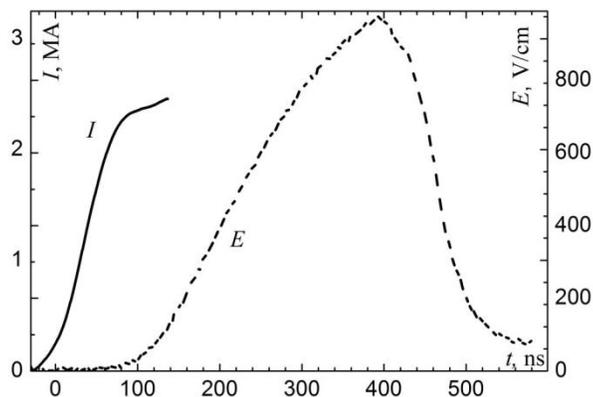
## Эволюция параметров материала трубки при пропускании субмикросекундных импульсов тока с линейной плотностью порядка 1 МА/см

Ткаченко С.И.<sup>1</sup>, Грабовский Е.В.<sup>2</sup>, Олейник Г.М.<sup>2</sup>, Ю.Г.Калинин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>МФТИ, Долгопрудный, Московская обл.; ОИВТ РАН, Москва;

<sup>2</sup>ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва; <sup>3</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва

На современных мощных генераторах (ZR, Ангара-5-1, PTS и т.д.) проводятся эксперименты по изучению взаимодействия потоков энергии большой мощности с веществом. При проведении таких экспериментов на этих машинах импульс тока с характерной длительностью 100 нс, который генерируется в нескольких секциях, подается в выходной узел, содержащий нагрузку. В процессе транспортировки электрической энергии к нагрузке по магнитоизолированной вакуумной транспортирующей линии (МИВТЛ) по ее компонентам протекает ток с линейной плотностью в несколько мегаампер на сантиметр. В таких условиях он вызывает в МИВТЛ процессы, которые приводят к потерям энергии при ее транспортировке и к разрушению электродов (см. [1–5]). В предлагаемой работе представлены результаты изучения транспортных свойств МИВТЛ.



**Рис. 1.** Экспериментальные временные зависимости тока  $I$ , протекающего по трубке, и напряженности электрического поля  $E$ , измеренного на внутренней поверхности трубки.

### Описание экспериментальной и численной моделей

С этой целью было проведено экспериментальное и численное моделирование эволюции коаксиальной части выходного узла (часть МИВТЛ, которая подвергается наиболее сильному воздействию) при протекании через него импульса тока с линейной плотностью 1 МА/см.

Изучалась динамика проникновения магнитного поля по толщине трубки, которой моделировались коаксиальные электроды обратного тока; изучалась также эволюция распределения параметров вещества по сечению трубки.

Аналогичная проблема решалась в статьях [1–3] для случая «тонкого» электрода (толщина его стенки сравнима с толщиной скин-слоя).

На установке Ангара-5-1 была проведена серия экспериментов по исследованию скорости проникновения магнитного поля в толщину трубки. Использовались трубки, изготовленные из нержавеющей стали, длиной  $l = 15$  мм и внешним диаметром  $D = 12.2$  мм. Напряженность электрического поля на внутренней поверхности трубки была измерена резистивным делителем. На Рис. 1 показаны экспериментальные зависимости тока и напряженности электрического поля  $E = j/\sigma$  (здесь  $j$  и  $\sigma$  – плотность тока и проводимость, соответственно). Так как толщина трубки ( $h = 1$  мм) существенно больше толщины скинирования магнитного поля (вычисленной при комнатной температуре для времени нарастания тока до амплитудного значения 100 нс), ток, а следовательно, и электрическое поле появляются на внутренней поверхности трубки только к моменту достижения током амплитудного значения. Это можно объяснить длительной диффузией магнитного поля сквозь толщину металлической трубки.

Видно, что в этих экспериментах после достижения максимального значения тока электрическое поле уменьшается постепенно. Это указывает на то, что уменьшение электрического поля на внутренней поверхности трубки не вызвано формированием плазменного слоя на ней, а обусловлено другими процессами, например, такими как изменение сопротивления трубки или формированием плазменного слоя на ее внешней поверхности. Поэтому можно утверждать, что измеренное электрическое поле определяется именно током, протекающим по трубке, следовательно, при решении обратной задачи можно восстановить временную зависимость тока, который затем может использоваться при численном моделировании.

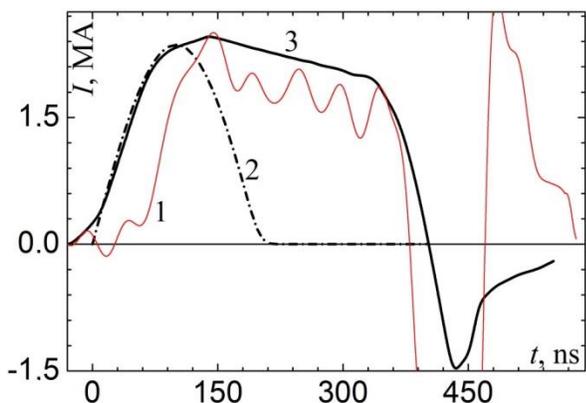
Численное моделирование было выполнено в рамках одномерной однотемпературной магнито-гидродинамической (МГД) модели [6]. Для описания свойств среды использовалось полуэмпирическое широкодиапазонное уравнение состояния (см. [7]), учитывающее фазовые переходы и метастабильные состояния. Это многофазное уравнение состояния основано на модели, описанной в [8], согласуется с большим набором экспериментальных данных [6, 9]. Для описания проводимости материала в конденсированных фазах (твердой и жидкой) использовалась полуэмпирическая формула (см. [1, 6, 10]).

## Результаты и обсуждение

Восстановление импульса тока было выполнено в соответствии с моделью тонкой трубки. Предполагая, что скинирование по толщине трубки не слишком велико, а температура остается постоянной, в [11] была получена следующая формула

$$I(t) \cong C \left( V + \frac{1}{6} \frac{4\pi\sigma h^2}{c^2} \dot{V} + \frac{1}{120} \left( \frac{4\pi\sigma h^2}{c^2} \right)^2 \ddot{V} \right) \quad (1)$$

здесь  $V(t)$  – сигнал с делителя, расположенного на внутренней поверхности трубки;  $C$  – размерный множитель (например, если измеряется напряжение между двумя электродами, расположенными на расстоянии  $l$  друг от друга вдоль оси трубки, этот множитель будет равен  $2\pi h\sigma R/l$ );  $c$  – скорость света;  $\dot{V}$  и  $\ddot{V}$  – первая и вторая временные производные от сигнала  $V(t)$ .



**Рис. 2.** Временные зависимости тока:

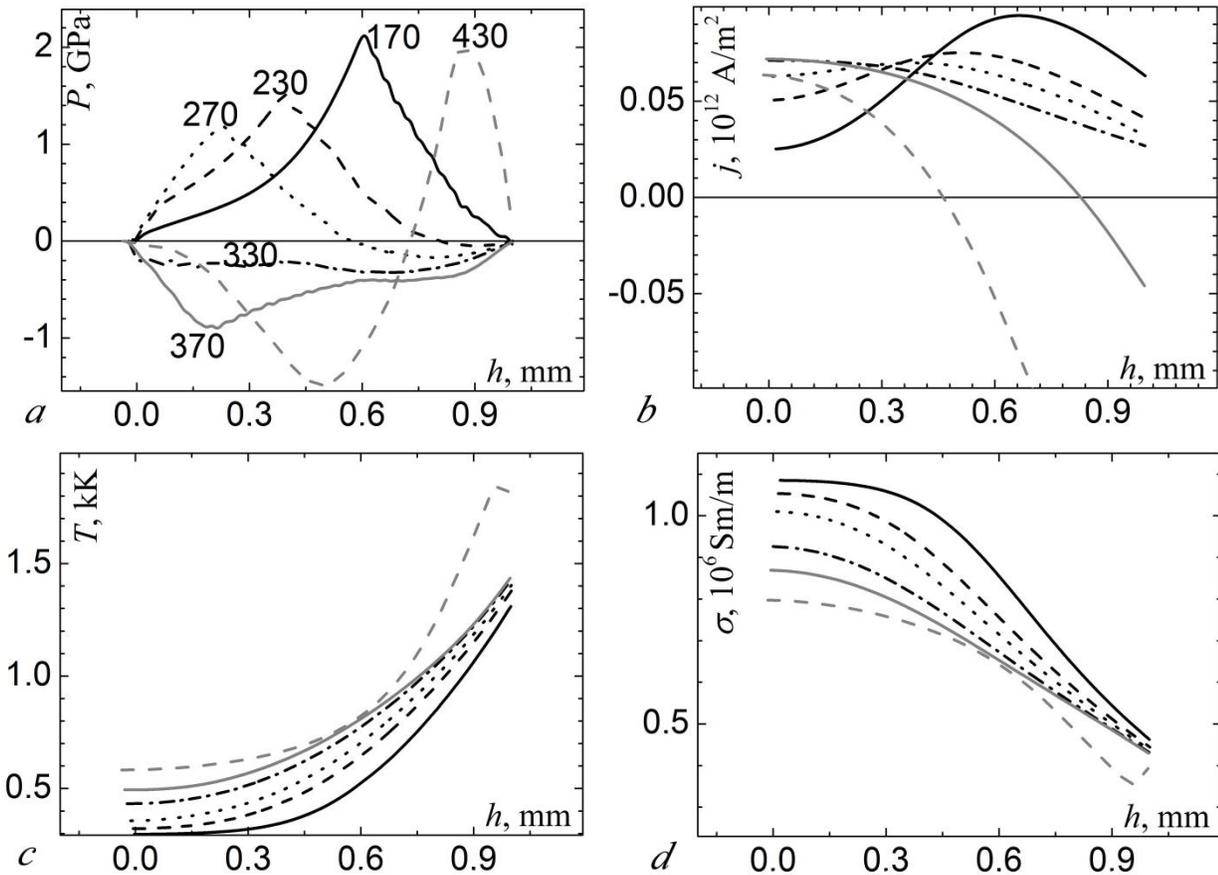
1–импульс тока, восстановленный в соответствии с формулой (1);  
2–синусоидальный импульс и  
3–восстановленный импульс тока с коррекциями.

На Рис. 2 линией 1 показан импульс тока, восстановленный в соответствии с формулой (1). Видно, что на начальной стадии (в течение 150 нс) эти данные сильно отличаются от экспериментальных данных, представленных на Рис. 1; поэтому мы вынуждены были делать коррекцию полученных данных. Действительно,

предположение о сравнимости толщины трубки и толщины скин-слоя неправомерно в течение начальной стадии. В нашем случае это предположение становится правомерным, начиная с момента  $\sim 100$  нс (см. Рис. 1). Поэтому вплоть до

$\sim 140$  нс вместо восстановленных данных, мы использовали экспериментальные данные по току. На Рис.3с видно, что по мере прохождения тока по трубке ее температура растет и к моменту 150 нс слегка превышает температуру плавления. Это приводит к тому, что изменяются теплофизические свойства металла (см Рис. 3d), т.о. проводимость в формуле (1) уже не будет постоянной величиной. По этой причине необходима коррекция импульса тока на поздней стадии. Восстановленный импульс тока со всеми коррекциями показан на Рис. 2 черной сплошной линией 3.

На Рис. 3 показаны давление, плотность тока, температура и проводимость по толщине трубки. Показаны зависимости на различные моменты времени, чтобы продемонстрировать эволюцию параметров материала трубки. В нашем случае магнитное поле заметно скинировано, в результате температура по сечению трубки сильно различается (см. Рис. 3с).



**Рис. 3.** Распределения давления (а), плотности тока (b), температуры (с) и проводимости (d) по толщине трубки в различные моменты времени, полученные при численном моделировании, в котором использовался восстановленный импульс тока с коррекциями. Расстояние отсчитывается от начального положения внутренней поверхности трубки; цифрами указаны моменты времени в наносекундах; для обозначения температуры, плотности тока и проводимости используются те же обозначения, что и для давления.

Видно также, что формируется мощный импульс давления, который генерируется импульсом отдачи при тепловом расширении трубки. После отражения этого импульса давления от внутренней поверхности трубки, а также в результате резкого уменьшения тока, а следовательно, и сжимающего магнитного давления, по толщине трубки реализуются метастабильные состояния с

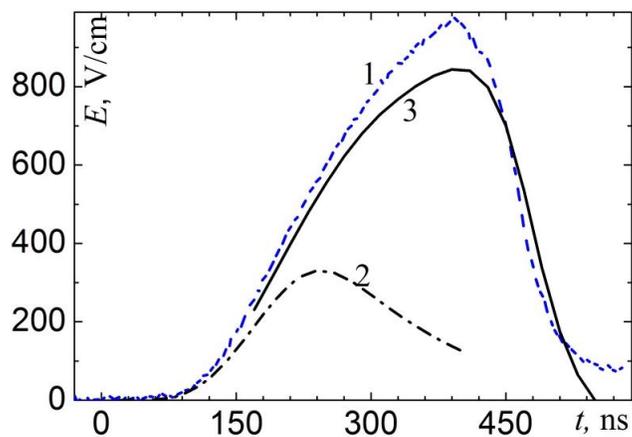
отрицательным давлением, т.е. формируются растягивающие напряжения. (см. Рис. 3а). На Рис. 3а видно, что растягивающие напряжения могут существовать десятки наносекунд. Этого времени достаточно для того, чтобы начался распад растянутого метастабильного состояния металла, т.е. для переход в стабильное (см. [12]); такой переход может сопровождаться механическим разрушением трубки.

Такой сценарий развития процесса разгрузки трубки тем более вероятен, что внешние слои трубки могут быть нагреты до температуры слегка превосходящей температуру плавления (см. Рис. 3с). А известно, что при повышении температуры прочность на растяжение уменьшается (см. [13]). Изображение выходного узла с тремя поврежденными обратными токопроводами после проведения эксперимента на генераторе С300 [5], подтверждает возможность развития такого сценария. Действительно, на Рис. 4 видны значительные разрушения обратных токопроводов с резкими краями; такие отколы характерны для разрушения твердых тел, на которые воздействовали сильные растягивающие напряжения.

Используя данные, показанные на Рис. 3б и 3д была вычислена напряженность электрического поля  $E = j/\sigma$  на внутренней поверхности трубки (см. линию 3 на Рис. 5). Сравнивая данные, представленные на Рис. 5 можно утверждать, что результаты численного моделирования, полученные в расчетах, в которых использовался восстановленный импульс тока с коррекциями, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.



**Рис. 4.** Изображение выходного узла с тремя поврежденными обратными токопроводами после проведения эксперимента.



**Рис. 5.** Временные зависимости напряженности электрического поля на внутренней поверхности трубки: 1 – экспериментальная кривая, 2 и 3 – расчетные данные для синусоидального импульса тока и для восстановленного импульса с коррекциями, соответственно.

## Выводы

Изучалась эволюция распределения параметров материала трубки по ее толщине при протекании тока с линейной плотностью  $\sim 1$  МА/см. Для проверки адекватности численных результатов использовались данные, полученные на установке Ангара-5-1. По временной зависимости напряженности электрического поля, измеренной в экспериментах на внутренней поверхности трубки, изготовленной из нержавеющей стали, восстановлен импульс тока. Используя эти данные для замыкания математической модели, получены распределения параметров вещества трубки. Получено, что при толщине стенок трубки 1 мм магнитное поле сильно скинировано, и этим обусловлена заметная неоднородность в распределении параметров вещества трубки – температуры и проводимости. В процессе прохождения импульса тока по трубке формируется импульс давления с амплитудной величиной до 2 ГПа, который генерируется импульсом отдачи при тепловом расширении трубки. При отражении этого импульса от внутренней поверхности трубки, а также вследствие резкого уменьшения тока, а следовательно, и сжимающего магнитного давления, в некоторый момент времени становится возможной реализация метастабильных состояний с отрицательным давлением до 1.5 ГПа. Так как температура на внешней поверхности трубки может достигать температуры плавления, такие растягивающие напряжения могут привести к механическому разрушению трубки.

На основе полученных данных можно утверждать, что транспортные свойства компонент МИВТЛ позволяют передавать энергию, запасенную в генераторе, к нагрузке с помощью субмикросекундного импульса тока с линейной плотностью  $\sim 1$  МА в течение 200 нс. Позже некоторые компоненты МИВТЛ могут быть механически разрушены из-за того, что в процессе прохождения импульса тока в них формируются сильные растягивающие напряжения.

Напряженность электрического поля, полученная при численном моделировании, хорошо совпадает с экспериментальными данными; это позволяет делать вывод о надежности полученных данных.

Работа частично поддержана проектами Министерства образования и науки РФ № 3.522.2014/К и РФФИ 14-0100678.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 Грабовский, Е.В. и др. Физика плазмы, Т. 32, с. 782 (2006).
- 2 Бакшаев Ю.Л. и др. Физика плазмы, Т. 33, с. 291 (2007).
- 3 Ананьев С.С. и др. Физика плазмы, Т. 34, с.627 (2008).
- 4 Madrid E.A., et.al. Phys. Rev. Special Topics – Accelerators and Beams, V.16, p.120401 (2013).
- 5 Ткаченко С.И. и др. Известия высших учебных заведений. Физика. Тематический выпуск. Т. 57, № 12/2, с. 279 (2014).
- 6 Ткаченко С.И. и др ТВТ, т. 39, с. 728 (2001).
- 7 Fortov V.E., et.al. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A V. 415, p. 604 (1998).
- 8 Bushman A.V., Fortov V.E., Kanel' G.I., and NI A.L., Intense Dynamic Loading of Condensed Matter. Taylor and Francis, Washington, (1993).
- 9 Lomonosov I.V., et.al. in Shock Compression of Condensed Matter — 2001, M. D. Furnish, N. N. Thadhani, and Y. Horie, eds., AIP, New York, (2002), 111.
- 10 Knoepfel H. Pulsed High Magnetic Fields, Amsterdam, North-Holland (1970).
- 11 Бакшаев Ю.Л. и др. Физика плазмы, Т. 30, с. 349 (2004).
- 12 [Zhakhovsky V.V., et.al. 17th APS SCCM, Chicago, 26 June – 1 July 2011, AIP Conference Proceedings, V.1426, p.1207 \(2012\).](#)
- 13 Dekel E., et.al. J. of Appl. Phys., V.84, p.4851 (1998).

## Измерение электрических полей импульсных разрядов методами нелинейной оптики

Цхай С.Н.

Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

*Аннотация: Представлены результаты измерений динамики напряженности электрических полей в импульсных разрядах методом нелинейной оптики. Исследовались микросекундный разряд, скользящий по поверхности проводника и наносекундный разряд в водороде при давлениях  $\geq 1$  атм.*

### Введение

Интерес к плазме атмосферной плотности связан с многочисленными приложениями [1,2]. Одной из основных характеристик плазмы является напряженность электрического поля. Несмотря на разработку многочисленных методов ее измерения [3] в плазме повышенной плотности, по-видимому, безальтернативной остается методика, основанная на нелинейно-оптическом взаимодействии квази-постоянного внешнего и лазерных световых электрических полей [4]. Отличительными особенностями метода являются:

- пространственное разрешение определяется областью перетяжки сфокусированного лазерного пучка ( $\sim \text{мм}^3$ )
- временное разрешение определяется длительностью импульса лазерного излучения, в [5] демонстрируются измерения с 30 пс импульсами
- не чувствителен к неоднородности плотности частиц, что достигается нормировкой сигнала, генерируемого внешним электрическим полем на одновременно генерируемый стандартный КАРС сигнал, имеющий такую же зависимость от плотности частиц[4]
- по плоскости поляризации излучения, генерируемого электрическим полем, можно определять направление вектора этого поля[6]
- слабая чувствительность к плазменным микрополям, что позволяет измерять только внешнее ЭП в газоразрядной плазме [7,8].

В данной работе рассматриваются применение методики к исследованию импульсных разрядов в водороде при давлениях  $\geq 1$  атм.

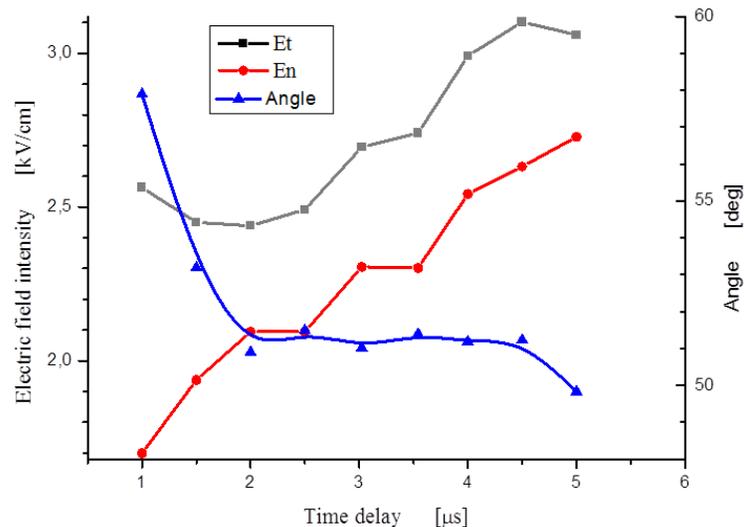
### Диагностика микросекундного скользящего разряда по поверхности проводника

Разряд скользящий по поверхности проводника привлекает использованием низкого

напряжение формирования, возможностью влияния на свойства разряда путем изменения проводимости проводника, широким выбором проводников как в жидком, так и твердом состояниях[9]. В[10] демонстрируется возможность его применения как источника оптической накачки эксимерного лазера. В то же время в[9] отмечается, что, механизм распространения плазменного фронта в таком разряде практически не изучен.

Измерения проводились в разряде, скользящем по поверхности NiMn феррита шириной 1 мм в атмосфере водорода. Расстояние между электродами составляло 12 мм, напряжение 1-6 кВ. Пучки зондирующего лазерного излучения направленные перпендикулярно оси распространения разряда фокусировались над поверхностью феррита на расстоянии 6 мм от катода. Поляризация обоих зондирующих лазеров с помощью двойного ромба Френеля устанавливалась параллельно или перпендикулярно оси разряда для измерения нормальной и тангенциальной составляющей напряженности электрического поля[11].

На рис. 1 представлены результаты измерений динамики компонент электрического поля во время распространения плазмы от катода к аноду. Через  $\sim 5$  мкс плазма достигала точки пересечения с лазерными пучками и значения напряженностей полей становились ниже чувствительности измерений. Полученные результаты позволяют моделировать механизм распространения плазменного канала в разряде, скользящем по поверхности феррита.



**Рис.1.** Измерение нормальной ( $E_n$ ) и тангенциальной ( $E_t$ ) компонент электрического поля и угла между вектором поля и осью разряда ( $Angle$ ) в зависимости от временной задержки относительно момента включения разряда

## Измерение электрических полей в импульсном наносекундном разряде

В [12] определялись электрические параметры плазмы в импульсном (5 нс) высоковольтном (160 кВ) разряде по контуру линии излучения гелия при атмосферном давлении. В расчете учитывалось уширение спектральной линии микрополями плазмы. Хорошее согласие с экспериментом наблюдалось, когда формирование контура линий рассчитывалось в предположении высокой электронной температуры  $T_e \sim 100$  eV, в то время как оценки из других измерений дают значение  $T_e \sim 2$  eV. В тоже время, измеряемые контура спектральных линий гелия хорошо моделировались если помимо микрополей плазмы с  $T_e \sim 2$  eV в расчетах вводилось наличие постоянного электрического поля  $\sim 15$  кВ/см. Прямые измерения наличия постоянного электрического поля без влияния микрополей плазмы осуществлялись с помощью предлагаемой методики.

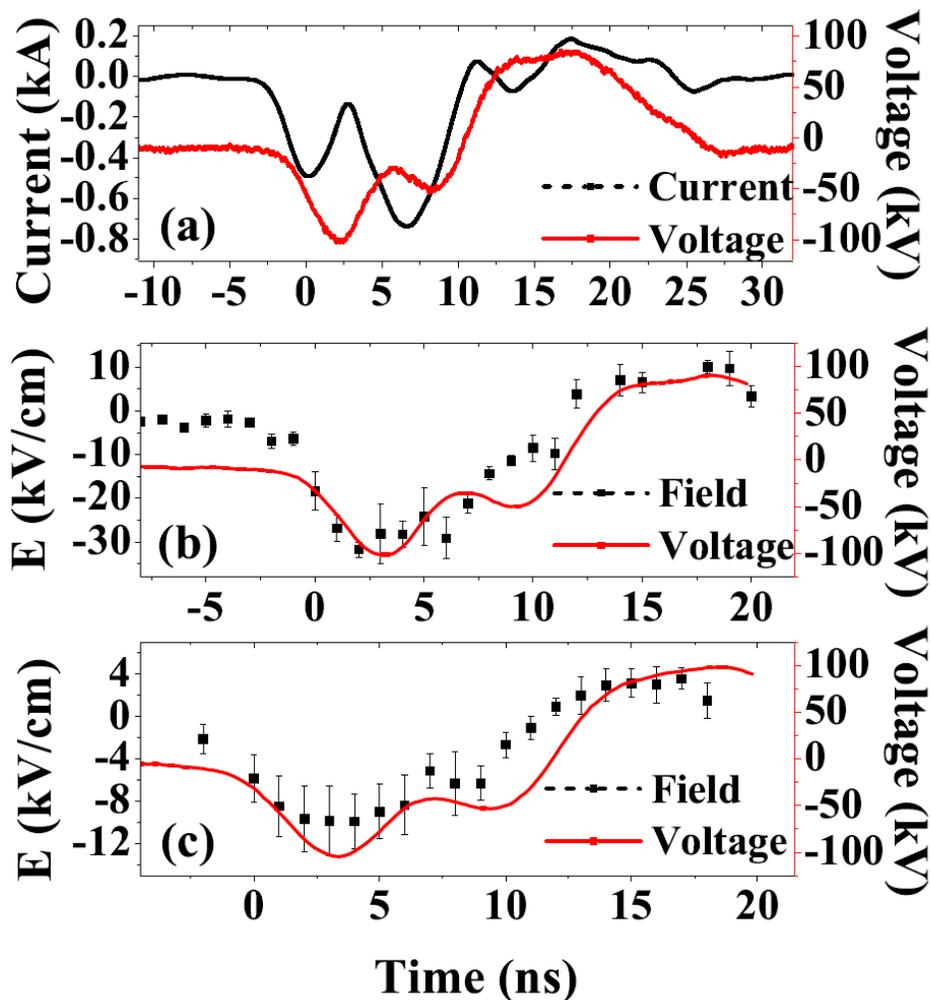
Возможность существования электрических полей в наносекундном разряде с током в несколько ампер демонстрировалась в [13]. Для проверки наличия постоянного поля в разряде с токами  $\sim 1$  кА проведены измерения электрических полей в водороде при давлении 1-3 атм [14]. Геометрия эксперимента соответствовала [12]. Высоковольтный  $\sim 100$  кВ импульс длительностью  $\sim 5$  нс подавался на бритвенный катод длиной  $\sim 7$  мм и толщиной лезвия, направленного к аноду несколько микрон. На расстоянии 10-20 мм располагался алюминиевый анод диаметром 150 мм. Лазерные пучки вводились в разрядную камеру перпендикулярно направлению распространения разряда на расстоянии 1-10 мм от катода. Поляризация лазерных пучков направлена вдоль оси разряда.

На рис.2 представлены результаты измерений динамики напряженности электрического поля в разряде при давлении водорода 3 атм. Поляризационные измерения показывают, что вектор напряженности электрического поля направлен с точностью до погрешности измерения вдоль оси разряда. Из рисунка видно, что в условиях эксперимента в плазме сильноточного наносекундного разряда присутствует значительное постоянное электрическое поле.

## Заключение

На примерах измерения динамики развития электрических полей импульсных разрядов показаны возможности метода нелинейной оптики для диагностики плазмы при давлениях газа  $\geq 1$  атм.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект №14-22-00273)



**Рис.2** Расстояние между катодом и анодом 20 мм, давление водорода 3 атм. (а) форма тока и напряжения; (b) напряженность электрического поля на расстоянии 10 мм от катода; (c) напряженность электрического поля на расстоянии 1 мм от катода.

### Литература

- [1] Bruggeman P., Brandenburg R., J. Phys. D: Appl. Phys. Vol.46, 464001 (2013).
- [2] Samukawa S. et al, J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 45, 253001 (2012).
- [3] Gavrilenko V.P., Ochkin V.N., Tskhai S.N., Proc. SPIE Vol 4460, "Selected Research Papers on Spectroscopy of Nonequilibrium Plasma at Elevated Pressures", V.N. Ochkin (ed), p.207 (2002).
- [4] Евсин О.А., Куприянова Е.Б., Очкин В.Н., Савинов С.Ю., Цхай С.Н., Квант.Электр., т.22, №3, с. 295 (1995).
- [5] Goldberg B., O'Byrne S., and Lempert W.R., 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition 09 - 12 January 2012, Nashville, Tennessee, AIAA 2012-

- [6] Акимов Д.А., Желтиков А.М., Коротеев Н.И., Наумов А.Н., Очкин В.Н., Сердюченко А.Ю., Сидоров-Бирюков Д.А., Цхай С.Н., Федотов А.Б., Письма в ЖЭТФ, т.70, в.6, с.371 (1999).
- [7] Ochkin V.N., Savinov S.Yu., Tskhai S.N., J. of Russian Laser Research, Vol.18, No 6, p.582 (1997).
- [8] Желтиков А.М., Коротеев Н.И., Наумов А.Н., Очкин В.Н., Савинов С.Ю., Цхай С.Н., Квантовая электроника, Т. 26, №1, с.73 (1999).
- [9] van Goor F.A., Mitko S.V., Ochkin V.N., Paramonov A.P. and Witteman W.J., J. of Russian Laser research, Vol.18, No 3, p.247 (1997).
- [10] Mitko S. V., van Goor F. A., Ochkin V. N., and Witteman W. J., Proceedings of the NATO Res. Workshop ARW 950443 on "Gas Lasers - Recent Developments and Future Prospects", Kluwer, Netherlands p. 185 (1996).
- [11] Tskhai S. N., Akimov D. A., Mitko S. V., Ochkin V. N., Serdyuchenko A. Yu., Sidorov-Biryukov D. A., Sinyaev D. V. and Zheltikov A. M., J. Raman Spectrosc., Vol. 32, p. 177 (2001).
- [12] Yatom S., Stambulchik E., Vekselman V., and Krasik Ya. E., Phys. Rev. E 88, 013107 (2013).
- [13] Ito T., Kobayashi K., Czarnetzki U., and Hamaguchi S., J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 43, 062001 (2010).
- [14] Yatom S., Tskhai S., and Krasik Ya. E., Phys.Rev.Letts, Vol. 111, No 25, 255001 (2013).

## **Развитие модели взрывоэмиссионных ячеек катодного пятна вакуумного разряда**

М.М. Цвентух

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, г. Москва, Ленинский пр-т, 53

В настоящее время установлено, что ключевым свойством вакуумного разряда (как и его отдельных стадий - пробоя, искры и дуги) является импульсный характер электронной эмиссии из ячеек катодного пятна - в виде взрывоэмиссионных всплесков - эктонов [1]. Взрывная эмиссия в ячейках катодного пятна приводит к формированию наносекундных импульсов тока, протекающего через плотную неидеальную плазму, расширяющуюся из микронной области электрического под высоким давлением.

Накопленный обширный материал, следующий как из экспериментальных работ, так и из детальных расчетов и теории, позволяет определить общую картину процессов генерации плазмы и протекания тока, происходящих в таких взрывоэмиссионных ячейках.

Вместе с тем, остается открытым вопрос об их самосогласованном количественном описании. Так, например, неизвестна временная динамика плотности плазмы, согласованная с электромагнитным полем; открытым остается вопрос о согласованном описании импульса тока и роли микрорельефа, в том числе жидкометаллических струй.

Одну из проблем - описание ускорения потока плазмы из взрывоэмиссионной ячейки, отметил Dr Andre Anders в докладе на получении премии Duke Award 2014 [2]. Скорость движения такой плазмы (и т.н. "аномальных" ионов), образующейся при взрыве [3] примерно составляет 10 км/с для всех элементов вне зависимости от условий эксперимента (см. [4]).

Самостоятельные электрические разряды в вакууме имеют важное значение и для термоядерных исследований, так как они образуются на первой стенке систем магнитного удержания под воздействием потоков плазмы из центральных областей - в виде ЭЛМов (Edge localized modes) [5-6].

При этом в настоящее время предлагается ряд перспективных поверхностей для первой стенки, представляющих собой восстанавливающиеся защитные слои микронной толщины, основным свойством которых является поглощение внешней энергии, в т.ч. от падающего ЭЛМа. К ним относятся как жидкометаллические пленки (Li) на капиллярно-пористой основе [7-8] так и слои нановолокон вольфрама - т.н. W-fuzz [9-11].

Особенностью этих слоев является легкость инициирования и поддержания дуговых

разрядов (униполярные вакуумные дуги) [12-13]. Аналогия - пленочные катоды и катодные пятна первого типа.

Особенно отметим, что след от катодного пятна дуги, даже в случае горения на слоях вольфрамовых нановолокон, по структуре полностью идентичен следу обычных вакуумных дуг (на пленках), и представляет собой ветвящуюся траекторию микронной ширины.

Нами был предложен двухступенчатый механизм инициирования взрывоэмиссионного всплеска под воздействием потока плазмы и энергии [14]. Также было показано, что при инициировании взрывоэмиссионной ячейки на легко-эродирующем слое вольфрамовых нановолокон требуемый поток энергии может быть на порядки величины ниже, чем для чистой поверхности [15-16].

Следующим шагом после успешных экспериментов на большом адронном коллайдере является электрон-позитронный коллайдер, позволяющий получать более точные данные. Один из проектов - компактный линейный коллайдер CLIC, представляющий собой ускоряющую СВЧ структуру длиной  $\sim 2$  км. Электромагнитное поле частотой в десятки ГГц с длительностью импульса - доли мкс создает напряженности поля на уровне 1 МВ/см. Ограничением темпа ускорения являются вакуумный пробой [17]. Согласно работе [18] критический поток СВЧ энергии находится на уровне сотен МВт/см<sup>2</sup>. При этом в нашей работе [14] было установлено, что поток энергии более сотни МВт/см<sup>2</sup> достаточен для взрывного перегрева микронеоднородности протекающим эмиссионным током. При этом был предложен двух-ступенчатый режим инициирования взрыва, когда вначале формируется первичная плотная эрозионная плазма, позволяющая пропускать эмиссионный ток высокой плотности. Ранее в основном исследовался взрыв автоэмиссионным током, что при учете малого периода осцилляции поля ( $\sim 0.1$  нс и менее), означало требование больших токов (более ГА см<sup>-2</sup>) и высоких электрических полей (100 МВ/см) - больших геометрических усилений на микроостриях. Предложенный двухступенчатый (эрозионный) механизм снимает эти ограничения.

Работа поддержана РФФИ, грант 15-38-20617.

1. G. A. Mesyats, IEEE Marie Sklodowska-Curie Award 2012 Lecture 'Ecton Mechanism of the Cathode Spot Phenomena in a Vacuum Arc', 39th ICOPS Edinburgh, UK, IEEE Trans. Plasma Sci. 41 676-694 (2013)

2. A.Anders 2014, Dyke Award 2014 Lecture "Ion energies in vacuum arcs: A critical review of data and theories leading to traveling potential humps" 26th ISDEIV 2014
3. Месяц Г. А., Баренгольц С. А. 2002 УФН 172 (10) 1113-1130
4. Zhirkov, A. O. Eriksson, A. Petruhins, M. Dahlqvist, A. S. Ingason, and J. Rosen, "Effect of Ti-Al cathode composition on plasma generation and plasma transport in direct current vacuum arc," J. Appl. Phys., vol. 115, pp. -, 2014
5. A. Herrmann et al 2009 J. Nucl. Mater. 390-391 747-750
6. V. Rohde et al 2011 J. Nucl. Mater. 415 (1) S46–S50
7. S V Mirnov et al 2006 Plasma Phys. Control. Fusion 48 821
8. Y. Hirooka, G. Mazzitelli, S. V. Mirnov, M. Ono, M. Shimada and F. L. Tabares, 2010 Nucl. Fusion 50 077001
9. S. Kajita et al 2007 Nucl. Fusion 47 1358
10. R. P. Doerner, M. J. Baldwin and P. C. Stangeby 2011 Nucl. Fusion 51 043001
11. G.M. Wright et al 2012 Nucl. Fusion 52 042003
12. Shin Kajita, Shuichi Takamura and Noriyasu Ohno 2009 Nucl. Fusion 49 032002
13. Shin Kajita et al 2012 Plasma Phys. Control. Fusion 54 035009
14. Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Цвентух М.М., 2008 ЖЭТФ 134 1213-1224
15. S. A. Barengolts, G. A. Mesyats, and M. M. Tsventoukh 2010 Nucl. Fusion 50 125004
16. S. A. Barengolts, G. A. Mesyats, and M. M. Tsventoukh 2011 IEEE Trans. Plas. Sci. 39 1900-1904
17. International Workshop on Mechanisms of Vacuum Arcs (MeVArc)  
<https://indico.cern.ch/event/246618/>
18. A. Grudiev, S. Calatroni, and W. Wuensch 2009 Phys. Rev. ST Accel. Beams 12, 102001

## **Взаимодействие ультракоротких лазерных импульсов с металлическими наноструктурами и наноантеннами**

Кондорский А.Д.

Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

*Проведено трехмерное комбинированное моделирование электромагнитной и квантовой динамики процесса надпороговой фотоэмиссии электрона из металлической сферической наночастицы. Представлены результаты расчетов спектров излучения высоких гармоник, возникающего в результате перерассеяния электрона на наноструктуре. Изучено влияние пространственной неоднородности электрического поля, возникающего вблизи поверхности металла вследствие эффекта плазмонного усиления. Проведенные расчёты являются модельными для объяснения особенностей процесса фотоэмиссии из закруглённых концов наноантенн под воздействием фемтосекундных лазерных импульсов.*

Одним из наиболее актуальных и важных направлений современной лазерной физики является изучение эффектов сильного поля, возникающих при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на атомно-молекулярные системы в газе и плазме [1-4]. Такие эффекты надпороговой ионизации атомов, как уширение энергетических спектров фотоэлектронов, генерация высоких гармоник излучения и ультракоротких электромагнитных импульсов оказались крайне важными с прикладной точки зрения [4]. Относительно недавно было экспериментально обнаружено, что аналогичные по физическому механизму явления могут наблюдаться и при облучении фемтосекундными импульсами металлических наноострий [5-10]. Полученные данные свидетельствуют, что при интенсивностях лазера  $\sim 10^{11} \div 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> энергетические спектры электронов фотоэмиссии значительно уширяются. В распределениях по энергиям наблюдалось широкое (порядка десятков эВ) плато. Это явление получило название *надпороговой фотоэмиссии* из наноструктур, по аналогии с ранее изученным явлением *надпороговой фотоэмиссии* атомов и молекул.

Основным механизмом уширения энергетических распределений фотоэлектронов является *перерассеяние* фотоэлектрона на родительском ионе или наноструктуре [11]. Процесс состоит из трех шагов. На первом шаге электрон ионизуется посредством полевой эмиссии (или туннельного механизма). При этом его энергия практически равна нулю. На втором шаге сильное поле разгоняет электрон, благодаря чему он получает дополнительную энергию. Часть электронов

улетает от наноструктуры, а часть разворачивается полем лазера и соударяется с наноструктурой (или родительским ионом). На третьем шаге разогнанные электроны упруго отражаются, формируя широкое плато в энергетическом спектре.

В случае надпороговой ионизации атомов описанный процесс приводит к формированию излучения высоких гармоник. Оно возникает, если на третьем шаге электроны вместо того, чтобы отразиться от родительского иона рекомбинируют на нем. В этом случае вся энергия, переданная электронам полем лазера, испускается в виде высокочастотных фотонов. Хотя в настоящее время еще нет экспериментального подтверждения того, что излучение высоких гармоник может возникать и при облучении фемтосекундным лазером металлических наноструктур, такая возможность обсуждается теоретически [12-13].

С точки зрения теоретического описания, процесс надпороговой фотоэмиссии имеет несколько существенных отличий от надпороговой ионизации. Во-первых, наноструктура может обладать достаточно сложной формой. Во-вторых, плазмонное усиление внешнего поля вблизи поверхности наноструктуры создает существенно неоднородное переменное электрическое поле. Эти факторы усложняют теоретическое описание явления надпороговой фотоэмиссии. В настоящее время используются следующие подходы: (i) моделирование классической или квазиклассической [6,8-9] динамики электрона после его полевой эмиссии с поверхности наноструктуры; (ii) проведение модельных квантовых расчетов [7-9,12-13] с использованием временной теории функционала плотности (TDDFT) и временного уравнения Шредингера (TDSE) в одночастичном приближении свободных электронов.

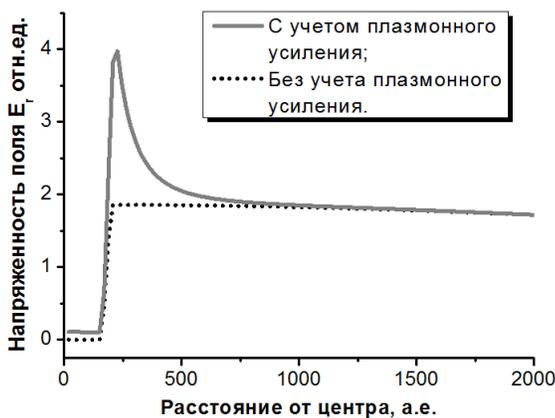
В рамках первого подхода движение электрона рассматривается как классическое. Такое приближение обосновывается успехом модели [11] при описании процессов надпороговой ионизации атомов. Как правило, в такого рода расчетах проводится точный учет влияния плазмонного усиления поля металлической наноструктурой путем численного интегрирования уравнений Максвелла. Основные ограничения подхода связаны с пренебрежением квантовой природой электрона. Это позволяет описать распределения по энергиям, но не спектры возникающего излучения высоких гармоник.

Проводившиеся ранее модельные квантовые расчеты [7-9,12-13] также имеют ряд существенных недостатков. Следует отметить два наиболее важных из них: (i) расчеты проводились для одномерного движения электрона; (ii) влияние поля лазера рассматривалось без учета пространственной неоднородности электрического поля вблизи поверхности металла.

В рамках настоящей работы предпринята попытка провести комплексное трехмерное

моделирование комбинированной электромагнитной и квантовой динамики надпороговой фотоэмиссии из вольфрамовой наносферы. Компьютерное моделирование проводилось в два этапа. На первом этапе проводилось трехмерное численное решение уравнений Максвелла, описывающих взаимодействие поля плоской волны ультракороткого лазерного импульса с металлической наноструктурой. Для этого использовался метод конечных разностей во временной области (FDTD) [14]. Для проведения расчетов на основе программной библиотеки пакета с открытым исходным кодом MEER [15] была подготовлена программа на языке C++. В процессе расчета электрические поля в ближней зоне наноструктуры сохранялись в виде массивов, описывающих их зависимость от координат и времени.

На втором этапе проводилось интегрирование временного уравнения Шредингера с использованием полученных на первом этапе данных о пространственной и временной структуре ближних электрических полей. Для этого, волновая функция фотоэлектрона и потенциалы внешнего неоднородного электрического поля были разложены по базису сферических гармоник. Таким образом, трехмерное уравнение было сведено к системе связанных временных одномерных

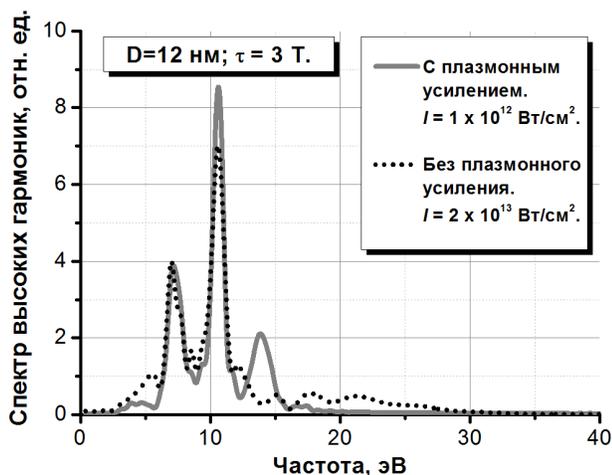


**Рис. 1.** Характерный вид зависимости дипольного компонента ( $l = 1, m = 0$ ) разложения напряженности поля от расстояния от центра наноструктуры.

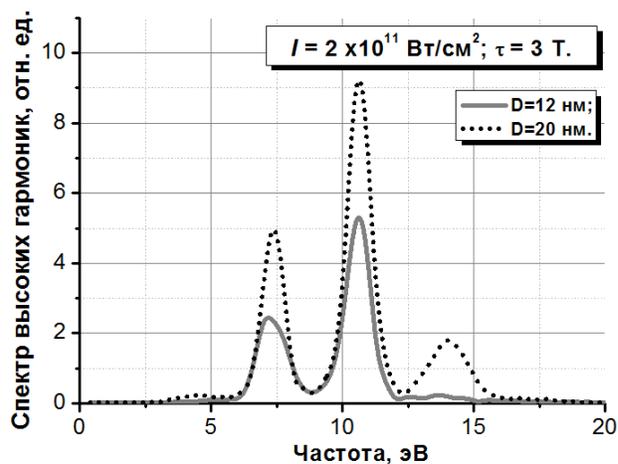
уравнений Шредингера, интегрирование которой осуществлялось методом разделения операторов (Split-operator) [16]. Характерный вид зависимости (доминирующего) дипольного компонента разложения напряженности поля от расстояния от центра наноструктуры представлен на рис. 1. Как видно из рисунка, напряженность поля вблизи поверхности (непрерывная линия) примерно в два раза превышает ту же величину, рассчитанную без учета эффекта плазмонного усиления (пунктир).

Потенциал, создаваемый наноструктурой, описывался в виде прямоугольной потенциальной ямы глубины равной сумме энергии Ферми и работе выхода. Край ямы был сглажен вследствие эффекта Шоттки. В качестве начальной волновой функции использовалась собственная волновая функция указанного потенциала, энергия которой оказывалась ближайшей сверху к энергии Ферми. Расчет излучения фотоэлектрона осуществлялся путем вычисления второй производной по времени от квантового среднего дипольного момента, взятого по

пространству вне наночастицы.



**Рис. 2.** Влияние плазмонного усиления поля вблизи наноструктуры на спектры излучения высших гармоник.



**Рис. 3.** Влияние размера наноструктуры на спектры излучения высших гармоник.

Было проведено компьютерное моделирование спектров высших гармоник для вольфрамовых сферических наночастиц диаметрами 12 и 20 нм. Длина волны лазерного импульса – 800 нм., длительность – 3 периода, фаза (СЕР) – 0 рад. Интенсивности импульса варьировались в пределах  $\sim 10^{11} \div 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Последние значения заметно меньше пороговых величин, приводящих к разрушению вольфрамовых nanoострий. Согласно оценкам [9], для длительностей импульса порядка десятков фс. пороговая напряженность поля вблизи поверхности эквивалентна интенсивности в несколько десятков ТВт/см<sup>2</sup>.

На рисунке 2 даны спектры высших гармоник, рассчитанные с учетом плазмонного усиления (непрерывная линия) и без его учета (пунктир). Интенсивность лазерного импульса для которого проводился расчет во втором случае подбирался таким образом, чтобы получить наилучшее согласие со спектром, рассчитанным с учетом плазмонного усиления. Из анализа рис. 2. видно, что подбором эффективной интенсивности поля плоской волны невозможно полностью воспроизвести спектр излучения высших гармоник, получаемых с учетом плазмонного усиления, особенно в области высоких частот. Таким образом, большие величины градиентов электрического поля вблизи поверхности наноструктуры оказывают существенное влияние на спектры излучения.

На рисунке 3 показано, как меняются спектры излучения высших гармоник при изменении размеров наночастицы. При увеличении размера наноструктуры, помимо примерно двукратного увеличения интенсивности, в спектре возникает пик, соответствующий следующей высокой гармонике. Важно отметить, что анализ величины плазмонного усиления показал, что при

изменении размера наноструктуры диапазоне порядка десятков нм, коэффициент плазмонного усиления (отношение напряженности поля вблизи поверхности наноструктуры к напряженности поля лазерного импульса) меняется слабо. Таким образом, анализ рис. 3. показывает, что увеличение размера наноструктуры приводит к повышению верхней границы частот излучаемых высоких гармоник и это обусловлено различием градиентов спада ближнего поля вблизи границы наноструктуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 14-22-00273).

## **Литература**

1. P. Agostini, L. DiMauro, Rep. Prog. Phys. Vol. 67, p. 813 (2004).
2. P. Gorcum, F. Krausz, Nature Phys. Vol. 3, p. 381 (2007).
3. F. Krausz, M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. Vol. 81, p. 163 (2009).
4. R. Kienberger, Z. Chang, C.H. Nam (Eds.), J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. Vol. 45, 070201 (2012).
5. M. Schenk et al, Phys. Rev. Lett. 105, 257601 (2010).
6. M. Kruger, M. Schenk, P. Hommelhoff, Nature Vol. 475, 78 (2011).
7. G. Wachetr et al, Phys. Rev. B Vol 86, 035402 (2012).
8. M. Krüger et al, New J. Phys. Vol. 14, 085019 (2012).
9. M. Krüger et al, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. Vol. 45, 074006 (2012).
10. P. Dombi et al, Nano Lett. Vol. 13, p. 674 (2013).
11. P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. Vol. 71, p. 1994 (1993).
12. M. F. Ciappina et al, Phys. Rev. A Vol. 89, 013409 (2014).
13. M. F. Ciappina et al, Eur. Phys. J. D Vol. 68, p 172 (2014).
14. A. Taflove, S.C. Hagness “Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method”. Artech House (2005).
15. <http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep>.
16. M.D.Feit et al, J. Comp. Phys. 47, 412 (1982).

## Сопоставление спектров и времен затухания импульсной катодолюминесценции и гамма-люминесценции сцинтилляционных кристаллов

М.В. Завертяев<sup>1</sup>, А.И. Загуменный<sup>2</sup>, В.А. Козлов<sup>1</sup>, Н.В. Пестовский<sup>1,3</sup>, А.А. Петров<sup>1,3</sup>  
и С.Ю. Савинов<sup>1,3</sup>

[pestovsky@phystech.edu](mailto:pestovsky@phystech.edu)

<sup>1</sup> Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

<sup>2</sup> Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

<sup>3</sup> Московский Физико-Технический Институт (Государственный Университет), 141707, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

*Проведено сопоставление спектров и времен затухания гамма-люминесценции (ГЛ) и импульсной катодолюминесценции (ИКЛ) сцинтилляционных кристаллов. Установлено, что для кристаллов одинакового типа спектры и времена затухания ИКЛ и ГЛ совпадают в пределах ошибки измерения. Данный факт объяснен на основе анализа процессов, индуцируемых в среде гамма-квантом с энергией менее 1 МэВ и электроном с энергией ~100 кэВ. Показано, что метод ИКЛ применим для измерения спектров и времен затухания сцинтилляционных кристаллов.*

Сцинтилляционные кристаллы для детектирования гамма-излучения широко применяются для спектрометрии ядерного излучения, поиска полезных ископаемых, поиска раковых опухолей методом позитронно-эмиссионной томографии, и для других задач.

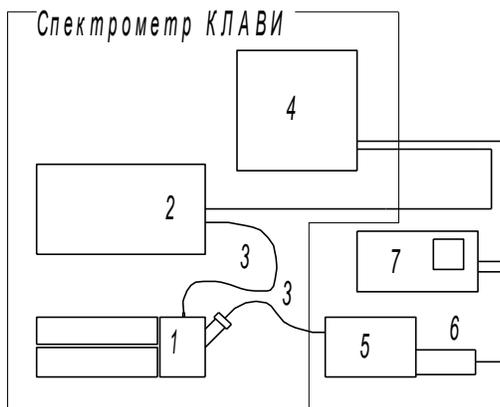
В настоящее время тестирование сцинтилляционных кристаллов производится методом гамма-люминесценции (ГЛ) с применением радиоактивных источников, что вызывают определенные проблемы, связанные как с использованием и хранением радиоактивных препаратов, так и с необходимостью регистрации оптического излучения малой интенсивности. В частности, для измерения времен затухания люминесценции приходится применять методику счета одиночных фотонов (см., например, [1]).

Нами предлагается подход, основанный на методе импульсной катодолюминесценции (ИКЛ) [2,3]. Образец облучается мощным (~10 МВт/см<sup>2</sup>) и кратковременным (~2 нс) импульсом электронов со средней энергией частиц в пучке ~150 кэВ. Далее регистрируется люминесценция образца. Измеряется спектр и кинетика люминесценции.

В работе [4] показано, что ИКЛ-спектры набора кристаллов сцинтилляторов совпадают со спектрами ГЛ тех же кристаллов в пределах ошибки измерений. В работе [5] показано, что

времена затухания ИКЛ и ГЛ кристаллов одного и того же типа также одинаковы в пределах ошибки измерений.

Измерение спектров и кинетики ИКЛ проводилось на установке КЛАВИ [2,3], доработанной для измерения кинетики люминесценции. На рис. 1 изображена блок-схема установки.



**Рис. 1** Блок-схема установки КЛАВИ, доработанная для одновременного измерения как спектра, так и кинетики ИКЛ. На рисунке: 1-блок возбуждения люминесценции, 2-спектрограф ОС-12С, 3-кварцевые оптоволоконные жгуты, 4-ПК, 5-призмный монохроматор ДМР-4, 6-ФЭУ-62, 7-цифровой осциллограф Tektronix TDS-210В. Внутри рамки изображен стандартный спектрометр КЛАВИ.

Для измерения спектра ИКЛ световой поток люминесцирующего образца из аналитической камеры (1), сочлененной с ускорителем электронов РАДАН-ЭКСПЕРТ [3,6], подается на вход спектрографа ОС-12С (2) посредством кварцевого оптоволоконного жгута (3). Спектрограф соединен с персональным компьютером (4). Спектральная область регистрации системы– 400-700 нм, спектральное разрешение – порядка 2 нм. Измеренные спектры были скорректированы с учетом спектральной чувствительности оптической системы.

Для исследования кинетики ИКЛ из блока возбуждения люминесценции (1) выведен второй оптоволоконный жгут (3), по которому излучение попадает в призмный монохроматор ДМР-4 (5) со спектральным разрешением  $\sim 1$  нм и областью дисперсии 200-1000 нм. Сигнал регистрируется на фотоэлектрический умножитель ФЭУ-62 (6) (временное разрешение  $\sim 15$  нс, область спектральной чувствительности 400-1200 нм). Сигнал с ФЭУ передается на цифровой осциллограф Tektronix TDS-210В (7) с полосой пропускания 300 МГц.

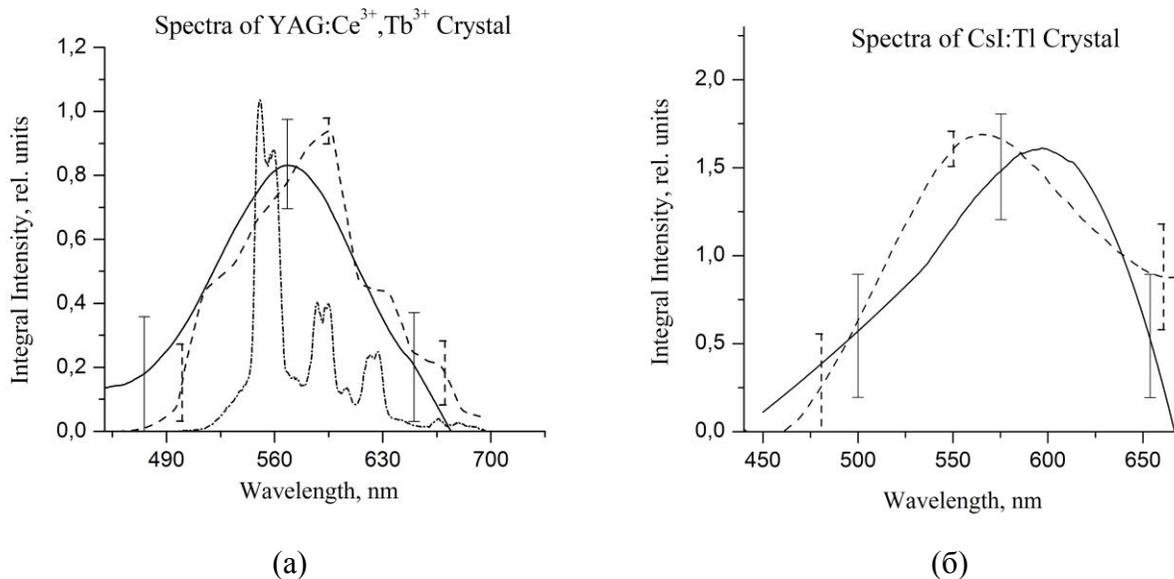
Временное разрешение установки составляет  $\sim 15$  нс. Относительная ошибка при измерении

длительности высвечивания кристалла составляет ~15%. Отметим, что указанная конструкция позволяет измерять кинетику ИКЛ одновременно со снятием спектра ИКЛ.

Для измерения спектров ГЛ применялся источник гамма-квантов с радиоактивным изотопом  $^{22}\text{Na}$  активностью 900 КБк. В 90% распадов испускается позитрон, аннигилирующий с электроном в объеме источника и испускается два гамма-кванта с энергией 511 кэВ, распространяющиеся в противоположных направлениях.

Регистрация спектра гамма-люминесценции осуществлялась посредством спектрографа ОС-12С установки КЛАВИ. Из-за малой интенсивности люминесценции входная щель спектрографа была открыта на предельно возможную ширину 5 мм. Это привело к ухудшению спектрального разрешения до 40 нм. Полученные спектры – усреднение 300-400 измерений.

Для корректного сравнения ИКЛ-спектра, снятого с разрешением 2 нм, и спектра гамма-люминесценции, снятого с разрешением 40 нм, была произведена свёртка ИКЛ-спектров с прямоугольной функцией шириной 40 нм. Полученный таким образом спектр будем далее называть ИКЛ-спектром пониженного разрешения.



**Рис. 2** ИКЛ- и ГЛ-спектры кристалла  $\text{YAG:Ce}^{3+}, \text{Tb}^{3+}$  (а) и кристалла  $\text{CsI:Tl}$  (б). Сплошная линия – спектр гамма-люминесценции, пунктирная линия – ИКЛ-спектр пониженного разрешения, штрих-пунктирная линия – ИКЛ-спектр обычного разрешения.

На рис. 2 представлены ИКЛ- и ГЛ-спектры кристалла  $\text{YAG:Ce}^{3+}, \text{Tb}^{3+}$  (а) и  $\text{CsI:Tl}$  (б). Штрих-пунктирной линией обозначен обычный ИКЛ-спектр кристалла  $\text{YAG:Ce}^{3+}, \text{Tb}^{3+}$  с

разрешением 2 нм. Пунктирной линией на рис. 2 (а) и (б) обозначены ИКЛ-спектры пониженного разрешения кристаллов YAG: Ce<sup>3+</sup>, Tb<sup>3+</sup> (а) и CsI:Tl (б). Сплошной линией изображены спектры гамма-люминесценции данных кристаллов.

Из рис. 2 видно, что спектры ИКЛ и ГЛ для кристаллов YAG:Ce<sup>3+</sup>, Tb<sup>3+</sup> и CsI:Tl совпадают в пределах ошибки измерений. Аналогичное сопоставление было проведено и для других кристаллов-сцинтилляторов. Результат всех экспериментов следующий: спектры ИКЛ и ГЛ всех кристаллов совпадают друг с другом в пределах ошибки измерений.

Для сравнения времен затухания ИКЛ и ГЛ была измерена кинетика затухания ИКЛ для кристаллов Lu<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub> (LSO) и Lu<sub>1.8</sub>Y<sub>0.2</sub>SiO<sub>5</sub> (LYSO). Затем были рассчитаны времена затухания ИКЛ. Далее полученные времена были сопоставлены с временами затухания гамма-люминесценции кристаллов данного типа, взятыми из литературных источников [1,7-9]. В Таб. 1 приведены времена затухания ИКЛ и ГЛ кристаллов.

Для образцов типа LSO и LYSO времена затухания ИКЛ равны в пределах ошибки измерений и составляют  $45 \pm 7$  нс. Из таб. 1 видно, что времена затухания ИКЛ и ГЛ кристаллов LSO и LYSO совпадают в пределах ошибки измерений.

Объясним полученный результат. В работах [1,4-5,7-9] энергии квантов не превышают 1 МэВ. Такие кванты теряют энергию в веществе либо в процессе фотоэффекта [10], либо в процессе комптоновского рассеяния. Следовательно, в начальный момент в образце имеются быстрые электроны с энергией порядка сотен кэВ и рентгеновское излучение.

При инжекции электронного пучка с энергией ~150 кэВ в кристалл происходит ударная ионизация атомов среды и испускается тормозное излучение [2,11,12]. Вклад тормозного излучения мал — не более 10% от ионизационных потерь [12]. Видно, что несмотря на разницу в первичных процессах (в которых участвует исходная частица), вторичные процессы в обоих одинаковы. Разница может быть вызвана лишь эффектами, вызванными различием глубины проникновения электронов и гамма-излучения в вещество.

Проведено сравнение спектров и времен затухания ИКЛ и ГЛ ряда кристаллов. Установлено, что в пределах ошибки измерений спектры и времена затухания ИКЛ и ГЛ одинаковы. Данный результат обосновывает применимость метода ИКЛ для измерения спектра и времени затухания сцинтилляционных кристаллов, предназначенных для детектирования гамма-излучения. Метод ИКЛ при этом обладает существенными преимуществами: примерно на пять порядков большей интенсивностью и отсутствием проблем с хранением и использованием радиоактивных препаратов.

**Таблица 1.** Времена затухания ИКЛ и ГЛ

Кристалл	Результаты эксперимента по ИКЛ		Литературные данные по гамма-люминесценции	
	Особенности измеряемого образца: активирующий ион, его концентрация n	Время затухания, нс	Источник данных и радиоактивный образец, другие условия эксперимента*	Время затухания, Нс
Lu <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> (LSO)	Ce <sup>3+</sup> , n=0.15%	45 ± 7	[7] <sup>137</sup> Cs	~40
	Ce <sup>3+</sup> , n=0.15%, Sc <sup>3+</sup> , n=6%	45 ± 7	[8] <sup>137</sup> Cs, <sup>60</sup> Co, α-частицы	46-47
			[9] <sup>137</sup> Cs, <sup>57</sup> Co, <sup>51</sup> Cr, и др.	40-45
Lu <sub>2-x</sub> Y <sub>x</sub> SiO <sub>5</sub> (LYSO)	Ce <sup>3+</sup> , n=0.075%, X=0.2	45 ± 7	[1] <sup>137</sup> Cs, X=1.4	50.1

*\*все результаты, взятые из литературных источников, соответствуют образцам, допированным ионом Ce<sup>3+</sup>*

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (проект №14-22-00273).

### Литература

1. P. Szupryczynski et al, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 41, N. 3, p. 1103 (2004).
2. В.И. Соломонов, С.Г. Михайлов, «Импульсная катодолюминесценция и её применение для анализа конденсированных веществ», Екатеринбург: Типография УРО РАН, 182 с. (2003).
3. V.I. Solomonov et al, Laser Phys., Vol. 16, N. 1, p. 126 (2006).
4. М.В. Завертяев и др., Письма в ЖТФ, том 40, вып. 10, с. 73 (2014).
5. А.И. Загуменный и др., Краткие сообщения по физике ФИАН, том 42, номер 1, с. 15 (2015).

6. В.Н. Афанасьев и др., ПТЭ, Номер 5, с. 88 (2005).
7. C.L. Melcher et al, IEEE Trans. Nucl. Sci. Tech., Vol. 39, N. 4, p. 502 (1992).
8. T. Ludziejewski et al, IEEE Trans. Nucl. Sci. Tech., Vol. 42, N. 4, p. 328 (1995).
9. L. Swiderski et al, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A, Vol. 749, p. 68 (2014).
10. F.R. McFeely et al, Phys. Rev. B, Vol. 9, N. 12, p. 5268 (1974).
11. Д.И. Вайсбурд, «Высокоэнергетическая электроника твёрдого тела», Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 272 с. (1982).
12. Клайнкнехт К., «Детекторы корпускулярных излучений», М.:Мир, 224 с. (1990).

## Иттрий-алюмообратные стекла, сокаткивированные ионами редких земель, как перспективный материал для регистрации рентгеновского излучения

С. С. Гижа<sup>\*1</sup>, М. З. Зиятдинова<sup>2</sup>, Н. В. Голубев<sup>2</sup>, Г. Е. Малашкевич<sup>3</sup>, В. Н. Сигаев<sup>2</sup>, А. В. Масалов<sup>1</sup>,  
А. Г. Турьянский<sup>1</sup>, И. В. Пиршин<sup>1</sup>

[Sgizha@gmail.com](mailto:Sgizha@gmail.com)

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

119991 ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д. 53

<sup>2</sup>Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва, Россия

125480 Москва, ул. Героев Панфиловцев, 20

<sup>3</sup>Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

220072 Минск, пр. Независимости, 68

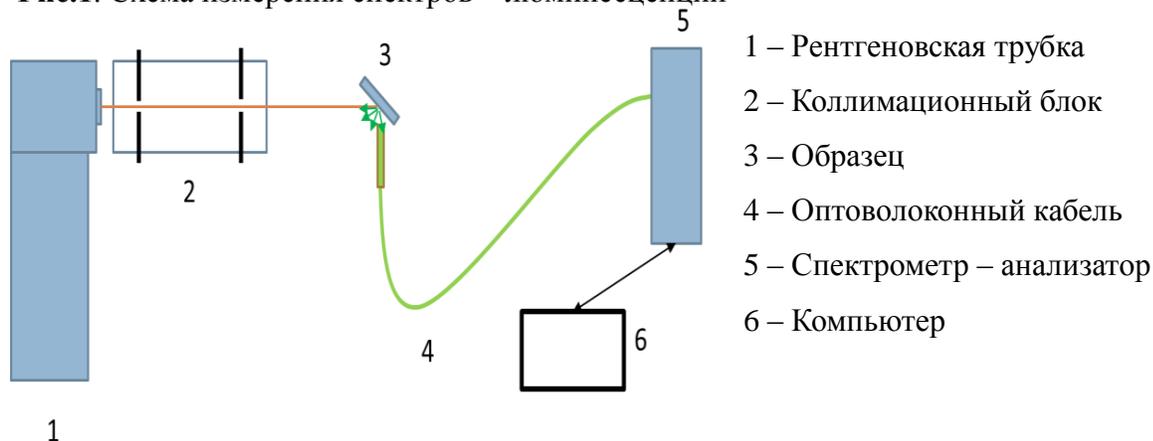
*Проведен анализ люминесценции стекол, близких по составу к кристаллу  $YAl_3(BO_3)_4$  с частичной заменой оксида иттрия на оксиды тербия и церия, а также стекол, дополнительно содержащих оксиды бария и гадолиния. Интенсивность люминесценции таких стекол составляет примерно 20% от люминесценции кристаллов  $CdWO_4$ .*

В работе исследовалась люминесценция стекол системы  $(Tb_xCe_yGd_zY_{1-x-y-z})_2O_3-Al_2O_3-B_2O_3$  ( $x=0,05-0,2$ ,  $y=0,1-0,9$ ,  $z=0-0,6$ ). Для таких стекол возможно введение высокой концентрации редкоземельных металлов без их заметной сегрегации [1]. Исходными компонентами для варки стекол являлись оксиды  $Tb_4O_7$  (осч),  $CeO_2$  (осч),  $Gd_2O_3$  (осч),  $Y_2O_3$  (осч),  $Al(OH)_3$  (чда),  $H_3BO_3$  (хч),  $Sb_2O_3$  (осч). Масса компонентов определялась с помощью аналитических весов с точностью 0,001 г, затем компоненты перемешивались в корундовой ступке. Каждую порцию шихты рассчитывали на 20 г стекла. Стекла варили в платиновых тиглях объемом  $\sim 45$  см<sup>3</sup> при температуре 1480°C в течение одного часа. После этого расплав выливали из тигля на металлическую плиту и прессовали другой плитой до толщины 1,5–2 мм, а затем отжигали при температуре вблизи  $T_g$ .

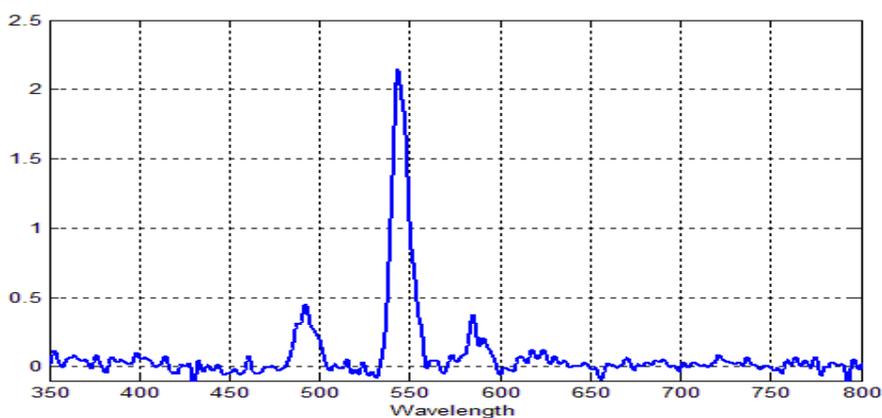
Люминесценция возбуждалась рентгеновским излучением, получаемым с помощью рентгеновской трубки БСВ-21 с медным анодом при напряжениях 30 и 40 кВ и токе 7.5 мА. Измерения проводились в два этапа. На первом этапе регистрировались спектры люминесценции по схеме, изображённой на рис.1; расстояние от анода до исследуемого образца составляло около

30 см.

**Рис.1.** Схема измерения спектров люминесценции

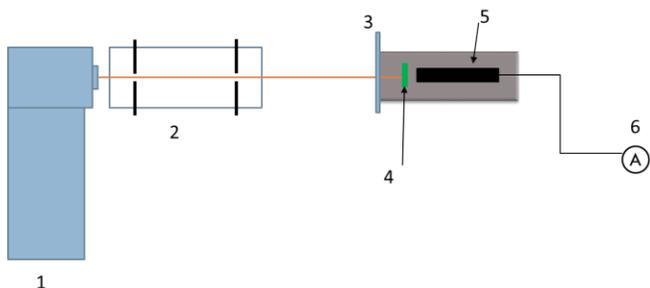


Характерный спектр люминесценции показан на рис. 2. Наиболее интенсивное излучение наблюдается в области 540-550 нм (полоса  $^5D_4 \rightarrow ^7F_5$  ионов  $Tb^{3+}$ ), что делает данное стекло удобным для применения в качестве детектора рентгеновского излучения при использовании совместно с ПЗС – матрицами. Одновременно этот факт свидетельствует о высокой эффективности сенсibilизации люминесценции ионов  $Tb^{3+}$  ионами  $Ce^{3+}$  и  $Gd^{3+}$ .



**Рис. 2.** Характерный вид спектра люминесценции.

На втором этапе проводился сравнительный анализ интенсивностей люминесценции стекол с различными составами и сравнение этих показателей с вольфрамом кадмия, широко применяющимся для детектирования рентгеновского излучения, в частности, в медицине. Схема измерения показана на рис. 3. Для измерения интенсивности использовался ФЭУ-28, при этом расстояние от анода до образца составляло около 60 см, от образца до входного окна ФЭУ – около 5 мм.



**Рис. 3.** Схема измерения интенсивности люминесценции.

- 1 – Рентгеновская трубка
- 2 – Коллимационный блок
- 3 – Светозащитный слой из алюминиевой фольги
- 4 – Образец
- 5 – ФЭУ
- 6 – Цифровой амперметр

Измерения проводились с целью выявления составов, которые приводят к большему световыходу. Наибольшая интенсивность среди исследованных стекол составила 20 % от интенсивности свечения вольфрамата кадмия в тех же условиях. Это уже делает возможным использование исследованных стекол в качестве материала для создания рентгеновских детекторов. В настоящее время ведется оптимизация их составов с целью получения стекол с большим выходом люминесценции.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (гранты МК-1398.2014.3 и 14.Z50.31.0009).

1. Малашкевич Г. Е. Оксидное стекло с минимальным расстоянием 0,67 нм между редкоземельными активаторами / Малашкевич Г. Е., Голубев Н. В., Мамаджанова Е. Х., Зиятдинова М. З., Сигаев В. Н., Суходола А. А., Хотченкова Т. Г., Прусова И. В., Сергеев И. И. // Стекло и керамика – 2013. №. 4. – с. 33-34.

Часть 2.

Устная Сессия – Полупроводниковая  
электроника.

*(28 мая 2015)*

## Электронный спектр нететраэдрических акцепторов в компенсированном теллуриде кадмия

В.С. Кривобок<sup>1</sup>, А.А. Пручкина<sup>1</sup>, Ю.В. Клевков<sup>1</sup>, Н.А.Смирнова<sup>2</sup>, А.Г. Белов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФИАН, Ленинский проспект, 53, 119991, Москва

<sup>2</sup>АО «ГИРЕДМЕТ», 119017, Москва, Б. Толмачевский пер., 5, стр. 1

*Для исследования примесно-дефектных состояний в компенсированных полупроводниках разработана методика основанная на получении разностного сигнала селективной фотолюминесценции донорно-акцепторных пар. Методика применена для изучения акцепторных центров в CdTe:Ag,Cl. Получен электронный спектр для тетраэдрического акцептора (Ag<sub>Cd</sub>) и акцепторного центра с низкой симметрией (А-центра). Продемонстрировано влияние симметрии акцепторов на структуру их возбужденных состояний.*

При легировании ряда полупроводников происходит спонтанное образование комплексных дефектов, которые компенсируют введенную донорную или акцепторную примесь. В последнее время систематизированный подход к решению данной проблемы, часто упоминаемой в литературе как явление «самокомпенсации», развивается на основе расчетов "из первых принципов" (см. напр. [1,2]). Сопоставление результатов этих расчетов с экспериментальными данными об электронном спектре и симметрии дефектов дает возможность точно установить тип компенсирующих дефектов и, соответственно, механизм «самокомпенсации», в заданном полупроводниковом соединении. Для получения детальной информации о комплексных дефектах необходимо развитие экспериментальных методов, позволяющих помимо энергии основного состояния определять спектр возбужденных состояний, частоты локальных колебаний, симметрию и т.д.

Характерной особенностью компенсированного полупроводника является наличие в нем донорно-акцепторных пар (ДАП). Различные состояния близко расположенных доноров и акцепторов формируют полосы поглощения. Анализ спектров фотолюминесценции (ФЛ) при селективном возбуждении таких полос позволяет получить информацию о наборе возбужденных состояний дефектов, формирующих ДАП. При экспериментальной реализации описанного подхода селективную ФЛ необходимо отделить от структурированного люминесцентного фона, возникающего вследствие различных процессов передачи возбуждения между дефектами. В случае сильно легированных полупроводников данная процедура дополнительно осложняется уширением электронных и колебательных уровней, которое вызвано влиянием дефектов друг на

друга. Для преодоления описанных сложностей предлагается использовать методы разностной спектроскопии, развитию которых и посвящена настоящая работа.

В данной работе разносная методика была использована для определения энергии возбужденных состояний комплексного акцептора с энергией активации  $\sim 121$  мэВ, возникающего в легированных Cl монокристаллах CdTe. В литературе этот акцептор приписывается комплексу с участием вакансии Cd и Cl (А-центр). Для исследований был отобран монокристалл CdTe:Cl с удельным сопротивлением  $\sim 10^9$  Ом·см и произведением подвижности на время жизни носителей  $\mu\tau \sim 10^{-3}$ , содержащий также небольшую концентрацию фонового Ag. Данная примесь формирует акцептор  $Ag_{Cd}$  с энергией активации  $\sim 107.5$  мэВ, электронный спектр которого измерялся ранее [3]. Поэтому наличие  $Ag_{Cd}$  позволило оценить возможности предложенной методики, и сравнить электронный спектр комплексного и тетраэдрического акцепторов, имеющих близкие энергии активации.

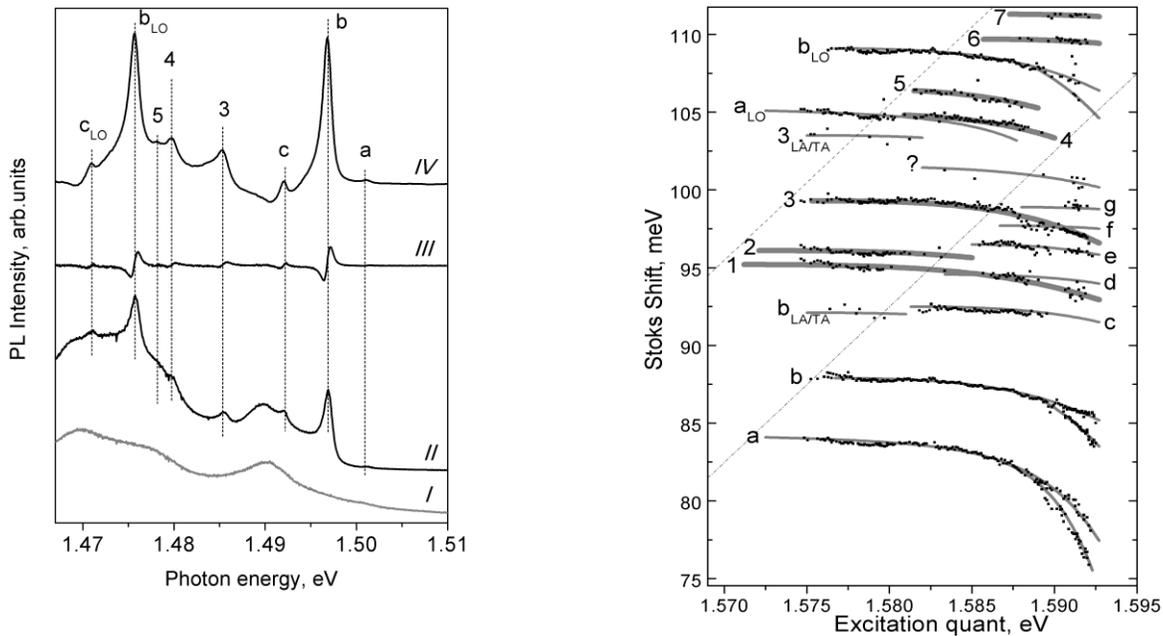
Рис. 1. Иллюстрирует применение описанной выше разностной методики для выделения сигнала селективной ФЛ ДАП. На данном рисунке нижняя кривая (I) представляет собой фрагмент спектра ФЛ, записанный при нерезонансном возбуждении. Использование квазирезонансного возбуждения приводит к появлению сателлитов селективной ФЛ (кривая II), спектральное положение каждого из которых соответствует определенной паре возбужденных состояний донора ( $E_D^*$ ) и акцептора ( $E_A^*$ ). Количество наблюдаемых сателлитов определяется набором возбужденных состояний ДАП с участием  $Ag_{Cd}$  и А-центра, которые удается разрешить при данной энергии возбуждающих квантов. Помимо селективной ФЛ, кривая II содержит вклад структурированного фона, по форме схожего со спектром ФЛ при нерезонансном возбуждении. Кривая III иллюстрирует разностный сигнал, полученный с помощью вычитания спектра ФЛ (кривая II), записанного при энергии возбуждающих квантов  $\hbar\omega_{ex} = 1.58441$  эВ, из спектра соответствующего  $\hbar\omega_{ex} = 1.58451$  эВ. В данном случае вклад медленно меняющегося фона пренебрежимо мал, а сателлитам селективной ФЛ соответствуют выраженные «резонансные» особенности. Первообразная по энергии регистрируемых квантов  $\hbar\omega_{lum}$  от полученного разностного сигнала (кривая IV) соответствует спектру селективной ФЛ.

Бесфононные сателлиты, относящиеся к ДАП с участием  $Ag_{Cd}$  и  $Cl_{Te}$ , расположены внутри области определяемой условием:

$$\hbar\omega_{EX} - \hbar\omega_{LUM} < \hbar\omega_{EX} + E_A + E_D - e^2 / \epsilon R_{DA}^\infty - E_G \quad (1)$$

где  $E_A=0.1075$  эВ,  $E_D=0.01449$  эВ, статическая диэлектрическая проницаемость  $\epsilon=10.2$ ,  $R_{DA}^\infty=40$  - нм расстояние между  $Ag_{Cd}$  и  $Cl_{Te}$ , при котором перекрытие волновых функций,

относящихся к основным состояниям, можно считать пренебрежимо малым. На рис. 4 верхняя граница области, задаваемой (1), отмечена штрихпунктирной линией, а группы спутников, отвечающие фиксированным  $E_A^*$  и  $E_D^*$  и попадающие в данную область, обозначены латинскими буквами (a,b,c,d,e,f,g). Выше штрихпунктирной полосы наблюдаются только фоновые повторения указанных спутников, для обозначения которых используется нижний индекс с указанием типа фонона. При вычислении энергии возбужденного состояния, соответствующего заданной группе, удобно использовать бесфононные спутники, соответствующие минимальным  $\hbar\omega_{ex}$ , когда минимально взаимодействие между возбужденными состояниями донора и акцептора. Полученные таким образом данные систематизированы в таб. 1. В пределах погрешности  $\sim 0.2$  мэВ все обнаруженные комбинации электронных состояний описываются ДАП с участием  $Ag_{Cd}$  и  $Cl_{Te}$ .



**Рис. 1.** (слева) кривая I – спектр ФЛ при нерезонансном возбуждении, кривая II – спектр ФЛ при квазирезонансном (1.58441 эВ) возбуждении ДАП, кривая III - разностный сигнал соответствующий  $\delta\hbar\omega_{ex}=0.1$  мэВ, кривая IV - восстановленный спектр селективной ФЛ. (справа) Карта спутников селективной ФЛ с участием акцепторов  $Ag_{Cd}$  и А-центра при температуре 2К. Буквы a,b,c,d,e,f,g соответствуют спутникам с участием  $Ag_{Cd}$ ; цифрами 1-7 обозначены спутники с участием А-центра (см. таб. 1,2).

Для заданной группы спутников увеличение  $\hbar\omega_{EX}$  соответствует уменьшению расстояния между донором и акцептором. При  $R_{DA} > 10$  нм взаимодействие между электроном и дыркой

описывается поляризационной поправкой и приводит лишь к незначительному смещению спутников селективной ФЛ. На рис. 1 для групп спутников “а”, “b” удается наблюдать качественно иную картину при  $\hbar\omega_{ex} > 1.59$  эВ, что соответствует  $R_{DA} < 10$  нм. С ростом  $\hbar\omega_{ex}$  отчетливо регистрируется расщепление спутников селективной ФЛ, которое не описывается поляризационной поправкой. Оно вызвано снятием четырехкратного вырождения, характерного для электронных состояний тетраэдрических акцепторов в CdTe. ДАП, как целое, имеет симметрию не выше  $C_{3v}$ , поэтому если донор и акцептор расположены достаточно близко, эффективный потенциал с пониженной симметрией приводит к расщеплению акцепторных состояний.

Бесфононные спутники, расположенные на рис. 1 выше штрихпунктирной полосы, не могут быть вызваны ДАП с участием  $Ag_{Cd}$ . Пунктирная линия на рис. 1 определяет верхнюю границу области аналогичной (1), но с  $E_A = 0.1205$  эВ, что соответствует оцененной энергии активации А-центра. Таким образом, группы бесфононных спутников, расположенные между пунктирной и штрихпунктирной линиями, представляют собой селективную ФЛ ДАП с участием А-центра. На рис. 1. данные группы помечены жирными серыми линиями и обозначены цифрами (1,2,3,4,5,6,7). Для каждой группы стоксов сдвиг спутников, наблюдаемых при минимальных  $\hbar\omega_{ex}$ , и энергии соответствующих им возбужденных состояний, систематизированы в таб. 2. Как видно из таб. 2, А-центр формирует семь электронных состояний в диапазоне энергий 26-9 мэВ, два из которых сдвинуты друг относительно друга примерно на 1 мэВ. Подобная структура возбужденных состояний указывает на снятие четырехкратного вырождения и гибридизацию водородоподобных оболочек. Это означает, что потенциал, локализуя дырку вблизи А-центра, характеризуется пониженной симметрией (не выше  $C_{3v}$ ). Сделанный вывод согласуется с имеющимися представлениями о А-центрах как об аксиальных комплексах [4].

В отличие от  $Ag_{Cd}$ , для групп спутников “1”, “2”, “3”, отвечающих наиболее глубоким возбужденным состояниям А-центра, не наблюдается расщепления при  $R_{DA} < 10$  нм, см. рис. 1. Так как четырехкратное вырождение возможно только при высокой ( $T_D$ ) симметрии акцептора, отсутствие расщепления является независимым доказательством низкой симметрии (не выше  $C_{3v}$ ) А-центра.

Представленный анализ спутников селективной ФЛ ДАП с участием  $Ag_{Cd}$  и А-центра позволяет предложить простой способ диагностики симметрии акцепторных центров в полупроводниках со структурой цинковой обманки: расщепление спутников,

	Сдвиг, мэВ	$E_A^* - E_D^*$	$E_A^*$ , мэВ	$E_A^*$ , мэВ (литературные данные)
a	84.03	$2P_{3/2}(\Gamma_8)-1S$	23.6	23.8-24.2
b	87.9	$2S_{3/2}(\Gamma_8)-1S$	19.6	19.6
c	92.45	$2P_{5/2}(\Gamma_8)-1S$	15.05	15.0-15.1
d	94.45	$2P_{3/2}(\Gamma_8)-2S$	3.63	23.8-24.49
e	96.52	$2P_{5/2}(\Gamma_7)-1S$	11.06	11.3-11.4
f	97.7	$3S_{3/2}(\Gamma_8)-1S$	9.8	9.6
g	98.94	$2S_{3/2}(\Gamma_8)-2S$	19.42	19.6

**Таб. 1.** Интерпретация спутников селективной ФЛ ДАП  $Ag_{Cd}-Cl_{Te}$ . Энергии 1S (14.49 мэВ) и 2S (3.63 мэВ) для  $Cl_{Te}$  взяты из литературы.

относящихся к нижайшим возбужденным состояниям акцептора, при малых (порядка размера заданного возбужденного состояния)  $R_{DA}$ , означает, что акцептор имеет симметрию  $T_D$ , в противном случае симметрия не выше  $C_{3v}$ .

	Сдвиг	$E_A^*$ , мэВ	Интерпретация
1	95.19	25.31	Возмущенная оболочка
2	96.08	24.42	$2P_{3/2}(\Gamma_8)$
3	99.33	21.17	Гибридная оболочка
4	104.78	15.72	Возмущенная оболочка
5	106.35	14.15	$2P_{5/2}(\Gamma_8)$
6	109.67	10.83	Возмущенная оболочка
7	111.28	9.22	$2P_{5/2}(\Gamma_7)$

**Таб. 2.** Возбужденные состояния А-центра

Из данных в таб. 1 и таб. 2 следует, что А-центр и  $Ag_{Cd}$  имеют близкие энергии возбужденных состояний Р-типа. Это связано, предположительно, с тем, что нететраэдрическая часть потенциала быстро убывает по мере удаления от А-центра. Для Р- состояний вероятность

обнаружить дырку вблизи центральной ячейки стремится к нулю, поэтому нететраэдрическая часть потенциала оказывается малой поправкой и приводит лишь к небольшим сдвигам и расщеплениям.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Грант 14-22-00273).

[1] Alex Zunger, Appl. Phys. Lett. 83, 1, 57 (2003)

[2] Koushik Biswas and Mao-Hua Du. New Journal of Physics 14, 063020 (2012)

[3] A. Carvalho et al. Phys. Rev. B 81, 075215 (2010)

[4] D.M. Hofmann et al, Phys. Rev. B, 45, 6247 (1992)

## Влияние гофрировки валентной зоны на дырочную плотность состояний и спектры излучения гетероструктур на основе кремния и германия

С.Н. Николаев<sup>1</sup>, М.В. Шалеев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, 607680, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афоново, ул. Академическая, 7

*С учетом анизотропии и деформационных эффектов проведен расчет дисперсии валентной зоны в квантовых ямах SiGe/Si. Найден двумерный  $k \cdot p$ -гамильтониан для дырок в КЯ с учетом недиагональных по  $k$  членов, а также одноосной деформации структуры. Продемонстрировано снижение плотности состояний дырок в квантовых ямах SiGe, выращенных псевдоморфно на Si. Предсказано появление сингулярностей в плотности состояний и обращение массы основного состояния в слабонапряженных структурах.*

Обычно при расчете дисперсии дырочных состояний в кубических полупроводниках используют аксиальное приближение, предполагающее изотропность валентной зоны. Подобный подход оправдан для большинства объемных полупроводников, за исключением Si и Ge. Для них характерна заметная гофрировка валентной зоны, что связано с вкладом в гамильтониан недиагональных по  $\mathbf{k}$  членов.

Как известно, особенностью гетероструктур на основе твердых растворов SiGe является большое рассогласование решеток Si и Ge, повышающее роль деформации в таких структурах. Насколько нам известно, расчетов дисперсии валентной зоны в квантовых ямах SiGe/Si, учитывающих анизотропию и деформацию не проводилось. В то же время, более детальный анализ плотности состояний электронов и дырок в гетероструктурах SiGe/Si может быть полезен для разработки электронных устройств, совместимых с кремниевой технологией. В данной работе были проведены такие расчеты с применением  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -метода для двумерной системы в  $\Gamma$ -точке.

Для применения  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -метода необходимо найти волновые функции  $\psi_{\mathbf{k}}$  в точке обратного пространства  $\mathbf{K}$ , являющиеся точными решениями уравнения Шредингера (для объемных кристаллов – функции Блоха). Решения же в окрестности этой точки можно разложить по функциям Кона-Латтинжера:

$$\varphi_{n\mathbf{k}} = \psi_{n\mathbf{K}} \exp(i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (1)$$

Для применения аналогичного подхода при поиске дисперсии валентной зоны в квантовых

ямах SiGe/Si вблизи Г-точки было найдено точное решение при нулевом латеральном квазиимпульсе  $\chi_{n0}(\mathbf{r})$ . При этом необходимо учитывать следующие особенности SiGe-гетероструктур.

Предполагалось, что пластическая релаксация напряжений в структуре не происходит и слой твердого раствора растет псевдоморфно на буферном слое (что верно для слоев толщиной 5 нм с содержанием германия < 15 %), поэтому величина деформации слоя SiGe зависит только от состава пленки и материального тензора ростовых компонентов. Сохранение периодичности кристаллической решетки в плоскости ямы позволило решать задачу о латеральном движении квазичастиц с помощью  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  -метода вблизи потолка валентной зоны. С другой стороны, в направлении роста периодичность структуры нарушается, что не дает рассматривать локализирующий потенциал в рамках теории возмущений, как это описано, например, в [1].

Поиск волновых функций центра двумерной зоны облегчается тем, что легкие и тяжелые дырки в Г-точке не взаимодействуют, поэтому для поиска каждого из этих состояний можно перейти в  $g$ -представление и искать огибающие в.ф. с учетом граничных условий на интерфейсах. Вопрос выбора граничных условий для таких объектов может являться темой отдельных исследований, однако, условия Бастарда обычно обеспечивают достаточное качество результатов, поэтому они и были использованы при расчетах.

После перехода обратно в  $\mathbf{k}$ -представление, которое сводится к Фурье-преобразованию огибающей в.ф., можно разложить основные состояния легкой и тяжелой дырки с нулевым латеральным квазиимпульсом  $\chi_{n0}$  по функциям Кона-Латтинжера  $\varphi_{nkz}$  в каждом слое гетероструктуры. Построенные на их основе «двумерные функции Кона-Латтинжера»  $\chi_{nk||} = \chi_{n0} \exp(i \mathbf{k}_{||}\cdot\mathbf{r})$  обладают, очевидно, аналогичным свойством, что позволяет найти матричные элементы

$$H^{2D}_{ij}(\mathbf{k}_{||}) = \langle \chi_{j\mathbf{k}_{||}} | H | \chi_{i\mathbf{k}_{||}} \rangle = \sum_{kz} C_i(k_z) C_j(k_z) H^{3D}_{ij}(\mathbf{k}_{||}, k_z, \varepsilon) + \dots \quad (2)$$

как линейную комбинацию матричных элементов для объемных материалов с различными нормальными компонентами квазиимпульса и учетом упругих напряжений.

Собственные значения такого гамильтониана вблизи Г-точки имеют ту же форму, что и для объемных полупроводников. Если ограничиваться рассмотрением только состояний легкой и тяжелой дырки, а влияние спин-отщепленной зоны рассматривать в теории возмущений, энергии легкой и тяжелой дырок являются решением квадратного уравнения и определяются через матричные элементы 2D-гамильтониана следующим образом:

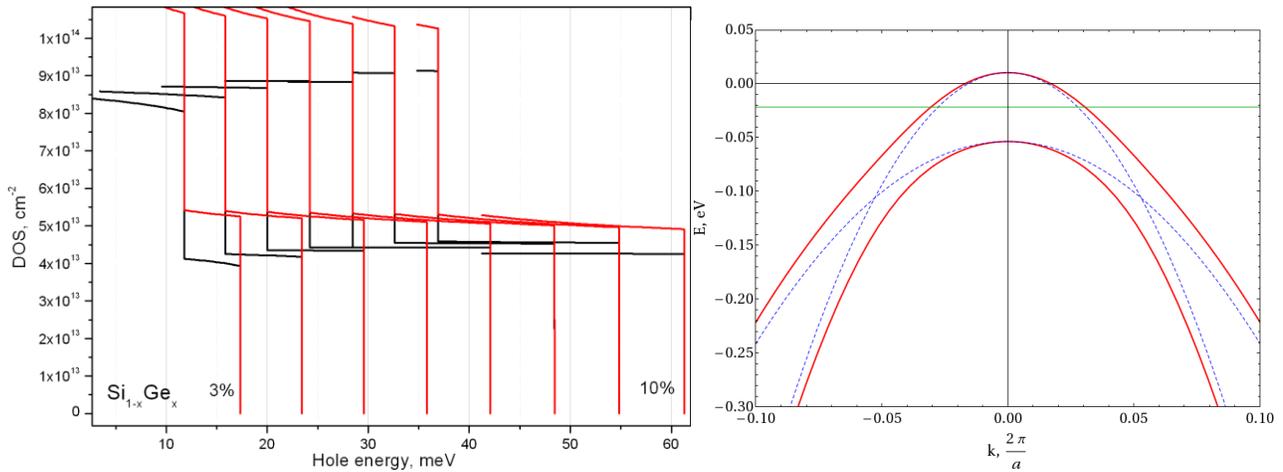
$$\mathcal{H}(\mathbf{k}) = \begin{vmatrix} F & H & I & 0 \\ H^* & G & 0 & I \\ I^* & 0 & G & -H \\ 0 & I^* & -H^* & F \end{vmatrix}$$

$$E_{hh, lh} = \frac{F+G}{2} \mp \sqrt{\left(\frac{F-G}{2}\right)^2 + |H|^2 + |I|^2} \quad (3)$$

Зная дисперсию дырок вблизи потолка валентной зоны можно посчитать их плотность состояний  $n(E)$ . Возможно как непосредственное интегрирование плотности состояний  $n(\mathbf{k})$  по изоэнергетическим контурам, так и численный расчет. Далее будут приведены результаты использования первого метода.

Один из самых распространенных типов гетероструктур на основе SiGe – это квантовые ямы  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  с малым содержанием германия ( $x < 15\text{--}20\%$ ), выращенные на кремниевой подложке. Для большинства параметров (материальные константы, параметры Кона-Латтинжера, спин-орбитальное расщепление и др.) использовалась линейная интерполяция на основе известных значений для Si и Ge. Для постоянной решетки  $a_0$  и скачка валентной зоны  $E_v$  использовался квадратичный закон [2].

Были проведены расчеты дисперсии валентной зоны и плотности дырочных состояния для квантовых ям  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $3\% < x < 10\%$ ) шириной 5 нм с учетом недиагональных по  $\mathbf{k}$  элементов гамильтониана и без. На рисунки 1а представлена плотность состояний таких гетероструктур.



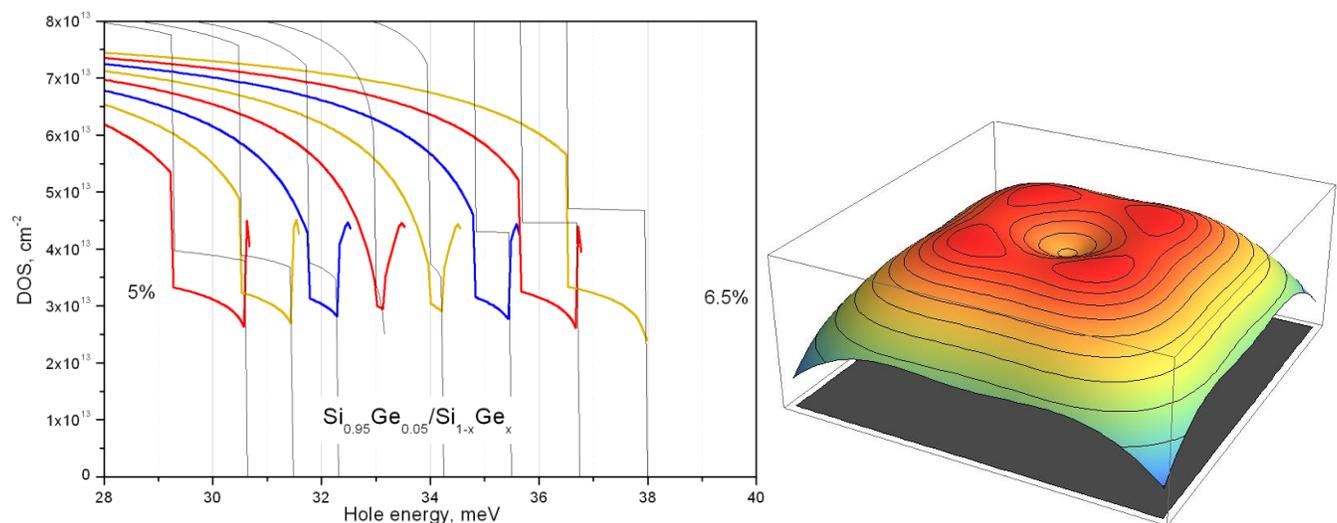
**Рис. 1.** а) Плотность состояний валентной зоны в КЯ Si/SiGe шириной 5 нм и содержанием Ge 3—10 %. Черные кривые получены с учетом недиагональных по  $\mathbf{k}$  элементов гамильтониана, красные – без. б) Дисперсия легкой и тяжелой дырки в напряженном слое твердого раствора без учета их взаимодействия (синий пунктир) и с учетом (красная линия). Направление  $\langle 001 \rangle$ .

Как видно, учет связи латерального и нормального движения дырок приводит лишь к некоторому уменьшению плотности состояний, а их дисперсия в направлении, например,  $\langle 001 \rangle$  слабо отличается от классического представления (антипересечение двух парабол, см. рисунке 1б).

Незначительное влияние гофрировки валентной зоны на дисперсию дырок в таких структурах понятно: основной вклад в гамильтониан дают компоненты с  $k_z = 0$ , а расщепление дырочных состояний, связанное с упругими напряжениями составляет  $\sim 5\text{--}20$  мэВ. Для уменьшения расщепления легкой и тяжелой дырок в центре зоны можно компенсировать деформацию с помощью внешнего усилия либо вырастить на подложке SiGe.

На рисунке 2 представлены результаты расчетов плотности состояний в структурах, аналогичных описанным ранее, но выращенных на подложках  $\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05}$ . Компенсация напряжений позволяет наблюдать обращение эффективной массы основного состояния и образования сингулярностей в плотности состояний дырок.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (Грант 14-22-00273).



**Рис. 2.** а) Плотность состояний валентной зоны в КЯ  $\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05}/\text{Si}/\text{SiGe}$  шириной 5 нм и содержанием Ge 5–6.5%. Цветные кривые получены с учетом недиагональных по  $\mathbf{k}$  элементов гамильтониана, черные – без. б) Пример двумерной дисперсии валентной зоны при  $x = 5.6\%$ .

[1] Э. Е. Тахтамиров, В.А. Волков, ЖЭТФ, том 116, вып., 5(11) стр. 1843-1870 (1999).

## Кинетика экситонов и биэкситонов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs при резонансном возбуждении.

В. В. Белых, М. В. Кочиев\*

ФИАН, Ленинский проспект, 53, 119991, Москва.

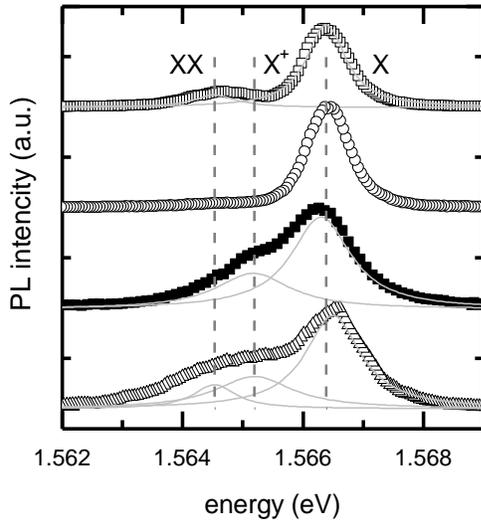
[\\*kochievmv@mail.ru](mailto:kochievmv@mail.ru)

*Динамика экситонов и биэкситонов в квантовых ямах (КЯ) исследована при помощи спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) с разрешением по времени при резонансном импульсном возбуждении. Также исследована кинетика экситонов и трионов при импульсной надбарьерной подсветке: при таких условиях возбуждения в КЯ накапливаются избыточные дырки.*

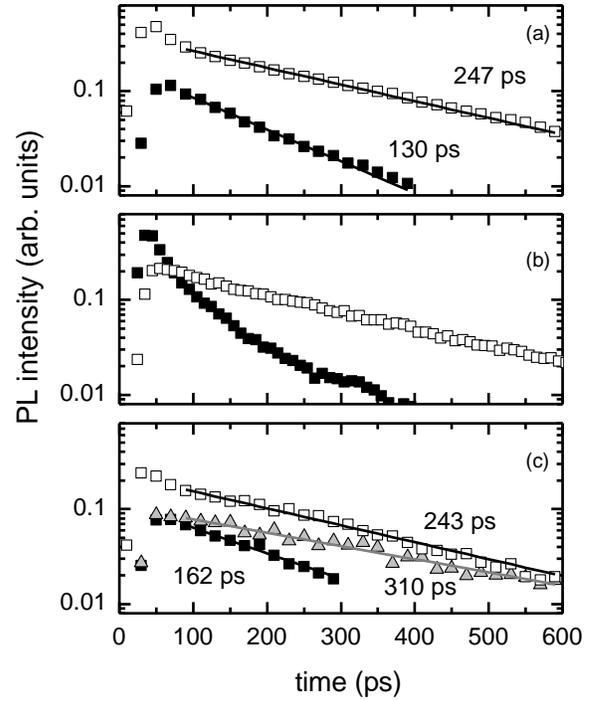
Исследовалась ФЛ структуры GaAs/AlGaAs, содержащей две мелкие КЯ шириной 4 и 3 нм. Для возбуждения экситонов и биэкситонов использовалась накачка пикосекундными лазерными импульсами перестраиваемого титан-сапфирового лазера с энергией квантов вблизи экситонного резонанса 4-нм КЯ. Для создания избытка дырок в КЯ использовалась надбарьерная подсветка импульсами второй гармоники излучения этого лазера [1].

При резонансном возбуждении КЯ с низкой плотностью мощности в спектре возбуждаемой ФЛ доминирует линия излучения экситонов. При повышении плотности мощности накачки на 2 мэВ ниже по энергии линии экситонов появляется линия излучения биэкситонов (рис. 1). Спиновая структура биэкситона в GaAs КЯ такова, что две электронно-дырочные пары, входящие в его состав, имеют противоположные проекции спина +1 и -1 [2]. Таким образом, линию излучения биэкситонов легко идентифицировать, изменив поляризацию возбуждающего излучения с линейной на круговую. Генерация электронно-дырочных пар лишь с одной проекцией спина существенно затрудняет образование биэкситонов в начальные моменты времени (рис. 1).

Кинетика экситонной линии имеет начальный быстрый участок, соответствующий рекомбинации холодных экситонов, находящихся на дне зоны. Скорость затухания ФЛ на быстром участке составляет 10-20 пс и не зависит от температуры образца. Спустя несколько десятков пикосекунд после импульса возбуждения наблюдается медленный участок кинетики, скорость затухания ФЛ на котором определяется скоростью опустошения резервуара темных экситонов с большими волновыми векторами. ФЛ на данном участке экспоненциально затухает с постоянной времени 247 пс при  $T = 7$  К (рис. 2а). Кинетика биэкситонной линии описывается экспоненциальным затуханием с постоянной времени примерно в два раза меньшей, чем у экситонной линии на медленном участке. Таким образом, имеет место квадратичная зависимость плотности биэкситонов от плотности экситонов.



**Рис. 1.** Спектры ФЛ 4-нм КЯ после импульса резонансного возбуждения (светлые квадраты – с линейной поляризацией, круги – с циркулярной поляризацией, треугольники – с линейной поляризацией и надбарьерной подсветкой, ФЛ интегрирована на интервале 10 пс спустя 30 пс после возбуждения) и после импульса надбарьерного возбуждения (заполненные квадраты, ФЛ интегрирована на интервале 200 пс спустя 150 пс после возбуждения). Сплошными серыми линиями показано разложение спектра на отдельные линии ФЛ.



**Рис. 2.** Кинетики экситонной (светлые квадраты), биэкситонной (темные квадраты) и трионной (треугольники) линий ФЛ после импульса резонансного возбуждения с надбарьерной подсветкой (c) и без нее (a), а также при резонансном возбуждении биэкситонов (b). Кинетики получены разложением спектров ФЛ на лоренцовские контуры с шагом в 10 пс с параметрами, близкими к разложениям на рис. 1.

Для резонансного возбуждения биэкситонов использовались лазерные импульсы с энергией квантов  $\hbar\omega = E_x - E_B^b/2$ , где  $E_x$  — энергия экситонного перехода,  $E_B^b$  — энергия связи биэкситонов. При поглощении двух квантов с такой энергией возбуждается биэкситон, энергия которого относительно основного состояния составляет  $2E_x - E_B^b$ . При рекомбинации одной электрон-дырочной пары излучается квант света с энергией  $E_x - E_B^b$ , и остается один экситон. Соответствующие кинетические зависимости представлены на рис. 2(b): на начальном участке ФЛ

экситонов нарастает по мере рекомбинации биэкситонов, а биэкситонная ФЛ быстро затухает. Спустя примерно 200 пс соотношение интенсивностей экситонной и биэкситонной ФЛ и их кинетические зависимости становятся как на рис. 2(а).

При включении надбарьерной подсветки в КЯ накапливаются избыточные дырки [1], и в спектре ФЛ появляется также линия излучения трионов (рис. 1), а интенсивность экситонной линии уменьшается. При резонансном возбуждении наличие избыточных носителей заряда не приводит к существенному уменьшению времени жизни экситонной популяции, как в случае нерезонансного возбуждения, т.к. ее температура минимальна. При температуре 7 К трионная люминесценция затухает с постоянной времени  $\sim 370$  пс, что в полтора раза больше, чем у экситонной линии (рис. 2(с)), тогда как в состоянии теплового равновесия согласно закону действующих масс плотность трионов должна линейно зависеть от плотности экситонов (при постоянной концентрации избыточных носителей заряда) и насыщаться, когда все избыточные носители заряда оказываются связаны.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 14-02-01073, 13-02-12197 и 15-32-21036).

#### *Литература*

- [1] Кочиев М. В., Цветков В. А., Сибельдин Н. Н., Письма в ЖЭТФ Том **95**, с. 544 (2012).
- [2] de-Leon S. B.-T., Laikhtman B., Europhysics Letters, Vol. **59**, p. 728 (2002).

*Многочастичные состояния, осложняющие наблюдение квантовой когерентности в  
экситонном газе SiGe/Si квантовых ям*

Э.Т. Давлетов<sup>1</sup>, А. В. Новиков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, 141700, Долгопрудный, Россия

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, 607680, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, 7

*Исследуется возможность наблюдения квантовой когерентности в неравновесной электронной подсистеме полупроводниковых гетероструктур на основе SiGe/Si квантовых ям.*

Наиболее известные полупроводниковые структуры, в экситонном газе которых эффекты квантовой статистики уверенно наблюдаются, основаны на идее разделения электрона и дырки в разные квантовые ямы на основе прямозонных полупроводников. Такое разделение образует, так называемые, "непрямые" экситоны, что позволяет существенно увеличить время жизни экситонов и, тем самым, получить охлажденный до температуры решетки квазиравновесный газ бозонов. Такой подход имеет несколько недостатков: когерентное излучение, вызванное бозе-конденсацией, в ряде случаев достаточно отделить от вынужденного излучения; пространственное разнесение электрона и дырки приводит к уменьшению энергии связи основного состояния экситона, что в свою очередь, ограничивает увеличение концентрации экситонов из-за их ионизационного разрушения.

Перечисленные сложности устраняются при переходе к непрямозонным полупроводниковым гетероструктурам на основе SiGe/Si квантовых ям. Такие структуры представляют интерес по следующему ряду причин: 1) в полупроводниках с непрямым краем собственного поглощения не требуется пространственное разнесение электрона и дырки, так как времена жизни экситонов и так значительно больше характерных времен релаксации до температуры решетки; 2) благодаря барьеру для электронов в зоне проводимости появляется возможность полностью подавить образование электронно-дырочной жидкости. Последняя особенность обеспечивает возможность работы при значительно больших концентрациях и, соответственно, получать газ с высокой степенью вырождения при больших температурах.

В данной работе анализировались низкотемпературная фотолюминесценция (ФЛ) SiGe/Si квантовых ям в ИК и видимом диапазоне. ФЛ в видимом диапазоне это, так называемое,  $2E_g$ -

излучение – процесс, при котором рекомбинируют две дырки и два электрона из противоположных долин с передачей всей энергии одному кванту электромагнитного излучения. Измерение ИК и  $2E_g$  люминесценции открывает возможность к принципиально новому подходу при исследовании когерентности в системе. Подход основан на том факте, что ИК излучение биекситона, требуя участия фонона или короткодействующего потенциала, не несет информации о наличии когерентности в системе, тем самым, интенсивность излучения в ИК диапазоне пропорциональна двумерной поверхностной плотности соответствующих частиц (1)

$$N = -\frac{gm kT}{2\pi\hbar^2} \ln(1 - \exp[\frac{\mu}{kT}]) = -N_0(T) \ln(1 - \exp[\frac{\mu}{kT}]) \quad (1)$$

где химический потенциал  $\mu$  задается выражением (2)

$$\mu = kT \ln(1 - \exp[\frac{-N}{N_0}]), \quad (2)$$

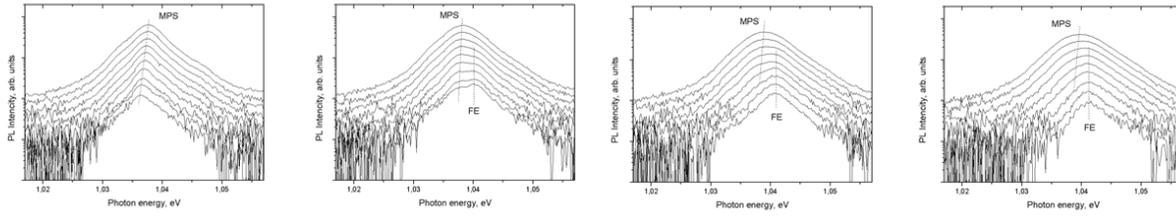
В свою очередь интенсивность  $2E_g$ -излучения, в случае биекситонов пропорциональна поверхностной плотности  $N(0)$  квазичастиц с нулевым квазиимпульсом. Заселенность этого уровня задается выражением (3)

$$N(0) = \frac{1}{\exp(\frac{-\mu}{kT}) - 1} \frac{m\Delta\Gamma}{2\pi\hbar^2}, \quad (3)$$

здесь  $\Delta\Gamma$  - уширение состояний активных в  $2E_g$  люминесценции. Таким образом, можно получить удобную для экспериментальных измерений величину, равную соотношению люминесценции в ИК и  $2E_g$  диапазонах (4)

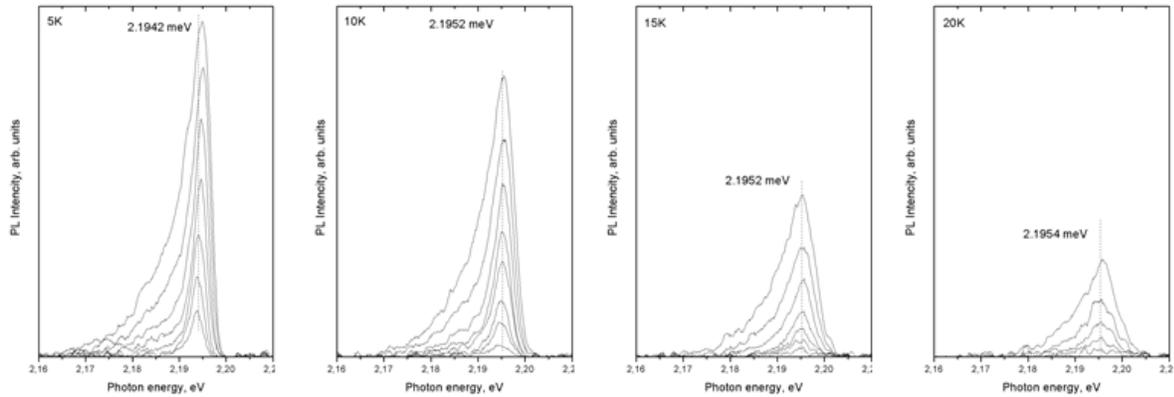
$$\frac{I_{2E_g}}{I_{IR}} \sim \frac{N(0)}{N} \sim \frac{\Delta\Gamma N_0 [1 - \exp(\frac{-N}{N_0})]}{KT N \exp(\frac{-N}{N_0})} = \frac{\Delta\Gamma N_0}{KT N} [\exp(\frac{N}{N_0}) - 1] \quad (4)$$

Таким образом, для классического газа при малых концентрациях  $N \ll N_0$  соотношение интенсивностей имеет линейную зависимость от накачки. В случае же концентраций близких к концентрации вырождения ( $N \sim N_0$ ) должен наблюдаться экспоненциальный рост интенсивности  $2E_g$  люминесценции. Таким образом, совместный анализ излучения в ИК и  $2E_g$  диапазоне дает простой метод обнаружения высоко вырожденного газа бозонов в структуре.



**Рис. 1:** Зависимость ИК излучения от накачки и температуры

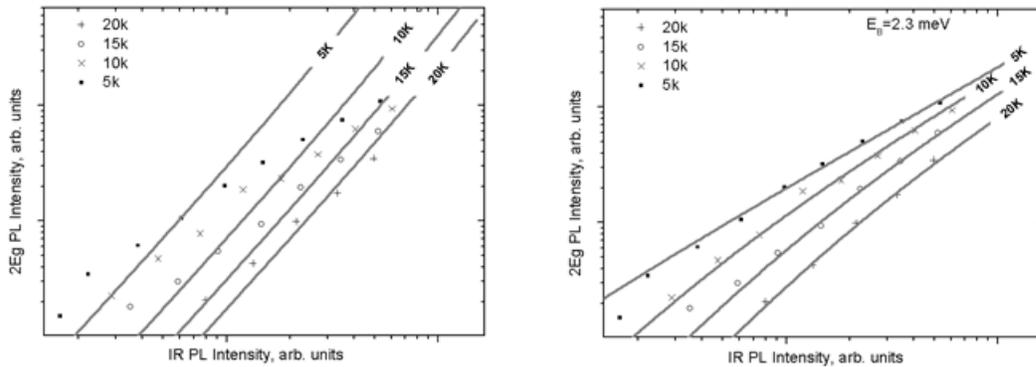
На рис. 1 приведены фрагменты спектров экситонного излучения в ИК области для отобранной гетероструктуры  $\text{Si}_{0.905}\text{Ge}_{0.095}/\text{Si}$  с квантовой ямой шириной 5 нм. Как видно из рис. 1, в спектрах регистрируется линия (MPS), которая исчезает с повышением температуры и/или уменьшением накачки (концентрации), что указывает на многочастичную природу соответствующего состояния. Это состояние сосуществует с газом экситонов.



**Рис. 2:** Зависимость  $2E_g$ -излучения от накачки и температуры

Анализ  $2E_g$ -люминесценции (Рис. 2) дает возможность более точно определить природу многочастичного состояния ответственного за линию MPS. В частности, малая спектральная полуширина и симметричный профиль линии в  $2E_g$  спектрах при низких плотностях возбуждения, указывают на то что в процессе рекомбинации учувствуют только две электронно-дырочных пары (энергия и импульс не передаются окружению). Иначе говоря, следует рассмотреть два типа многочастичных взаимодействий – образование биэкситонов и неупругое экситон-экситонное рассеяние. Из (4) следует, что в случае классического биэкситонного газа зависимость интенсивности  $2E_g$  от интенсивности ИК излучения будет близкой к линейной. В случае неупругого экситон-экситонного рассеяния интенсивность  $2E_g$  излучения пропорциональна вероятности найти два экситона с противоположным квазиимпульсом. Для классического газа это

соответствует квадратичной зависимости интенсивности  $2E_g$  излучения от интенсивности ИК излучения. Результаты анализа зависимости интенсивностей излучения (Рис. 3), в котором учтен вклад свободных экситонов в спектры ИК ФЛ, выступают в пользу биэкситонной природы данного излучения.



**Рис. 3:** зависимость  $2E_g$  от ИК излучения и результат подгонки данных биэкситонным излучением и излучением в результате неупругого экситон-экситонного рассеяния

Аппроксимация экспериментально измеренных зависимостей интенсивности  $2E_g$  излучения от интенсивности ИК излучения (см. рис. 3) позволяет утверждать, что при низких температурах энергетически наиболее выгодным состоянием электронно-дырочной системы оказывается биэкситон. Проведенные исследования показали, что в исследуемых структурах образование биэкситонов создает принципиальные ограничения при наблюдении эффектов квантовой когерентности. Это связано с высокой степенью вырождения основного состояния биэкситона (28), которая определяется размещением двух электронов по четырем различным долинам. Учитывая, что максимальная концентрация экситонов и биэкситонов ограничивается сверху переходом Мотта, эффекты квантовой статистики в газе биэкситонов могут наблюдаться лишь при температурах  $T \sim 1K$ . При этом тепловая энергия меньше энергии локализации на неоднородностях потенциала, что накладывает принципиальные ограничения на наблюдение данного эффекта.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Грант 14-22-00273).

**Релаксация упругих напряжений в SiGe гетероструктурах,  
выращенных на различных подложках**

А. В. Новиков<sup>1,2</sup>, М. В. Шалеев<sup>1</sup>, П. А. Юнин<sup>1,2</sup>, Д. В. Юрасов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, 607680, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, 7

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

*В работе выявлены особенности упругой и пластической релаксации механических напряжений в растянутых и сжатых SiGe слоях, выращенных на различных подложках: на Si(001) и Ge(001) монокристаллических, а также на релаксированных SiGe буферах. Показано, что в широком диапазоне составов растянутых GeSi/Ge(001) слоев начальным механизмом релаксации упругих напряжений в них, в отличие от сжатых SiGe/Si(001), является пластическая релаксация через образование дефектов. Выявлено возможности по управлению ростом SiGe структур на релаксированных SiGe буферах за счет предосаждения слоев с различным знаком деформации.*

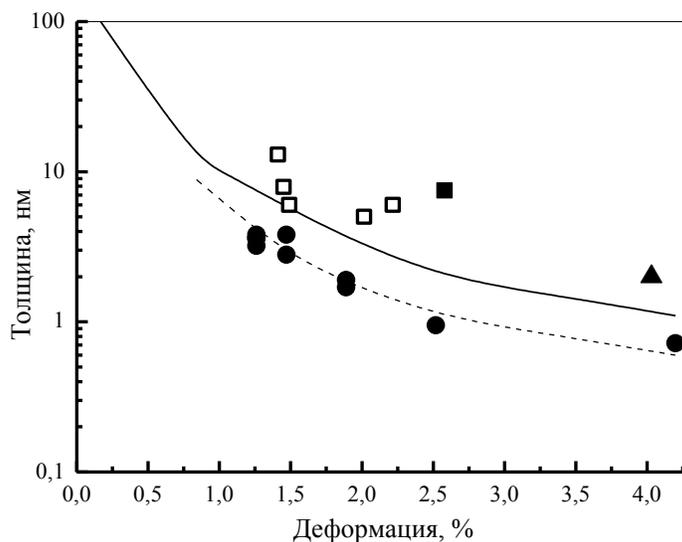
Ge является единственным химическим элементов, с которым кремний, основной материал современной наноэлектроники, образует устойчивый полупроводниковый сплав во всем диапазоне возможных составов. Однако из-за рассогласования кристаллических решеток Si и Ge при формировании SiGe структур на кремниевых монокристаллических подложках происходит накопление упругой энергии. При достижении некоторой критической толщины уменьшение упругой энергии, накопленной в SiGe/Si(001) структурах, происходит или за счет пластической релаксации, путем формирования дефектов кристаллической решетки (дислокаций), или за счет упругой релаксации, путем развития шероховатости поверхности. Для получения SiGe структур с заданными параметрами необходимо хорошее понимание процессов релаксации упругих напряжений в них. За последние годы данные процессы подробно исследованы для SiGe гетероструктур, выращенных на Si(001) подложках (см. например, [1]). Однако при росте на Si подложках возможно получение только упруго-сжатых SiGe слоев. Значительное расширение возможностей по формированию гетероструктур на основе кремния стало возможным при использовании в качестве подложек релаксированных слоев  $Si_{1-x}Ge_x$  с различным содержанием Ge (вплоть до 100%), на которых возможен рост SiGe слоев с различным знаком деформации. Однако к настоящему времени процессы релаксации упругих напряжений в растянутых SiGe слоях,

выращенных на Ge или релаксированных SiGe буферах, исследованы в гораздо меньшей степени. В то же время в ряде работ было продемонстрировано, что релаксация упругих напряжений в растянутых SiGe слоях имеет свои существенные особенности [2, 3]. В данной работе представлены результаты сравнительных исследований релаксации упругих напряжений в растянутых и сжатых SiGe слоях, выращенных на Si(001) и Ge(001) монокристаллических подложках, а также на релаксированных SiGe/Si(001) буферах с различной долей Ge. Использование различных подложек позволило выявить влияние знака деформации отдельных слоев на их рост и релаксацию упругих напряжений.

Исследованные SiGe структуры были выращенным методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Критическая толщина двумерного роста структур (момент начала упругой релаксации напряжений за счет образования самоформирующихся нанообъектов) определялась *in situ* с помощью дифракции быстрых электронов и *ex situ* с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ). АСМ снимки использовались также для определения шероховатости поверхности выращенных структур. Измерения упругих напряжений в выращенных структурах и степень их релаксации определялись из рентгенодифракционного анализ.

Установлено, что область составов растянутых SiGe слоев, для которых начальной стадией релаксации упругих напряжений является пластическая релаксация с сохранением двумерного характера роста, значительно шире, чем в случае роста сжатых SiGe слоев (рис. 1). Данный факт связываются с увеличением энергии образования моноатомных ступеней в системе Si/Ge с ростом деформации растяжения в SiGe слоях и уменьшением - с ростом деформации сжатия [2]. Поэтому при осаждении растянутых GeSi и Si слоев на Ge(001) подложки и релаксированные SiGe буферы наблюдается уменьшение шероховатости поверхности роста, в то время как уже на начальных этапах роста сжатых SiGe слоев на Si(001) и SiGe буферах происходит увеличение микрошероховатости поверхности роста. Малая шероховатость поверхности растянутых слоев понижает вероятность зарождения самоформирующихся трехмерных объектов, и, как следствие, увеличивает критическую толщину их двумерного роста. В результате существует широкий диапазон составов слоев, в котором при одинаковом по величине рассогласовании кристаллических решеток пленки и подложки критическая толщина двумерного роста растянутых GeSi/Ge(001) слоев значительно больше, чем сжатых SiGe/Si(001) (рис. 1). При этом она оказывается больше, чем термодинамически равновесная критическая толщина псевдоморфного роста напряженных SiGe/Si(001) слоев, определенная в работе [4] (рис. 1). То есть для GeSi/Ge(001) структур отсутствует или очень узок диапазон параметров слоев, в котором

возможно формирование по механизму Странского-Крастанова бездефектных самоформирующихся нанобъектов.

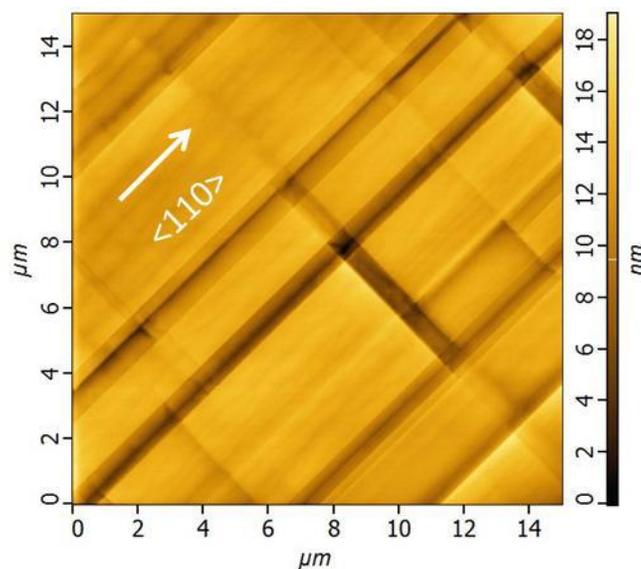


**Рис. 1.** Зависимость критической толщины двумерного роста SiGe слоев от модуля деформации: • - для сжатых SiGe/Si(001) слоев (пунктирная линия проведена на глаз); ■ - для растянутых GeSi/Ge(001) слоев; ▲ - для Si/Ge(001) слоев (из работы [3]). □ - данные для напряженных, планарных GeSi/Ge(001) слоев. Сплошной линией показана термодинамическая кривая начала пластической релаксации в SiGe/Si(001) структурах, вычисленная в работе [4].

Зависимость шероховатости поверхности роста от величины и знака деформации SiGe слоев использована для управления ростом Ge(Si) самоформирующихся наностроек на релаксированных  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$  буферах [5]. В частности, было установлено, что предосаждение на релаксированный  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$  буфер тонких растянутых  $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$  ( $y < x$ ) слоев существенно увеличивает критическую толщину двумерного роста пленки Ge [5]. Данный факт связывается с уменьшением поверхности роста в результате предосаждения растянутых слоев. В тоже время предосаждение сжатых  $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$  ( $y > x$ ) слоев приводит к росту микрошероховатости поверхности и, как следствие, к уменьшению толщины пленки Ge, при которой начинается формирование наностроек. Выявленные особенности образования Ge наностроек на релаксированных SiGe/Si(001) буферах использованы при получении на них Ge(Si) самоформирующихся наностроек, встроенных между растянутыми Si слоями [6]. В данном типе SiGe гетероструктур удается реализовать эффективную пространственную локализацию носителей заряда обоих знаков

[6]. В результате этого в спектрах фото и электролюминесценции этих структур наблюдается сигнал в области длин волн вплоть до 2 мкм [6, 7], положением которого можно управлять изменением толщин растянутых Si слоев над и под Ge(Si) островками.

Исследования пластической релаксации в растянутых GeSi/Ge(001) слоях показало, что образование дефектов (дислокаций) в них приводит к существенному развитию шероховатости их поверхности по сравнению с релаксированными SiGe/Si(001) слоями (рис. 2). При этом на начальном этапе релаксации на АСМ снимках хорошо видны характерные неровности в виде полос, ориентированных в направлениях типа  $\langle 110 \rangle$  (рис. 2). Образование этих неровностей связывается с особенностью диссоциации  $60^\circ$  дислокаций и их распространением в напряженных слоях [8, 9]. В частности, диссоциация  $60^\circ$  дислокаций на частичные  $90^\circ$  и  $30^\circ$  в растянутых GeSi слоях, выращенных на поверхности (001), сопровождается формированием дефекта упаковки [9]. Наблюдаемые на АСМ снимках полосы в направлениях  $\langle 110 \rangle$  связываются как раз с областями, в которых происходит зарождение дефектов упаковки [10].



**Рис. 2.** АСМ снимок поверхности частично релаксированного  $\text{Ge}_{0.8}\text{Si}_{0.2}/\text{Ge}(001)$  слоя толщиной 500 нм. Стрелкой указано кристаллографическое направление  $\langle 011 \rangle$ .

В процессе пластической релаксации в GeSi/Ge(001) слоях происходит как рост количества дефектов упаковки за счет генерации новых  $60^\circ$  дислокаций и их диссоциации на  $90^\circ$  и  $30^\circ$ , так и увеличение среднего размера области одного дефекта упаковки из-за разных скоростей скольжения

90° и 30° дислокаций [8, 9]. Полагается, что именно образование дефектов упаковки в процессе пластической релаксации упругих напряжений в растянутых GeSi/Ge(001) слоях приводит к значительному росту шероховатости их поверхности по сравнению с релаксированными SiGe/Si(001) слоями. Данное обстоятельство значительно усложняет задачу формирования высококачественных релаксированных SiGe слоев со стороны Ge(001) подложек.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 14-02-01116-а, № 13-02-01006-а и № 13-02-12108-офи\_м). В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

## Литература

1. J.-N. Aoua, I. Berbezier, L. Favre, et al., *Physics Reports*, V. 522, p. 59 (2013).
2. Y. H. Xie, G. H. Gilmer, C. Roland, et al., *Phys. Rev. Lett.*, V. 73, p. 3006 (1994).
3. D. Pachinger, H. Groiss, H. Lichtenberger, et al., *Appl. Phys. Lett.*, V. 91, p. 233106 (2007).
4. J.W. Matthews, A.E. Blakeslee, *J. Cryst. Growth*, V. 27, p. 118 (1974).
5. M.V. Shaleev, A.V. Novikov, D.V. Yurasov et. al., *Appl. Phys Lett.*, V. 101, p. 151601 (2012).
6. A.V. Novikov, M.V. Shaleev, A.N. Yablonskiy et. a.l., *Semic. Science and Technol.*, V. 22, p. S29 (2007).
7. A.V. Novikov, A.A. Tonkikh, D.V. Yurasov, et. al., *Abstract of 11th International Conference on Group IV Photonics*, Paris, France, p 165 (2014) .
8. P. M. J. Marée, J. C. Barbour, J. F. Van der Veen, et al., *J. Appl. Phys.*, V. 62, p. 4413 (1987).
9. E. P. Kvam, R. Hull, *J. Appl. Phys.*, V. 73, p. 7407 (1993).
10. J. E. Van Nostrand, D. G. Cahill, I. Petrov, J. E. Greene, *J. Appl. Phys.*, V. 83, p.1096 (1998).

## Спектрокинетические исследования SiGe структур с самоформирующимися Ge(Si) наноструктурами

А.Н. Яблонский<sup>1,2</sup>, Н.А. Байдакова<sup>1,2</sup>, А.В. Новиков<sup>1,2</sup>, Д.Н. Лобанов<sup>1,2</sup>, М.В. Шалеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

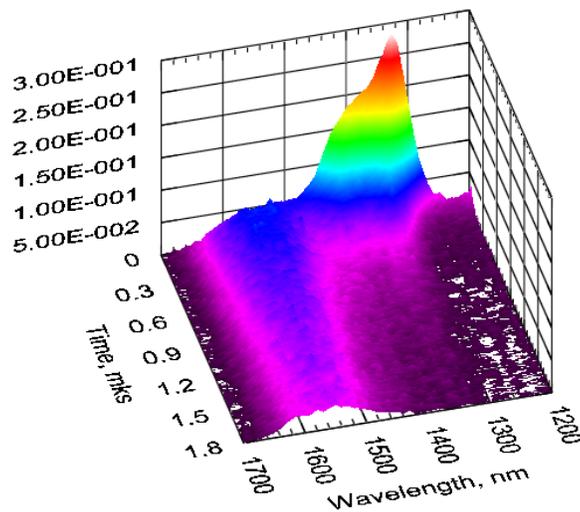
<sup>2</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

*В работе представлены результаты исследования спектральных и временных характеристик фотолюминесценции, связанной с излучательной рекомбинацией носителей заряда в структурах SiGe/Si(001) и SiGe/SOI с самоформирующимися Ge(Si) островками. Изучены характерные времена нарастания и спада фотолюминесценции островков в зависимости от температуры измерения и длины волны возбуждающего излучения. Исследованы спектры возбуждения фотолюминесценции Ge(Si) островков в структурах SiGe/Si(001) в области межзонной и подзонной оптической накачки, соответствующие различным временным компонентам в кинетике релаксации фотолюминесценции.*

Изучение оптических свойств низкоразмерных SiGe структур представляет интерес как с точки зрения фундаментальных научных исследований, так и в связи с возможностью практического использования SiGe гетероструктур для создания элементов кремниевой оптоэлектроники. Среди известных типов SiGe гетероструктур перспективными для реализации эффективных источников излучения ближнего инфракрасного диапазона являются структуры с самоформирующимися Ge(Si) наноструктурами, поскольку сигнал фото- и электролюминесценции таких структур в спектральной области 1.3-1.55 мкм наблюдается вплоть до комнатной температуры [1,2]. Кроме того, наблюдение в тех же структурах сигнала фотопроводимости в указанном спектральном диапазоне, делает такие структуры перспективными для создания оптопары. Одним из необходимых условий создания на основе SiGe структур эффективных оптоэлектронных устройств является определение физических механизмов поглощения света и излучательной рекомбинации носителей заряда в таких структурах. В настоящей работе представлены результаты исследования оптических свойств многослойных SiGe структур с самоформирующимися Ge(Si) островками, выращенных на кремниевых подложках и подложках "кремний-на-изоляторе" (SOI), методами спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) и спектроскопии возбуждения ФЛ с наносекундным временным разрешением.

Исследуемые структуры SiGe были выращены на подложках Si(001) и SOI методом МПЭ из

твердых источников при температуре 650°C и содержали 20 слоев самоформирующихся Ge(Si) наноструктур, разделенных слоями кремния толщиной 17-20 нм [3]. Измерение спектральных и временных зависимостей ФЛ осуществлялось при возбуждении импульсным излучением параметрического генератора света MOPO-SL (Spectra-Physics), перестраиваемым в широком спектральном диапазоне ( $\lambda_{ex} = 440-1400$  нм). Длительность импульса накачки составляла  $\sim 5$  нс. Сигнал ФЛ регистрировался с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i, ФЭУ Hamamatsu H10330A-75 на основе InP/InGaAs (спектральный диапазон 930-1700 нм, время отклика  $\sim 2$  нс) и цифрового осциллографа LeCroy. Измерения проводились с использованием заливного гелиевого криостата (РТИ, Черноголовка) в диапазоне температур от 4.2 до 70 К.



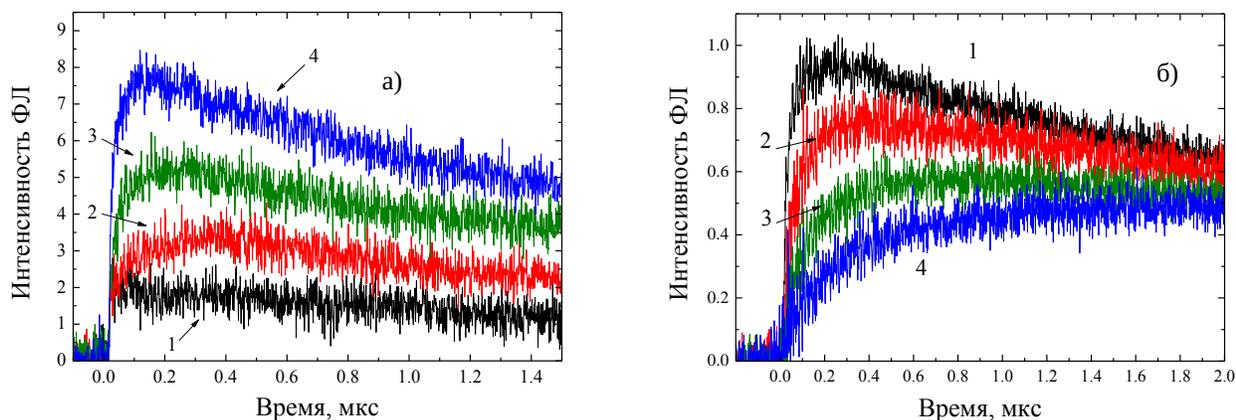
**Рис.1.** Спектр ФЛ с временным разрешением SiGe/Si(001) структуры с островками, полученный при 70 К и длине волны возбуждения  $\lambda_{ex} = 780$  нм.

В многослойных структурах с самоформирующимися Ge(Si) островками были исследованы спектро-кинетические зависимости сигнала ФЛ (спектры ФЛ с временным разрешением). Подробное описание методики получения данных спектров представлено в работе [4]. На рис. 1 приведена спектро-кинетическая зависимость ФЛ структуры с Ge(Si)/Si(001) островками, полученная при температуре 70 К и длине волны возбуждающего излучения  $\lambda_{ex} = 780$  нм. В условиях межзонного возбуждения в спектрах ФЛ исследованных структур наряду с линиями излучательной рекомбинации экситонов в матрице кремния (1130 нм, не показано на рисунке), наблюдаются две спектрально разнесенные компоненты, характеризующиеся существенно различающимися временами спада интенсивности ФЛ. Широкая линия ФЛ в длинноволновой области спектра (1450-1700 нм) с характерным временем спада до 100 мкс, соответствует не прямой

в пространстве излучательной рекомбинации дырок, локализованных в Ge(Si) островках, и электронов в Si слоях на гетерогранице с островками [5,6]. В более коротковолновой области спектра (1300-1500 нм) наблюдается сигнал ФЛ с временами спада 0.1-1 мкс, обусловленный, по-видимому, излучательной рекомбинацией носителей заряда в смачивающих слоях. Связь данной спектральной компоненты с излучательными переходами в SiGe смачивающих слоев подтверждается формой линии, состоящей из двух пиков, разнесенных на расстояние близкое к энергии поперечного оптического фонона в SiGe структурах (49 мэВ) [7]. Наличие двух пиков, связанных с рекомбинацией носителей заряда без участия фононов и с испусканием оптического фонона, является характерным для сигнала ФЛ, связанного с излучательными переходами в SiGe квантовых ямах [7]. Спектральное положение как полосы ФЛ Ge(Si) островков, так и линии ФЛ SiGe смачивающих слоев зависит от параметров полученных структур и определяется в первую очередь температурой роста Ge(Si) островков [8].

Для изучения процессов захвата носителей заряда в островки и их излучательной рекомбинации были исследованы временные зависимости ФЛ Ge(Si) островков при различных температурах (рис. 2а). При низких температурах (4-10 К) сигнал ФЛ островков характеризуется быстрым временем нарастания, определяемым длительностью импульса оптической накачки (< 10 нс). При увеличении температуры до 60-70 К наблюдается значительное возрастание интенсивности ФЛ островков, при этом в кинетике ФЛ возникает участок медленного нарастания с характерным временем  $\sim 0.1$  мкс. Полученный результат может быть объяснен в рамках следующей модели. В условиях межзонного оптического возбуждения основная часть излучения накачки поглощается в слоях кремния, окружающих Ge(Si) островки, а также в кремниевой подложке. При низких температурах (< 10 К) большая часть сгенерированных носителей заряда образуют экситоны, которые связываются и рекомбинируют на мелких примесных центрах в кремнии. В результате только небольшая доля носителей заряда может быть захвачена островками. Повышение температуры приводит к снижению эффективности связывания экситонов на примесных центрах и, как следствие, их диффузии из кремниевой подложки в активный слой SiGe, что увеличивает вероятность их захвата в островки. Это приводит к возрастанию интенсивности ФЛ островков и возникновению медленной компоненты нарастания ФЛ. Данный вывод подтверждается результатами измерений кинетики ФЛ островков в структурах SiGe/SOI. В таких структурах активная область, содержащая островки, изолирована от кремниевой подложки слоем SiO<sub>2</sub>, препятствующим диффузии носителей заряда. В результате в кинетике ФЛ отсутствует медленная компонента нарастания, и увеличение интенсивности ФЛ с ростом температуры не

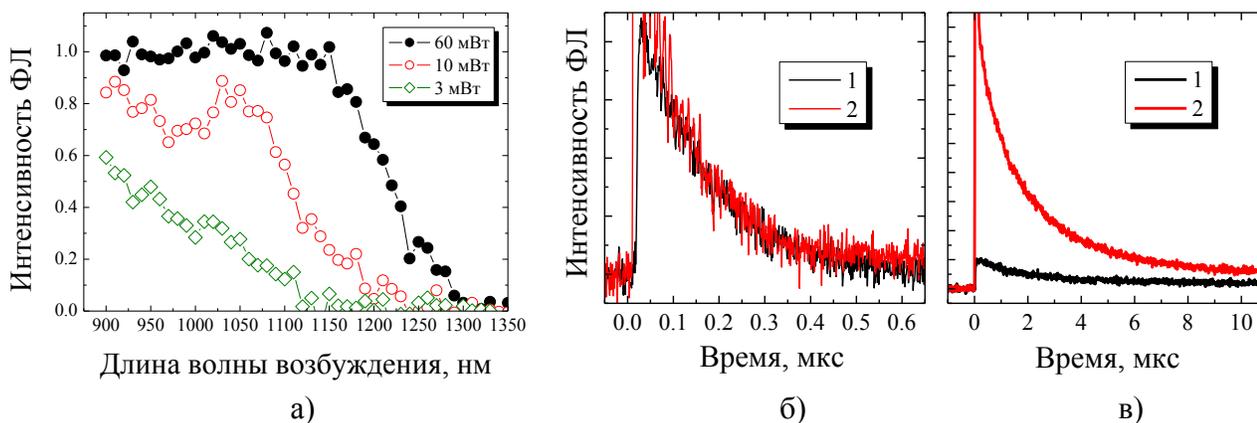
наблюдается [9].



**Рис.2.** а) Временные зависимости ФЛ Ge(Si) островков ( $\lambda = 1560$  нм) при температуре 4.2 К (1), 20 К (2), 60 К (3) и 70 К (4) (длина волны возбуждения – 780 нм); б) временные зависимости ФЛ островков при  $T = 77$  К и длине волны возбуждения 440 нм (1), 780 нм (2), 880 нм (3) и 980 нм (4).

Для проверки данной модели было проведено исследование кинетики ФЛ Ge(Si) островков при различных значениях длины волны оптической накачки (рис. 2б). Как следует из спектральной зависимости коэффициента поглощения излучения в кремнии, характерная глубина проникновения возбуждающего излучения в исследуемых структурах изменяется от 0.5 мкм при  $\lambda_{ex} = 440$  нм до 200 мкм при  $\lambda_{ex} = 980$  нм [10]. Поэтому доля излучения накачки, поглощаемая в Si подложке, значительно возрастает с увеличением длины волны возбуждения. Это приводит к увеличению вклада в сигнал ФЛ островков носителей заряда, генерируемых в Si подложке и диффундирующих в активный слой с островками. В результате характерное время нарастания ФЛ островков значительно возрастает при увеличении длины волны возбуждающего излучения (рис. 2б).

При исследовании спектров возбуждения ФЛ структур SiGe/Si было показано, что значительный сигнал ФЛ Ge(Si) островков наблюдается как при межзонном возбуждении, так и при энергиях кванта возбуждающего излучения существенно меньших ширины запрещенной зоны кремния (рис. 3а) [4]. Для установления механизма возбуждения ФЛ Ge(Si) островков при подзонной оптической накачке было проведено сравнение экситонной ФЛ и ФЛ островков, наблюдаемой при межзонном ( $\lambda_{ex} = 900$  нм) и подзонном ( $\lambda_{ex} = 1260$  нм) оптическом возбуждении. Мощность оптической накачки при различных  $\lambda_{ex}$  выбиралась таким образом, чтобы обеспечить одинаковую интенсивность экситонной ФЛ (рис.3а), а следовательно, одинаковое количество экситонов, генерируемых в исследуемой структуре.



**Рис.3.** Спектры возбуждения ФЛ Ge(Si) островков при различной мощности оптической накачки (а) и временные зависимости ФЛ экситонов (б) и Ge(Si) островков (в) при возбуждении на длинах волн 900 нм (1) и 1260 нм (2).  $T = 4.2$  К.

При этом в условиях подзонного возбуждения наблюдался гораздо более интенсивный сигнал ФЛ Ge(Si) островков, чем при межзонной накачке (рис.3б). Полученный результат указывает на то, что в отличие от межзонной накачки, при которой ФЛ островков обусловлена в основном захватом экситонов, сгенерированных в матрице кремния, при подзонной накачке основную роль в процессе возбуждения ФЛ Ge(Si) островков играет поглощение возбуждающего излучения непосредственно в островках или Ge смачивающих слоях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 14-02-01157 и 15-02-05272) и Совета по грантам Президента РФ (СП-6523.2013.5).

## Литература

1. V.G. Talalaev, G.E. Cirlin, A.A. Tonkikh, N.D. Zakharov, P. Werber, *Phys.Stat. Sol.*, 198, R4 (2003).
2. D.N. Lobanov, A.V. Novikov, K.E. Kudryavtsev, et. al., *Physica E*, 41, 935 (2009).
3. Yu.N. Drozdov, Z.F. Krasilnik, K.E. Kudryavtsev, et al., *Semiconductors*, 42, 286 (2008).
4. Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов, А.Н. Яблонский, *Письма в ЖТФ*, 38(18), 7 (2012).
5. S. Fukatsu, H. Sunamura, Y. Shiraki, S. Komiyama, *Thin Solid Films*, 321, 65 (1998).
6. В.Я. Алешкин и др., *Письма в ЖЭТФ*, 67, 46 (1998).

7. O.G. Schmidt, M. Gail, C. Lange and K. Eberl, Phys. Stat. Sol.(b), 215, 319 (1999).
8. Н.В.Востоков, З.Ф.Красильник, и др., ФТТ, 46(1), 63 (2004).
9. А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов, ФТП, т. 47 (11), с. 509 (2013).
10. W.C. Dash, R. Newman, Phys. Rev., 99, 1151 (1955).

## Исследование устойчивости метастабильных эпитаксиальных слоев GeSn к термическим воздействиям

В.П. Мартовицкий<sup>1</sup>, Ю.Г. Садофьев<sup>1</sup>, А.В. Клековкин<sup>1</sup>, В.В. Сарайкин<sup>2</sup>, И.С. Василевский<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, г. Москва, Ленинский пр., д. 53.

<sup>2</sup>НИИ физических проблем им. Ф.В. Лукина, 124460, г. Москва, Зеленоград, 4й Западный проезд, д. 5.

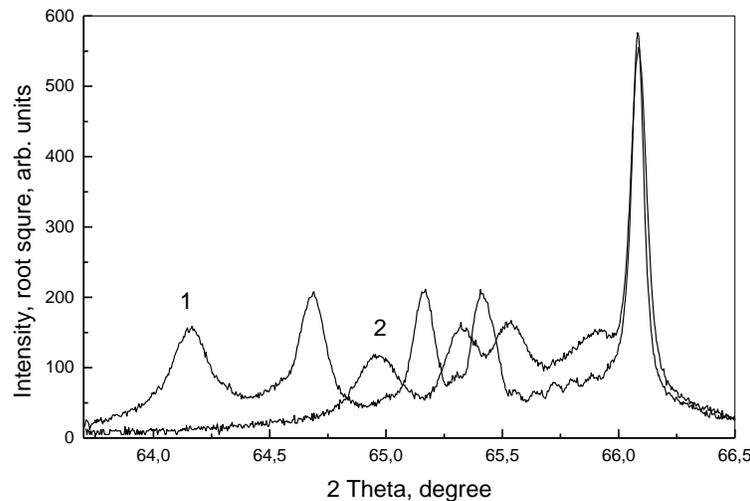
<sup>3</sup>Московский Инженерно-Физический Институт,

Отработана технология неравновесного роста эпитаксиальных слоев GeSn с мольной долей германия до 10%. Показано, что выращенные эпитаксиальные слои являются истинными пересыщенными твердыми растворами при всех использованных концентрациях олова. Продемонстрирована структурная деградация слоев в результате отжига в газовой среде и определены основные механизмы такой деградации.

Твердые растворы  $Ge_{1-x}Sn_x$  перспективны в качестве материала с прямой структурой запрещенной зоны на основе элементарных полупроводников с кристаллической решеткой алмаза. В ряде исследований наблюдались прямые в пространстве импульсов оптические переходы в спектрах фотолюминесценции вплоть до комнатной температуры [1, 2]. В [3] показана возможность получения лазерной генерации в слоях  $Ge_{0.88}Sn_{0.12}$ , выращенных на кремниевой пластине с буферным слоем германия. Однако термодинамически равновесный предел растворимости олова в германии не превышает  $x=0.005$ . Большой радиус атома олова (0.158 нм) по сравнению с атомом германия (0.139 нм) в совокупности с низким значением поверхностной свободной энергии Sn, обуславливают склонность к сегрегации олова при эпитаксиальном выращивании твердых растворов GeSn. Поэтому твердые растворы GeSn с мольной долей олова, представляющей практический интерес, могут быть получены только в далеких от термодинамического равновесия условиях. Они с неизбежностью будут метастабильными, с тенденцией к фазовому распаду при внешних воздействиях.

Выращивание  $Ge_{1-x}Sn_x$  проводили на установке МПЭ «Катунь», укомплектованной двумя электронно-лучевыми испарителями для кремния и германия, а также двумя молекулярными источниками типа ячейки Кнудсена для соиспарения сурьмы в качестве сурфактанта при выращивании буферных слоев германия толщиной 1 мкм [4], и для испарения олова при

выращивании слоев  $GeSn$ . Встроенный дифрактометр быстрых электронов (RHEED) позволял контролировать все стадии ростового процесса *in situ*. Свойства полученных эпитаксиальных слоев контролировали с помощью рентгеновской дифрактометрии на дифрактометре Panalytical X'pert Pro MRD Extended, масс-спектрометрии вторичных ионов (SIMS) на установке IMS-4f фирмы CAMECA, атомно-силовой микроскопии (AFM) с использованием прибора Solver P47H. Отжиг выращенных образцов проводили в установке (RTA Modular) в газовой среде особо чистого азота.



**Рис. 1.** Кривые  $(2\theta-\omega)$  сканирования на рефлексе (004) с третьим кристаллом–анализатором, записанные сразу после получения образца S050 (1) и после отжига в течение 2 мин. при 400 °C (2).

Ранее нами было показано, что относительно толстые ( $\sim 0.5$  мкм) слои  $GeSn$  с мольной долей до 0.075, выращенные на кремнии с релаксированным буферным слоем германия в качестве виртуальной подложки, не проявляли признаков пластической релаксации в процессе роста. Однако даже кратковременный отжиг таких структур приводил как к частичной пластической релаксации, так и к выходу олова на поверхность структуры [5]. Минимальная температура отжига, приводящая к началу этих процессов, зависела от величины мольной доли олова в слоях  $GeSn$ . В данной работе для уточнения характера протекающих явлений была выращена многослойная  $Ge/GeSn$  структура (образец S050). Поверх релаксированного буферного слоя германия толщиной 1 мкм, выращенного на пластине кремния ориентации (001), были выращены

5 слоев GeSn ( $\text{GeSn}_1 - \text{GeSn}_5$ ) номинальной толщиной 200 нм каждый, разделенные прослойками из германия толщиной 20 нм. Мольную долю олова  $x$  увеличивали по мере удаления от германиевого буфера. Скорость роста эпитаксиальных слоев GeSn поддерживали на уровне  $\sim 3$  нм в минуту. Структуру завершал покровный слой германия толщиной 20 нм. Температура эпитаксии была близка к  $150^\circ\text{C}$ . Из наблюдений картин RHEED следует, что при столь низких температурах роста все выращенные слои GeSn являются монокристаллическими. Среднеквадратичная шероховатость поверхности, соответствующая слою с максимальным из используемых в данном эксперименте содержанием олова в твердом растворе, по данным атомно-силовой микроскопии находилась на уровне  $r_{\text{rms}} \sim 2 - 3$  нм, тогда как та же величина для поверхности буферного слоя германия близка к 0.7 нм [6].

На рис. 1 в квадратичном масштабе приведены кривые  $(2\theta-\omega)$ -сканирования образца на рефлексе (004) с третьим кристаллом-анализатором. Кривая 1 была записана непосредственно после получения образца, а кривая 2 – после отжига при  $400^\circ\text{C}$  в течение 2 минут. Пик кремния из-за высокой интенсивности исключен на рис. 1, хотя реально прописывался для контроля юстировки дифрактометра. По положениям максимумов на этих кривых можно определить значения  $a_{\perp}$  для буферного слоя германия и всех пяти слоев GeSn. На рисунке 1 видны три принципиальных отличия между кривой 1 до отжига и кривой 2 после отжига образца, а именно: 1) полное отсутствие после отжига пика от слоя  $\text{GeSn}_5$  с максимальной концентрацией олова; 2) сдвиг трех других пиков слоев  $\text{GeSn}_4 - \text{GeSn}_2$  в сторону больших углов, что соответствует понижению концентрации олова в них; и 3) лучшее разделение с пиком германия пика от слоя  $\text{GeSn}_1$  из-за возросшей концентрации олова в нем.

Для расчетов значений релаксированных параметров кристаллических решеток слоев GeSn нами было использовано уравнение (1), в котором  $a_{\perp}$  и  $a_{\parallel}$  обозначают периоды кристаллических решеток слоев в направлении роста и в плоскости срастания, соответственно [7]. Определение параметра  $a_{\parallel}$  проводилось по кривым качания на асимметричном рефлексе (224). Значение коэффициента Пуассона ( $\nu$ ) зависит от концентрации олова. Поэтому определение состава делалось в процессе двух последовательных итераций: сначала с приблизительным значением коэффициента Пуассона, а затем с его уточненным значением. Для германия  $\nu = 0.273$ , а для олова  $\nu = 0.300$ . Период кристаллической решетки  $\alpha\text{-Sn}$  был взят равным  $6.491 \text{ \AA}$ .

$$\left(\frac{\Delta a}{a_s}\right)_{\text{relax}} = \frac{1-\nu}{1+\nu} \left(\frac{\Delta a}{a_s}\right)_{\perp} + \frac{2\nu}{1+\nu} \left(\frac{\Delta a}{a_s}\right)_{\parallel} \quad (1)$$

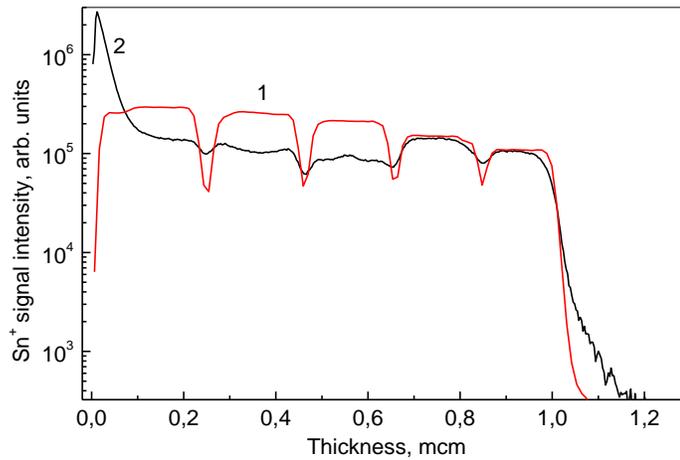
Для буферного слоя германия в расчетах в качестве значения  $a_s$  берется значение параметра решетки кремния, тогда как для слоев GeSn значение  $a_s$  равно параметру виртуальной подложки германия в плоскости срастания  $a_{\parallel \text{Ge}}$ . Для германия значение параметра решетки в плоскости срастания  $a_{\parallel \text{Ge}}=5.6650 \text{ \AA}$  больше, чем в перпендикулярном направлении  $a_{\perp}=5.6513 \text{ \AA}$ . Это является следствием того, что толстый слой германия при температуре роста полностью релаксирован, а при охлаждении до комнатной температуры из-за большего коэффициента термического расширения (КТР) по сравнению с кремнием ( $\alpha_{\text{Ge } 300\text{K}}=5.7 \times 10^{-6}$ ,  $\alpha_{\text{Si } 300\text{K}}=2.6 \times 10^{-6}$ ) он сжимается в большей степени, чем подложка. С понижением температуры образца подвижность дислокаций уменьшается и дальнейшее сжатие слоя германия происходит только в перпендикулярном направлении за счет коэффициента Пуассона. Формально это приводит к тому, что релаксация буферного слоя германия становится больше 100%. По формуле (1)  $a_{\text{Ge relax}}=5.6572 \text{ \AA}$ . Поскольку величина  $\Delta\alpha=3.1 \times 10^{-6}$ , то по разнице между  $a_{\parallel \text{Ge}}=5.6650 \text{ \AA}$  и  $a_{\text{Ge relax}}=5.6572 \text{ \AA}$  можно примерно оценить температуру «замерзания» дислокаций около 350 С в буферном слое германия толщиной в 1 мкм.

**Таблица 1.** Структурные параметры буферного слоя Ge и пяти слоев GeSn в образце S050, измеренные непосредственно после роста (слева в каждой колонке) и после отжига при 400 °С в течение 2 мин (справа в каждой колонке).

Слой	$a_{\perp}, \text{ \AA}$	$a_{\parallel}, \text{ \AA}$	$a_{\text{relax}}, \text{ \AA}$	Релаксация, %	Sn, %
Ge	5.6513–5.6511	5.6650–5.6650	5.6572–5.6571	103.5 – 103.5	–
GeSn <sub>1</sub>	5.6590–5.6643	5.6650–5.6650	5.6615–5.6646	0 – 0	0.5 – 0.8
GeSn <sub>2</sub>	5.7019–5.6935	5.6630–5.6722	5.6852–5.6845	–9.9 – 36.9	3.4 – 3.3
GeSn <sub>3</sub>	5.7203–5.7091	5.6639–5.6722	5.6960–5.6903	2.7 – 0	4.7 – 4.0
GeSn <sub>4</sub>	5.7582–5.7374	5.6630–5.6795	5.7173–5.7126	–1.7 – 30.5	7.2 – 6.6
GeSn <sub>5</sub>	5.8003– –	5.6608– –	5.7405– –	–2.8 – –	10.0 – –

В свежевращенном образце с возрастанием концентрации олова в эпитаксиальном слое наблюдается возрастание значения параметра решетки перпендикулярно к ростовой поверхности, тогда как в плоскости срастания для четырех слоев параметр решетки даже меньше, чем у буферного слоя германия. Это означает не только отсутствие релаксации напряжений несоответствия, но и присутствие повышенной концентрации вакансий в виде каких-либо устойчивых комплексов, обладающих сжимающим действием на значение параметра решетки. Процент релаксации (rel) для германия рассчитывался как  $\text{rel}_{\text{Ge}}=100(a_{\text{Ge}\parallel} - a_{\text{Si}})/(a_{\text{Ge relax}} - a_{\text{Si}})$ , где

$a_{Si}=5.43105 \text{ \AA}$ . Для каждого слоя GeSn вместо параметра кремния берется значение параметра решетки в плоскости срастания предыдущего слоя, например  $rel_{GeSn3}=100(a_{GeSn3||}-a_{GeSn2||})/(a_{GeSn3\text{ relax}}-a_{GeSn2||})$ . На основании расчетов релаксированных параметров кристаллических решеток GeSn отдельных слоев структуры определены значения мольной доли олова в них. Непосредственно после роста эти величины изменяются как 0.005, 0.034, 0.047, 0.072 и 0.10 по мере удаления слоев GeSn от буферного слоя германия. Структурное совершенство слоя с максимальной концентрацией олова деградирует, что заметно по уширению его пика на рис. 1.



**Рис. 2.** Профили распределения олова в структуре S050, содержащей пять слоев GeSn с различной мольной долей олова, разделенных тонкими прослойками из германия. 1 – после выращивания образца; 2 – после отжига структуры в течение 2 минут при температуре 400°C. Вид кривых соответствует интенсивности сигнала вторичных ионов  $Sn^+$  при измерении профилей.

Профиль распределения олова в структуре после роста, измеренный методом SIMS при использовании первичных ионов  $O_2^+$  с энергией 8 кэВ, приведен на рис. 2, кривая 1 для ионов олова  $Sn^+$ . Все пять ступеней GeSn с различным содержанием олова в них выявляются отчетливо, как и разделительные прослойки германия малой (20 нм) толщины. Последнее указывает на то, что процессы диффузионного перераспределения олова при выращивании структуры в существенной степени подавлены. Для проверки состояния полученного твердого раствора GeSn была применена методика, описанная в работе [8], основанная на сопоставлении профилей распределения однократно ионизированных атомарных и кластерных ионов примеси. Она свидетельствует о том, что слои GeSn являются истинными пересыщенными твердыми

растворами при всех использованных в структуре S050 концентрациях, вплоть до мольной доли олова 0.1.

После отжига структурные параметры слоев изменяются самым драматичным образом (кривые 2 на рис. 1). Кроме полного отсутствия пика от слоя  $\text{GeSn}_5$  с максимальной концентрацией олова, одновременно наблюдается понижение концентрации олова в слоях  $\text{GeSn}_4$  и  $\text{GeSn}_3$ . Однако в слое  $\text{GeSn}_2$  она остается почти неизменной, тогда как в слое  $\text{GeSn}_1$  даже возрастает. Кроме того, по данным SIMS, преимущественная диффузия олова к поверхности не сопровождается полным исчезновением прослоек Ge между слоями. Это означает, что диффузия олова идет преимущественно по границам зерен, образовавшимся в виртуальной подложке германия, и прорастающих в слои GeSn. А повышение концентрации олова в самом первом слое указывает, что эта диффузия идет в обоих направлениях. Профили SIMS показывают, что термообработка в минимальной степени затрагивает два слоя GeSn с наименьшими из используемых мольными долями олова 0.014 и 0.03. Но и для этих слоев наблюдается процесс диффузионного размывания профиля распределения олова, приводящий к заметному изменению глубины модуляции состава при переходе от слоев GeSn к разделительным прослойкам германия. Слои с исходной мольной долей олова от 0.046 и выше сильно обедняются оловом, которое вследствие фазового распада и последующей диффузии выходит на поверхность структуры. Это приводит к заметному огрублению микрорельефа поверхности структуры, регистрируемому с помощью атомно-силовой микроскопии.

Как следует из сказанного выше, при отжиге слоев GeSn происходят два конкурирующих процесса, а именно фазовый распад твердого раствора с последующим выходом олова на поверхность структуры в основном по границам зерен, а также пластическая релаксация твердого раствора без изменения его состава. Доминирование того или иного процесса определяется величиной мольной доли олова. Концентрация дефектов в слоях GeSn, выращенных на виртуальной подложке Ge, так велика, что степень пластической релаксации не оказывает особенного влияния на процесс распада твердого раствора и диффузии олова.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Грант 14-22-00273).

## Литература

- [1]. R. Ragan, H.A. Atwater. *Appl. Phys. Lett.*, 77, 3418 (2000)
- [2]. G. Grzybowski, R. T. Beeler, L. Jiang, D. J. Smith, J. Kouvetakos, J. Menendez. *Appl. Phys. Lett.* 101, 072105 (2012).
- [3] S. Wirthst, R. Geiger, N. von den Driesch, G. Mussler, T. Stoica, S. Mantl, Z. Ikonc, M. Luysberg, S. Chiussi, J. M. Hartmann, H. Sigg, J. Faist, D. Buca, D. Grützmacher. *Nature photonics*, 9, 88 (2015).
- [4]. Ю.Г. Садофьев, В.П. Мартовицкий, М.А. Базалевский. *Известия РАН. Серия физическая.* 78, 47 (2014).
- [5]. Ю.Г. Садофьев, В.П. Мартовицкий, М.А. Базалевский, А.В. Клековкин, Д.В. Аверьянов, И.С. Васильевский. *Физика и техника полупроводников*, 49, 128 (2015).
- [6]. O. Gurdal, P. Desjardins, J.R.A. Carlsson, N. Taylor, H.H. Radamson, J.-E. Sundgren, J.E. Greene. *J. Appl. Phys.* 83, 162 (1998).
- [7]. S.N.G. Chu, A.T. Macrander, K.E. Strege, W.D. Johnston. *J. Appl. Phys.*, **57**, 249 (1985).
- [8]. В.В. Сарайкин, П.Б. Орлов, Ф.А. Гимельфарб. *Известия АН СССР, серия физическая.* 50, 1710 (1986).
- [9] Рейви К. *Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии*/К. Рейви. — М.: Мир, 1984. —75 с

## Исследование скола нелегированной гетроструктуры с квантовыми ямами $\text{Al}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{N}$ методом сканирующей микроскопии сопротивления растекания

Д. Е. Свиридов<sup>1</sup>, В. И. Козловский<sup>1,2</sup>, В. Н. Жмерик<sup>3</sup>, С. В. Иванов<sup>3</sup>, G. Chen<sup>4</sup>, X. Q. Wang<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский пр., 53, Россия

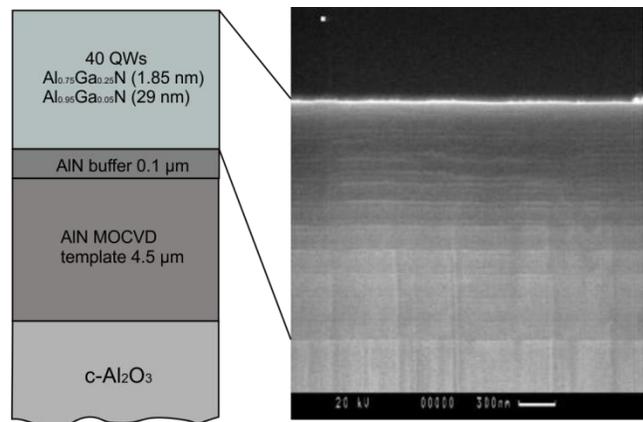
<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Россия.

<sup>3</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия.

<sup>4</sup>Peking University, 100871 Beijing, China.

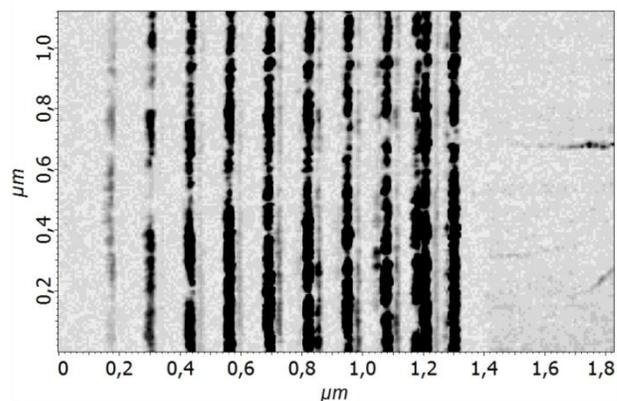
*Скол нелегированной гетроструктуры с 40 квантовыми ямами (КЯ)  $\text{Al}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{N}$  исследовался методом сканирующей микроскопии сопротивления растекания. Было обнаружено, что величина тока при контакте зонда с каждой четвертой КЯ значительно больше, чем при контакте зонда с остальными КЯ вследствие большей концентрации электронов. Данный эффект был объяснён аккумуляцией напряжений в структуре с КЯ вследствие большого рассогласования параметров кристаллических решеток между КЯ и барьерными слоями, и последующей релаксацией данных напряжений в каждой четвертой КЯ посредством образования донороподобных точечных дефектов.*

Сканирующая зондовая микроскопия, в частности атомно-силовая микроскопия (АСМ), поверхности скола является эффективным средством исследования наноразмерных гетроструктур. Используя полуконтактный метод сканирования, в ряде гетроструктур с квантовыми ямами (КЯ) удается визуализировать отдельные слои посредством измерения нанорельефа, обусловленного поверхностной релаксацией внутренних упругих напряжений, возникающих из-за рассогласования параметров кристаллических решеток отдельных слоев [1]. Для оценки химического состава КЯ необходима чистая неокисленная поверхность, что достигается при изучении сколов в вакууме [2]. Однако такой метод может быть использован только при изучении высококачественных сколотых



**Рис. 1** Схематическое изображение структуры (слева) и изображение ее скола, полученное с помощью РЭМ (справа).

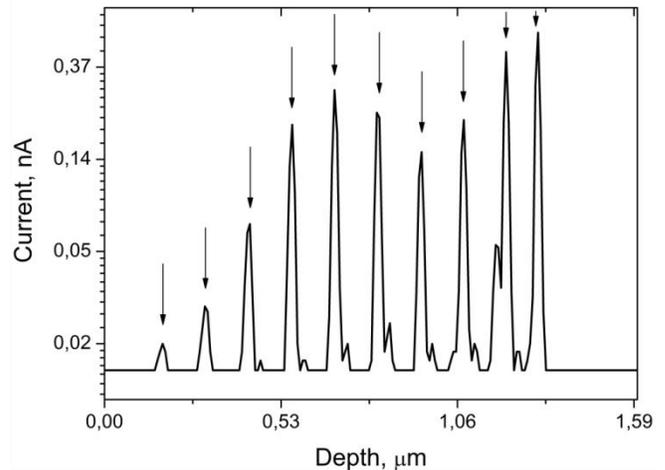
поверхностей, которые трудно получить в случае эпитаксиальных слоев AlGaN, имеющих структуру вюрцита, выращиваемых на подложках с-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Другим эффективным методом исследования гетероструктур является метод сканирующей микроскопии сопротивления растекания (СМСР) [3]. Данный метод позволяет визуализировать отдельные нанобъекты, имеющие различную проводимость [4]. Данный метод применялся при исследовании ряда легированных гетероструктур на основе SiGe и соединений III-V [4, 5]. Для количественных измерений необходимо использовать калибровочные образцы с известной проводимостью. Также было показано, что метод СМСР может быть применен при исследовании высокоомных гетероструктур на основе соединений II-VI [6]. В данной работе исследуется возможность применения метода СМСР для исследования нелегированных гетероструктур с КЯ на основе AlGaN. Подобные гетероструктуры перспективны для использования в источниках излучения среднего ультрафиолетового диапазона с накачкой электронным пучком [7].



**Рис. 2** Токовое изображение исследуемой структуры, полученное в режиме СМСР при напряжении -3,7 В.

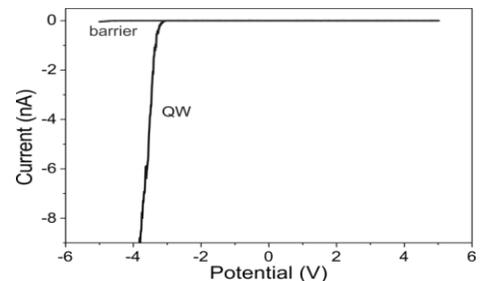
В данной работе представлены результаты исследования гетероструктуры с множественными квантовыми ямами на основе AlGaN, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ-ПА) на с-AlN(4.5 мкм)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> темплейте изготовленном методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭМОС). Вначале был выращен буферный слой AlN толщиной 0.1 мкм методом МПЭ-ПА. Далее была выращена структура с 40 КЯ Al<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>N/Al<sub>0.95</sub>Ga<sub>0.05</sub>N. Номинальная толщина КЯ составляла 1,85 нм, толщина барьеров – 29 нм. Последним был выращен слой Al<sub>0.95</sub>Ga<sub>0.05</sub>N толщиной 29 нм. Схематическое изображение структуры и изображение ее скола, полученное с помощью растровой электронной микроскопии (РЭМ), представлено на рис. 1. Видно, что контраст для разных квантовых ям заметно отличается, будучи хорошо выраженным, приблизительно, для каждой четвертой КЯ. Спектр катодолюминесценции (не представлен), при комнатной температуре, состоит из одной линии с максимумом при 4,75 эВ (260 нм) и шириной на полувысоте 290 мэВ. Скол по плоскостям (1-100) производился непосредственно перед измерениями. Измерения проводились с помощью СЗМ Solver P47 Pro (NTMDT). Образцы крепились с помощью

специально сконструированного держателя. Зонд находился под нулевым потенциалом. Второй контакт был сформирован посредством напыления Al на ростовую поверхность. Постоянное смещение, прикладывавалось к этому контакту и могло изменяться в диапазоне от -10 В до +10 В. Измерения проводились при комнатной температуре на воздухе. Диапазон измерения тока составлял 5 пА - 10 нА в линейном и 10 нА - 100 мкА в логарифмическом режиме. Измерялись также вольт-амперные характеристики (ВАХ) контактов зонда со слоями исследуемой гетероструктуры. Типичное время измерения одной ВАХ составляло 2 с. Измерения проводились сериями с фиксированным смещением зонда вдоль направления, перпендикулярного слоям гетероструктуры. В одной серии можно было измерить ВАХ при контакте как с КЯ, так и с барьером, решая при этом проблему дрейфа зонда относительно образца. Использовались коммерческие кремниевые зонды с алмазным проводящим покрытием, легированным бором (Bruker). Удельное сопротивление алмазной пленки составляло  $\sim 0.003-0.005$  Ом·см, постоянная жесткости кантилевера - 24 Н/м. Измерения проводились при силе прижатия зонда к поверхности на уровне 0.5 мкН и частоте сканирования 0.6 Гц. Макроскопический радиус закругления зонда - 150 нм. Сопротивление зонда составляло  $\sim 10$  кОм. Область контакта зонд образец могла подсвечиваться излучением лазера с  $\lambda = 405$  нм и  $I = 10$  мВт.



**Рис. 3** усредненный СМСП профиль, полученный из изображения на рис. 2.

Токовое изображение исследуемой структуры, полученное в режиме СМСП при напряжении -3,7 В представлено на рис. 2. Видно, что были визуализированы не все КЯ. Так как структура была нелегированной и обладала низкой проводимостью, мы подсветили область



**Рис. 4** ВАХ, полученные для контактов кончика зонда с КЯ и барьером.

контакта зонд-образец излучением фиолетового лазера. Это привело к визуализации дополнительных КЯ. На рис. 3 представлен

усредненный СМСП профиль, полученный из изображения на рис. 2. Вертикальная ось имеет логарифмический масштаб. Неожиданным являлся тот факт, что при контакте кончика зонда с

каждой четвертой КЯ величина тока была значительно больше, чем при контакте с другими ямами. Это означает, что эти КЯ обладают большей проводимостью. На рис. 4 представлены две типичные ВАХ, полученные для контактов кончика зонда с КЯ и барьером. Видно, что ток протекает только при отрицательном потенциале на втором контакте. Следовательно, проводимость КЯ  $n$ -типа. Также видно, что на ВАХ имеются пороговые напряжения, причем пороговое напряжение для контакта зонда с КЯ значительно меньше, чем при контакте зонда с барьерным слоем. Проводимость слоев определяется концентрацией носителей  $n$  и их подвижностью  $\mu$ . Изменения в токе от слоя к слою, вероятно, связаны с изменением концентрации носителей. Мы полагаем, что основной причиной неравномерного распределения носителей между квантовыми ямами является частичная периодическая релаксация упругих напряжений сжатия, индуцированных в толстой AlGaIn МКЯ структуре во время роста каждой четвертой КЯ. Релаксация напряжений приводит к образованию повышенной концентрации точечных дефектов таких, например, как вакансии азота, которые образуют донороподобные центры. Появление глубоких доноров в слоях КЯ приводит к повышенной концентрации электронов в этих КЯ. Длина волны лазерной подсветки была достаточной для возбуждения лишь некоторых донороподобных состояний в запрещенной зоне, вероятно связанных с повышенной концентрацией дефектов. Для подтверждения данного предположения необходимы дополнительные исследования с помощью просвечивающей электронной микроскопии и рентгеновской дифрактометрии.

### **Литература.**

1. F. Lelarge, O. Dehaese, E. Kapon, and C. Priester, Appl. Phys. A Vol. 69 N. 3, p. 347 (1999).
2. J. H. Davies, D. M. Bruls, J.W.A.M. Vugs, and P. M. Koenraad, J. Appl. Phys., Vol. 91, p. 4171 (2002).
3. P. Eyben, M. Xu, N. Duhayon, and W. Vandervorst, J. Vac. Sci. Technol. B Vol. 20, p. 471 (2002).
4. K. Maknys, O. Douheret and S. Anand, Appl. Phys. Lett. Vol. 83, p. 2184 (2003).
5. F. Giannazzo, V. Raineri, S. Mirabella, et al., Appl. Phys. Lett. Vol. 88, p. 043117 (2006).
6. D. E. Sviridov, V. I. Kozlovskii, N. V. Zabavin, Bulletin of the Lebedev physical institute Vol. 38, p. 41 (2011).
7. S. V. Ivanov, V. N. Jmerik, D. V. Nechaev, V. I. Kozlovsky, and M. D. Tiberi, Phys. Stat. Sol. A (2015), in print.

## Неравновесный теплоперенос в объемных полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах.

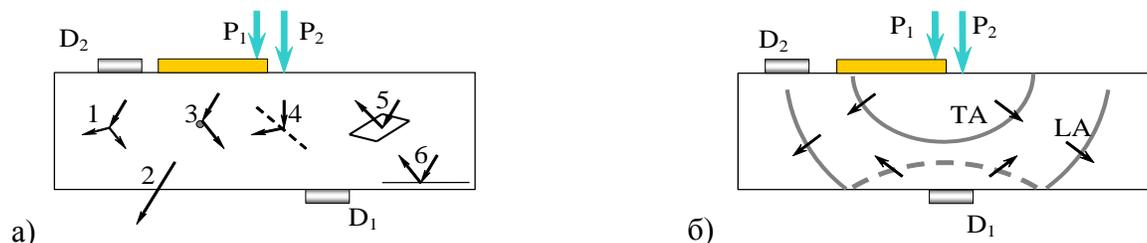
А.И. Шарков, В.С.Кривобок, А.В.Новиков, Д.Ф.Аминев, А.Ю.Клоков

Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

*Дан обзор экспериментов по методике тепловых импульсов. Рассмотрены некоторые результаты, которые могут быть получены при помощи этой методики.*

Интерес к неравновесному теплопереносу возник в конце 60-х годов прошлого века на стыке исследований распространения и затухания ультразвука и измерений теплопроводности в кристаллах при низких температурах. Тогда было обнаружено, что тепло, введённое в кристалл, находящийся при низкой температуре, например, импульсно нагретой металлической пленкой, нанесенной на его поверхность, распространяется неравновесными акустическими фононами со скоростью звука [1]. Более того, был зафиксирован отдельный по времени приход фононов продольной и поперечной поляризации. Эксперименты такого рода получили название «методика тепловых импульсов» – «heat pulse technique». Дальнейшие эксперименты [2] показали важность для экспериментов низких температур: при повышении температуры до ~40 К тепло приходило не в виде резких импульсов, соответствующих скоростям звука, а в виде плавного импульса, длительность которого была в сотни раз больше. Ещё несколько позже была обнаружена сильная анизотропия потока фононов, получившая название фононной фокусировки [3,4], причем оказалось, что неравновесные фононы разных поляризаций распространяются преимущественно, в различных направлениях, относительно кристаллографических осей кристалла.

Общая схема экспериментов в рамках методики тепловых импульсов показана на Рис. 1.

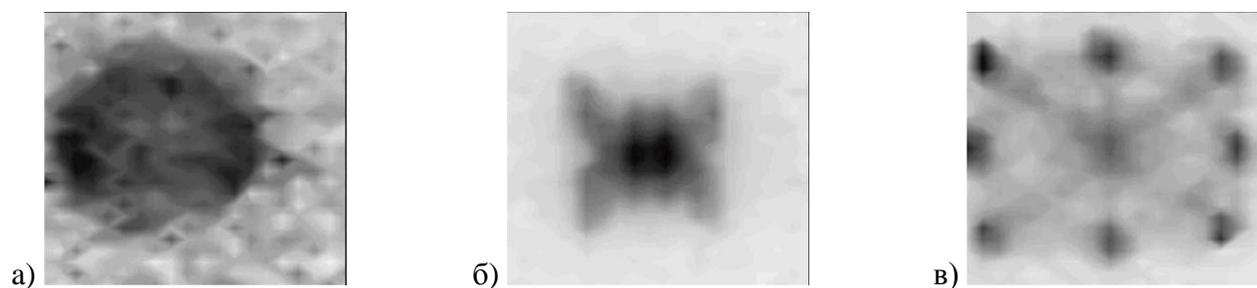


**Рис. 1.** Общая схема эксперимента в методике тепловых импульсов. а) основные элементарные процессы с неравновесными фононами, б) прямой и отраженный тепловой импульс.

Генерация неравновесных фононов производится посредством импульсного возбуждения либо

внешней среды  $P_1$  (например, нагрев лазерным импульсом или импульсом тока металлической плёнки, нанесенной на поверхность образца), либо импульсным возбуждением самого образца  $P_2$  (например, облучение светом с энергией кванта большей ширины запрещённой зоны полупроводника). Разные способы возбуждения создают неравновесные фононы разного состава по частоте и поляризации. Далее, неравновесные фононы распространяются по образцу, испытывая процессы спонтанного ангармонического распада на фононы меньших частот (1) и процессы упругого рассеяния: на точечных дефектах, это могут быть как атомы примесей, так и вакансии, различные изотопы основных материалов образца и так далее (3), на протяженных дефектах: дислокациях (4), плоскостях двойникования (5), структурах, нанесенных на образец (6). В конце концов, введённая энергия выходит из образца в окружающую среду (2). Для регистрации прихода неравновесных фононов на образец наносят детекторы  $D_1$  (эксперимент «на прохождение») или  $D_2$  (эксперимент «на отражение»). Как правило, в качестве детекторов используют пленочные сверхпроводниковые болометры. На Рис. 1б показана схема формирования тепловых импульсов прохождения фононов разных поляризаций (LA и TA) и отражённого импульса (показан пунктиром). Стрелки указывают направление распространения фононов.

Таким образом, предметом исследования в методике тепловых импульсов является режим распространения тепла и характеристики микроскопических процессов с неравновесными фононами, которые в совокупности определяют характер распространения введенного в кристалл возбуждения. Такими характеристиками является зависимость их от частоты, поляризации, и направления распространения фононов.

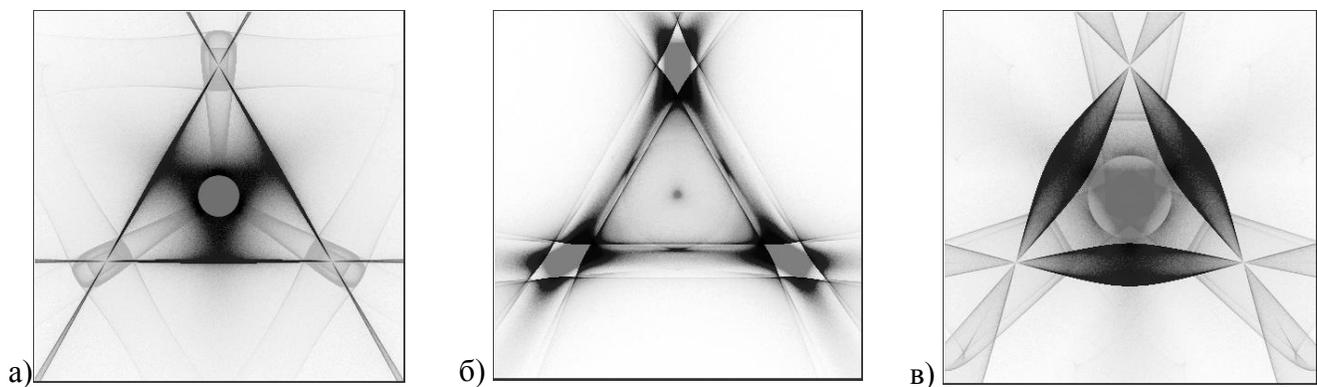


**Рис. 2.** Пространственное распределение потока фононов на поверхности пластины Si (100) толщиной 3 мм через время: а) 380 нс, б) 650 нс, в) 1000 нс.

На Рис. 2 показано пространственное распределение потока фононов, зарегистрированное в эксперименте «на прохождение» сквозь пластину кремния ориентации (100) в различные моменты времени после импульса возбуждения. На временах  $\sim 400$  нс регистрируется приход продольных акустических фононов, которые слабо сфокусированы, поэтому на поверхности пластины они

формируют распределение, близкое к окружности. Поперечные фононы приходят позже, они сфокусированы, напротив, довольно сильно: фононы быстрой поперечной ветви (FTA) приходят на рисунке в диагональных направлениях, а медленной поперечной ветви (STA) – в вертикальном и горизонтальном направлениях.

Исследование анизотропии распространения неравновесных фононов получило название phonon imaging. На Рис. 3 показаны картины баллистического распространения фононов в некоторых материалах, рассчитанные для низкочастотных фононов. Сравнение пространственных картин распространения баллистических фононов, регистрируемых в эксперименте с рассчитанными, оказалось методом, который позволил сравнивать различные модели взаимодействия атомов в кристаллах и получать на их основе кривые дисперсии фононов[5].

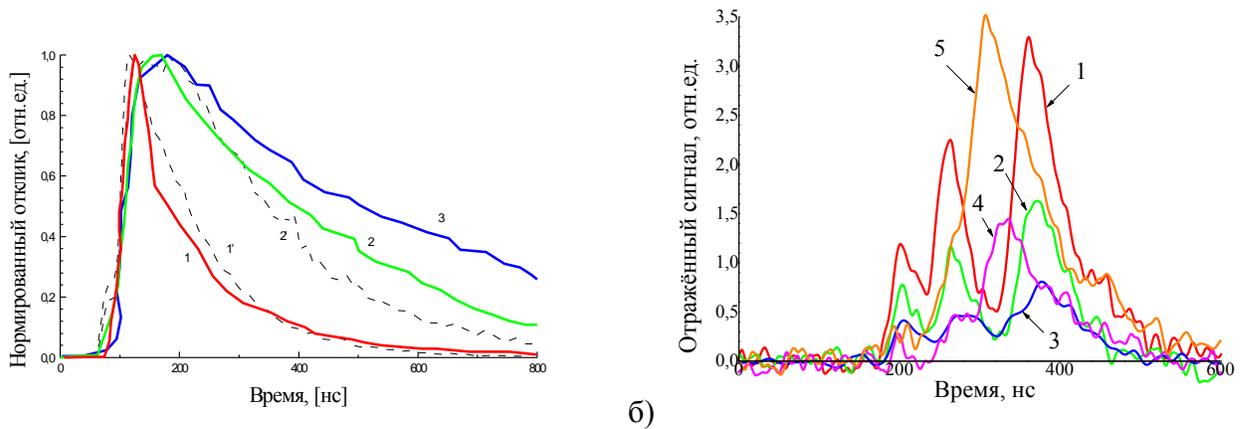


**Рис. 3.** Фокусировка фононов в: а) кремнии (111), б) GaAs (111), в) CdTe (111).

Сложность описания распространения неравновесных фононов состоит в том, что скорость этих процессов сильно зависит от частоты фононов  $\nu$ : среднее время свободного пробега относительно упругого рассеяния на точечных дефектах  $\sim \nu^{-4}$ , а относительно распада -  $\sim \nu^{-5}$ . Поскольку процессы распада изменяют спектр фононов, они влияют и на интенсивность процессов рассеяния. Однако, большая работа по описанию элементарных процессов упругого и неупругого рассеяния неравновесных фононов (см., например, [6-11]) и создание численных моделей их распространения (см., например, [12,13]) позволила проводить расчет распространения уже не только баллистических фононов, а моделировать временной профиль тепловых импульсов. Сравнение результатов расчетов с экспериментом позволило количественно оценивать процессы рассеяния фононов в различных материалах и структурах (см., например, [14]). Так, на Рис. 4а сплошными линиями показаны тепловые импульсы, зарегистрированные в чистом и промышленном кремнии, а пунктиром – результаты моделирования [15]. Видно, как наличие примесей влияет на характер распространения фононов: длительность тепловых импульсов в кремнии с  $\rho =$

0.8-2.5 Ом·см в несколько раз больше, чем в чистом.

Отдельно можно сказать про эффекты, происходящие на границах образца. Там может происходить либо выход фононов в окружающую среду, либо отражение обратно в образец. В зависимости от качества границы, это отражение может быть зеркальным или диффузным, может сопровождаться изменением поляризации фононов и их распадом (см., например, [16,17]). При наличии многослойной структуры, может происходить частотно-селективное отражение фононов, сходно с интерференционным отражением света (см., например, [18-20]). На Рис. 4б показаны тепловые импульсы, отраженные от структуры квантовых ям SiGe на поверхности кремния. Пики соответствуют приходу фононов разных поляризаций, в том числе поменявших в результате рассеяния на границе поляризацию. В зависимости от направления распространения теплового импульса относительно кристаллографических направлений соотношение между этими импульсами меняется.



**Рис. 4.** а) Отклики болометра на приход неравновесных фононов в кремнии: 1)  $\rho = 8 \cdot 10^3$  Ом·см, 2)  $\rho = 2.5$  Ом·см, 3)  $\rho = 0.8$  Ом·см; 1' и 2' – расчёт с разной интенсивностью упругого рассеяния.  
б) Отклик болометра на приход фононов, отражённых от двойной квантовой ямы  $Si_{0.8}Ge_{0.2}$  в Si в зависимости от направления распространения теплового импульса.

Ещё одним важным эффектом, возникающим при увеличении уровня возбуждения и определяющим эволюцию системы неравновесных фононов является «горячее фононное пятно» – область локального теплового равновесия [21,22]. Оно возникает, если числа заполнения неравновесных фононов возрастают настолько быстро, начинаются процессы фонон-фононного слияния. Это уменьшает длины свободного пробега фононов и приводит к «запиранию» энергии в области возбуждения на времена в сотни наносекунд.

Таким образом, исследование неравновесного теплопереноса дает количественную информацию о

теплопереносе в объемных полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах и об элементарных процессах рассеяния фононов. Такая информация необходима при создании приборов криоэлектроники и может быть полезна при создании перспективных электронных схем, так как их размеры приближаются к длинам свободного пробега фононов уже при комнатных температурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Грант 14-22-00273).

1. R.J. von Gutfeld and A. H. Nethercot, Phys. Rev. Lett., Vol. 12, N.23, p. 641 (1964).
2. R. J. von Gutfeld and A. H. Nethercot, Phys. Rev. Lett., Vol.17, N.16, p. 768 (1966).
3. J. C. Hensel and R. C. Dynes, Phys. Rev. Lett., Vol. 43, p. 1033 (1979).
4. W. Eisenmenger, Phonon detection by the fountain pressure in superfluid helium films, in Proc. of the Third Intern. Conf. on Phonon Scattering in Condensed Matter, 1980, p. 303.
5. S. Tamura, J. A. Shields and J. P. Wolfe, Phys. Rev. B, Vol. 44, N. 7, p. 3001-3011 (1991).
6. Б.М.Могилевский, А.Ф.Чудновский, «Теплопроводность полупроводников», М: Наука 1972
7. S. Tamura, Phys. Rev. B, Vol. 30, N. 2, p. 849-854 (1984).
8. M.T.Ramsbey, S.Tamura, J.P.Wolfe, Phys. Rev. B, Vol.46, N. 3, p.1358-1364 (1992).
9. S.Tamura, Phys. Rev. B, Vol. 31, N. 4, p.2574 (1985).
10. S.Tamura, H.J.Maris. Phys.Rev. B, Vol. 31, N .4, p. 2595-2598 (1985).
11. H.J.Maris, S.Tamura, Phys. Rev. B, Vol. 47, N.2, p.727-739 (1993).
12. Sh.Tamura, Phys.Rev. B, Vol. 48, N. 18, p.13502 (1993).
13. М.М.Бонч-Осмоловский, Т.И.Галкина, А.Ю.Клоков, А.И.Шарков, Д.В.Казаковцев, ФТТ, Том. 38, в.4, с.1051-1066 (1996).
14. J.A.Shields, S. Tamura, J.P.Wolfe, Phys. Rev. B, Vol. 43, N. 6, p. 4966-4984 (1991).
15. М.М.Бонч-Осмоловский, Т.И.Галкина, А.Ю.Клоков, Е.Е.Онищенко, А.И.Шарков, КСФ ФИАН, в. 11/12, с. 25-29 (1993).
16. G.A.Nortrop, J.P.Wolfe, Phys.Rev. Lett. Vol. 52 N. 24, p. 2156-2159 (1984).
17. М.Е.Мsall, W.Dietsche, К.-J.Friedland, Q.-Y.Tong, В.Мohr, Physica B N. 316–317 p. 366–368 (2002).
18. S. Tamura and J. P. Wolfe, Phys. Rev. B Vol. 35, p. 2528-2531 (1987).
19. S. Tamura and J. P. Wolfe, Phys. Rev. B Vol. 36, p. 3491-3494 (1987).
20. Т.И. Галкина, А.Ю. Клоков, А.И. Шарков, ФТТ, Том 51, В. 10, с. 1924-1927 (2009).
21. J. A. Shields and J. P. Wolfe, Z. Phys. B Vol. 75, p. 11 (1989).

22. M.M.Bonch-Osmolovskii, T.I.Galkina, A.Yu.Klokov, A.F.Plotnikov, Yu.Yu.Pokrovskii, A.I.Sharkov, Sol. St. Comm., Vol. 92 N. 3, p.203-206 (1994).

Часть 3.  
Постерная Сессия.  
*(28 мая 2015)*

## Генерация высоких гармоник при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с составной наноантенной

А. Д. Кондорский<sup>1,2</sup>, К.С.Кислов<sup>1,2</sup>, А. А. Нарич<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет)

<sup>2</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

В последние годы заметно активизировались исследования взаимодействия относительно сильных фемтосекундных лазерных импульсов с наноостриями и наноантеннами [1-2]. Результатом такого взаимодействия является формирование пучка фотоэлектронов энергетические спектры которых оказываются уширены, аналогично спектрам фотоэлектронов при надпороговой ионизации атомов [2-3]. Это явление, получившее название надпороговой фотоэмиссии, объясняется в рамках классической модели перерасеяния фотоэлектронов [3]. Ожидается, что аналогично случаю надпороговой ионизации атомов, описанный процесс также приведет к формированию излучения высоких гармоник [4]. При этом, наивысший порядок гармоник излучения непосредственно связан с шириной энергетического спектра фотоэлектронов.

Надпороговая фотоэмиссия из наноантенн имеет в ряд особенностей отличных от надпороговой ионизации атомов. Во-первых, благодаря плазмонному усилению поля вблизи металла открывается возможность наблюдать эффекты сильного поля при существенно меньших интенсивностях фемтосекундных лазерных импульсов. Во-вторых, в случае составных наноантенн мы можем управлять взаимным расположением её элементов. При облучении атомов в газе нам не известно расположение соседнего атома, и потому мы вынуждены ограничиться изучением рекомбинации только на «родительском» ионе. При работе же с наноантеннами мы точно знаем, где находятся их составные части, и можем расширить круг электронов, участвующих в перерасеянии.

Ранее процессы фотоэмиссии под воздействием ультракоротких лазерных импульсов изучались только для плоского катода и катода в виде наноострия [1,2,5]. С другой стороны, известно, что применение некоторых типов составных наноантенн открывает возможность управлять пространственным распределением поля в их ближней зоне [6,7]. Задача данного исследования состояла в изучении процессов фотоэмиссии электронов с поверхности составных наноантенн и моделирование динамики электронов вблизи их поверхности. Цель состояла в том, чтобы разработать способы управления энергетическим спектром фотоэлектронов при их возвращении к поверхности наноантенны. Именно данный спектр определяет параметры

излучения высоких гармоник, возникающих при рекомбинации разогнанных фотоэлектронов на поверхности наноантенны. Особое внимание было уделено вкладам фотоэлектронов, вылетевших из одного элемента составной наноантенны и перерассеявшихся на другом элементе. Такой механизм уширения энергетических спектров фотоэлектронов ранее не изучался.

В ходе исследования, в рамках классической модели «проставка» [2,3] проведено компьютерное моделирование фотоэмиссии и динамики электронов при облучении фемтосекундными импульсами наносистем трех типов: единичная наноантенна – наноострие, наноантенна с пассивной сферической мишенью и различные виды симметричных и асимметричных наноантенн типа "бабочка", (bow-tie). В качестве материала антенны использовался вольфрам.

Изучена зависимость энергетических спектров фотоэлектронов, вернувшихся к поверхности наноантенны от формы последней. Обнаружен ряд преимуществ, приносимых использованием составной наноантенны вместо одиночной, как-то: уширение энергетического спектра фотоэлектронов и возможность варьировать положение его локального максимума. Показано, что вклад фотоэлектронов, вылетевших из одного элемента составной наноантенны и перерассеявшихся на другом элементе, приводит к многократному повышению верхнего порога в энергетических спектрах фотоэлектронов и, следовательно, излучения высоких гармоник. Увеличение (относительно случая одиночной наноантенны) плазмонного усиления в зазоре между элементами составной наноантенны, так же приводит к дополнительному уширению энергетического спектра фотоэлектронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 14-22-00273).

## Литература

1. M.Kruger, M.Schenk and P.Hommelhoff, Nature Vol. 475, p 78 (2011).
2. M. Krüger et al, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. Vol. 45, 074006 (2012).
3. P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. Vol. 71, p. 1994 (1993).
4. M. F. Ciappina et al, Phys. Rev. A Vol. 89, 013409 (2014).
5. G. Herink, D. R. Solli, M. Gulde, and C. Ropers, Nature Vol. 483, p 190 (2012).
6. L. Novotny, N. van Hulst, Nature Photon. Vol. 5, p/ 83 (2011).
7. А.Е.Краснок и др., УФН Том 183, стр. 561 (2013).

## Многоканальная сцинтилляционная диагностика для измерения характеристик излучений протяженного атмосферного разряда

А.А. Родионов<sup>1,2</sup>, А.В. Агафонов<sup>1</sup>, А.В. Огинов<sup>1</sup>, К.В. Шпаков<sup>1</sup>

[ra1231@gmail.com](mailto:ra1231@gmail.com)

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, РФ

Исследования атмосферного разряда, ведущиеся на установке ЭРГ (ФИАН) [1-2], показали необходимость развития сцинтилляционных диагностик. Требуется низкофоновая регистрация коротких импульсов рентгеновского и гамма излучения с энергией квантов от десятков кэВ до нескольких МэВ [1], а также быстрых нейтронов [2]. При этом важно обеспечить максимально доступное временное и амплитудное разрешение на используемых типах фотоумножителей и доступной элементной базе [3-4].

Представлены подходы к созданию «быстрых» детекторов излучений на базе отечественных ФЭУ-30 (временное разрешение  $\sim 5$  нс) в сборке с использованием различных типов сцинтилляторов. При разработке корпусов детекторов уделялось особое внимание экранировке от сильных электромагнитных наводок, возникающих в момент разряда, для чего элементы их конструкции были выполнены из пермаллового сплава 79НМ.

Приведены результаты экспериментальных исследований анизотропии жесткого рентгеновского и нейтронного излучений, имеющих короткую длительность, а также энергии гамма квантов, возникающих во время атмосферного разряда. Статистические данные, собранные во время последовательных серий экспериментов, позволяют утверждать о наличии жестких излучений, их анизотропном характере, и связи с характерными особенностями поведения тока и напряжения в начальной фазе атмосферного разряда. Приведены результаты серий экспериментов и дан их анализ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 14-08-31397 мол\_a, 13-08-01379).

### Литература

- [1]. A. V. Agafonov, A. V. Oginov, and K. V. Shpakov, Prebreakdown Phase in Atmospheric Discharges, *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 2012, Vol. 9, No. 4–5, pp. 380–383.

- [2]. A. V. Agafonov, A. V. Bagulya, O. D. Dalkarov et al. Observation of Neutron Bursts Produced by Laboratory High-Voltage Atmospheric Discharge, Phys. Rev. Lett., 111, 115003 (2013).
- [3]. Basiladze S.G., Ivanov V.I., Preprint, 13-9172, Dubna, 1975.
- [4]. Baldakin B.O., Ronzhin A.P., Cisek Z., Preprint, PI3-7859, Dubna 1974.

## Генерация терагерцового излучения в нелинейном кристалле GaSe с помощью Nd:YLF двухволнового лазера.

В.В. Безотосный<sup>1,2</sup>, М.В. Горбунков<sup>1</sup>, А.Л. Коромыслов<sup>1,2</sup>, М.С. Кривонос<sup>1</sup>, Ю.А. Митягин<sup>1</sup>, С.А. Савинов<sup>1</sup>, В.Г. Тункин<sup>3</sup>, Е.А. Чешев<sup>1,2</sup>

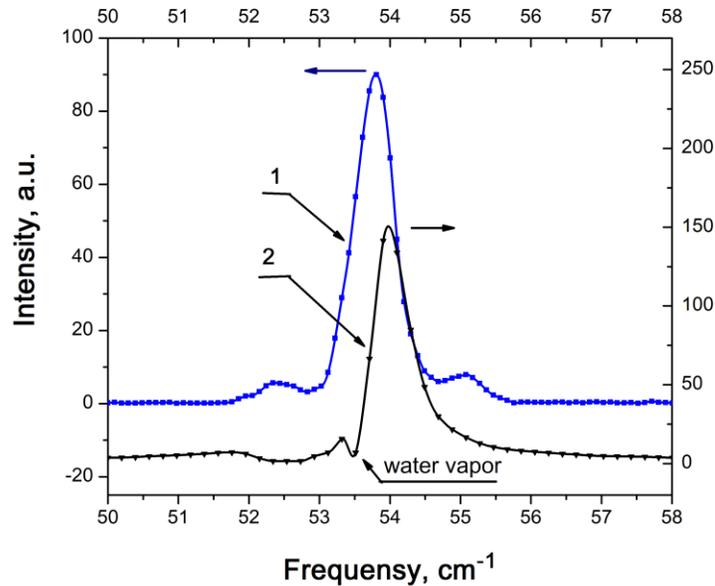
<sup>1</sup> Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

<sup>2</sup> НИЯУ МИФИ, 115409, г. Москва, Каширское ш., 31

<sup>3</sup> Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1

*Краткая аннотация: Получена генерация разностной частоты двухволнового Nd:YLF лазера в нелинейном кристалле GaSe. Измерены основные характеристики генерируемого терагерцового излучения.*

Метод генерации излучения в ТГц диапазоне путем генерации разностной частоты излучения двух источников света с различными длинами волн был предложен еще в 1965 г. [1]. Этот метод для случая лазерных источников использовался для генерации когерентного узкополосного перестраиваемого излучения ТГц диапазона, например [2,3]. Для ряда практических задач ТГц-видения достаточно иметь источники когерентного излучения на двух или более фиксированных частотах, для чего необходимо создание эффективных двух или много волновых лазерных источников. Возможные схемы двухволновых лазеров предложены, например, в [4]. Нами предложен оригинальный метод реализации режима двухволновой генерации в лазере с использованием эффекта синхронизации поперечных мод в областях их вырождения. Метод представляется перспективным для практического использования т.к. позволяет реализовать режим двухволновой генерации без использования селективных элементов в резонаторе, приводящим к потерям. Мы использовали лазер на Nd:YLF в схеме генерации разностной частоты 1.64 ТГц кристалле GaSe [5,6]. Лазер работал в импульсно-периодическом режиме с частотой 7 кГц с импульсной мощностью около 8 кВт, средней мощностью 1.5 Вт на длинах волн 1.047 и 1.053 мкм. Измерена длина волны 53.7 см<sup>-1</sup> и ширина линии излучения 0.6 см<sup>-1</sup>, рис.1. Импульсная мощность ТГц излучения составила 0.8 мВт, длительность импульса 10 нс.



**Рис.1** Спектр ТГц излучения. Спектр 1 измерен при откачке интерферометра до давления 1 Торр, 2-при нормальных условиях. Разность между 1 и 2 вызвана поглощением паров воды.

При увеличении импульсной мощности лазера до 100 кВт (средней мощности до 15...20 Вт) можно рассчитывать на достижение значений импульсной мощности ТГц излучения в 1 Вт.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, соглашение № 14.575.21.0047. Уникальный идентификатор прикладных научных исследований (проекта) RFMEFI57514X0047, Программы фундаментальных исследований Президиума РАН №42 «Фундаментальные и прикладные проблемы фотоники и физика новых оптических материалов», гранта РФФИ мол\_а 14-02-31718, Учебно-научного комплекса ФИАН.

## Литература

1. Zerike Jr. F., Berman P.R., Phys. Rev. Lett.; Vol. 15, p. 999 (1965)
2. Shi W., Ding Y.J., Fernelius N., Vodopyanov K., Opt. Lett.; Vol. 27, 1454 (2002)
3. Shi W., Ding Y.J., Schunemann P.G., Opt. Comm; Vol. 233, pp. 183-189 (2004)
4. [Vlasov V.I., Garnov S.V., Zavartsev Yu.D., Zagumennyi A.I., Kutovoi S.A., Sirotkin A.A., Shcherbakov I.A.](#), Quantum Electronics; Vol. 37(10), pp. 938-940 (2007).
5. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Краткие сообщения по физике ФИАН, Том 10, с. 43-51 (2011).
6. Angeluts A.A., Bezotosnyi V.V., Cheshev E.A., Goltsman G.N., Finkel M.I., Seliverstov S.V., Evdokimov M.N., Gorbunkov M.V., Kitaeva G.Kh., Koromyslov A.L., Kostryukov P.V., Krivonos M.S.,

Lobanov Yu.V., Shkurinov A.P., Sarkisov S.Yu., Tunkin V.G., *Laser Phys. Lett.*, Vol. 11, 1, p. 015001-015004 (2014).

## Экситонное излучение тонких кристаллических пленок Zn(S)Se размещенных в полости микрорезонаторов на основе аморфных диэлектрических покрытий

В.И. Козловский<sup>1,2</sup>, В.С. Кривобок<sup>1,2</sup>, П.И. Кузнецов<sup>3</sup>, С.Н. Николаев<sup>1</sup>, Е.Е. Онищенко<sup>1</sup>, А.А. Пручкина<sup>1</sup>, А.Г. Тимирязев<sup>3</sup>, С.И. Ченцов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 г. Москва, Ленинский пр-кт., 53

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, г. Москва, Каширское ш., 31

<sup>3</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии Наук, 141120, г. Фрязино Московской области, пл. Введенского 1

*Разработана и реализована технология создания полностью гибридных микрорезонаторов на основе тонких (~ 200 мкм) эпитаксиальных пленок Zn(S)Se и аморфных диэлектрических покрытий SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>.*

В работе обсуждается технология создания полностью гибридных (с двумя диэлектрическими зеркалами) микрорезонаторов (МР) на основе тонких (~ 200 мкм) эпитаксиальных пленок Zn(S)Se и аморфных диэлектрических покрытий SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>. Толщина таких МР сопоставима с рабочей длиной волны. Ввиду значительного расщепления Раби для экситонных поляритонов в Zn(S)Se и большого контраста показателя преломления SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> ожидается, что разрабатываемые гибридные МР будут перспективны для создания нового типа структур, в которых режим сильной связи экситонов с фотонами достигается при температурах близких к комнатной. В работе отдельное внимание уделяется исследованию свойств тонких (~200-250 нм) слоев Zn(S)Se при их размещении в полости гибридного МР с диэлектрическими зеркалами SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>. Основу данной технологии составляет перенос тонкого (200-250 нм) эпитаксиального слоя с ростовой подложки на другую подложку; при этом на обе поверхности эпитаксиального слоя наносятся высокоотражающие многослойные покрытия, которые и формируют зеркала МР. Предложенное технологическое решение апробировано с использованием эпитаксиальных пленок Zn(S)Se в качестве активной среды резонатора и многослойных покрытий SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> – в качестве зеркал.

Для оценки применимости описанного подхода исследованы экситонные состояния в исходных пленках Zn(S)Se/GaAs, и в пленках Zn(S)Se, помещенных между двух диэлектрических

зеркал. Данная задача решалась, в основном, с помощью анализа спектров низкотемпературной (5K) фотолюминесценции (ФЛ). В исходных пленках Zn(S)Se/GaAs спектр краевого излучения определяется свободными экситонами, а также экситонами, связанными на нейтральных донорах ( $Ga_{Zn}$ ) и акцепторах (предположительно, комплекс вакансия-донор). Ввиду наличия напряжений, для свободных экситонов наблюдается расщепление на состояния с участием легкой и тяжелой дырки. Для нерелаксированных упруго напряженных пленок, содержащих серу, величина расщепления линейно зависит от положения дна зоны тяжелых экситонов.

В пленках Zn(S)Se, помещенных между двух диэлектрических зеркал, структура экситонных состояний, в целом, сохраняется, но наблюдается низкочастотный сдвиг на 1-0.5 мэВ линий излучения связанных экситонов и свободного экситона с участием тяжелой дырки. Также уменьшается величина расщепления между состояниями легкого и тяжелого экситонов. Два данных фактора независимо указывают на увеличение постоянной решетки в латеральном направлении для пленок, размещенных в микрорезонаторе. Изменение постоянной решетки составляет, приблизительно,  $\sim 0.01\%$  и не приводит к появлению дислокационного излучения, которое характерно для частично релаксированных пленок Zn(S)Se/GaAs. По-видимому, обнаруженное изменение постоянной решетки вызвано небольшим (порядка нескольких микрон) макроскопическим расширением пленки при удалении GaAs подложки и/или в процессе нанесения второго зеркала резонатора.

В целом, полученные данные указывают на то, что оптическое и структурное качество пленок Zn(S)Se в многослойной системе  $(SiO_2-Ta_2O_5)/Zn(S)Se(SiO_2-Ta_2O_5)/\text{сапфир}$ , достаточно для создания полностью гибридных микрорезонаторов, для которых реализуема сильная связь выделенной моды с экситонным возбуждением полупроводниковой активной среды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (14-22-00273, измерения и анализ спектров отражения), РФФИ (14-02-01074) и Гранта Президента РФ (МК-5417.2015.2).

**Экситоны и Электронно-Дырочная Жидкость в  
Диполярной SiGe/Si Гетеросистеме с Квантовыми Ямами для Электронов и Дырок**  
Акмаев М.А.<sup>1</sup>, Бурбаев Т.М.<sup>2</sup>, Козырев Д. С.<sup>1</sup>, Кривобок В.С.<sup>2</sup>, Николаев С.Н.<sup>2</sup>

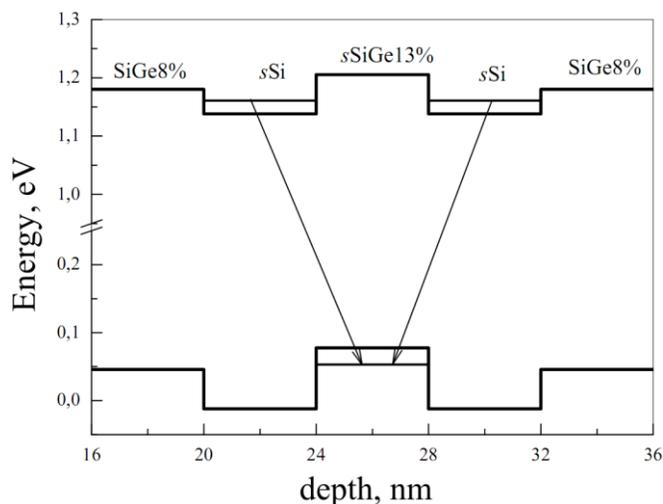
<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, 119991, г. Москва, Ленинские горы, д.1

<sup>2</sup>Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

*Методом стационарной и разрешенной по времени фотолюминесценции при гелиевых температурах и высоких уровнях возбуждения в квантоворазмерных слоях гетероструктуры Si<sub>1-y</sub>Ge<sub>y</sub>/sSi/sSi<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/sSi II типа обнаружена диполярная электронно-дырочная жидкость и исследованы ее свойства*

За прошедшие 15 лет были достигнуты значительные успехи в физике конденсированного состояния вещества в исследовании многочастичных взаимодействий в низкоразмерных экситонных и электронно-дырочных системах высокой плотности. Исследования были проведены в основном в контравариантных (I-го типа) гетероструктурах GaAs/AlGaAs с двойными или широкими одиночными квантовыми ямами (КЯ) для электронов и дырок. Основным методом исследования был метод спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ). При фотовозбуждении при низкой температуре возникала система неравновесных пространственно не прямых (диполярных) экситонов, в которой были обнаружены различные фазы конденсированного состояния, – диполярная электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ) [1], бозе-эйнштейновское конденсированное состояние (БЭК) [2-5]. Показано, что эти фазы должны обладать многообещающими свойствами, такими как сверхпроводимость, сверхтекучесть (ЭДЖ, БЭК), сужение полосы фотолюминесценции, крупномасштабная когерентность (БЭК).

Данная работа посвящена исследованию энергетического спектра электронно-дырочных возбуждений в гетероструктурах буф Si<sub>1-y</sub>Ge<sub>y</sub>/sSi/sSi<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/sSi/capSi<sub>1-y</sub>Ge<sub>y</sub> II типа с двумя квантовыми ямами (КЯ). Исследование выполнено методом стационарной и разрешенной по времени фотолюминесценция (ФЛ) при гелиевых температурах, в широком диапазоне уровней возбуждения. На рис.1 изображена зонная диаграмма исследуемых гетероструктур. Структуры выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке из объемного сплава Si<sub>1-y</sub>Ge<sub>y</sub>. Две КЯ для электронов, образуются напряженными слоями sSi, толщиной  $d = 4$  нм. Слои sSi разделены слоем sSi<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> (барьер для электронов и КЯ для дырок,  $d=4-2$  нм.). Основному состоянию экситонного спектра в такой системе отвечают диполярные экситоны, сформированные



**Рис. 1** Зонная диаграмма и схема переходов

прозрачности

$sSi_{1-x}Ge_x$ , при уменьшении его толщины от 4-х до 2 нм, наблюдается перестройка спектров ФЛ экситонов и ЭДЖ. Двумерная диполярная ЭДЖ трансформируется в пространственно прямую. Критическая температура диполярной ЭДЖ оказалась равной 5 К, а пространственно прямой около 18 К.

Обнаружено, что при низких температурах интенсивность бесфононных (NP) компонент ФЛ диполярных экситонов и ЭДЖ в спектре существенно превышает интенсивность фононных компонент. Большая интенсивность NP компонент спектра по-видимому связана с локализацией диполярных экситонов и электронно-дырочных капель в ямах случайного потенциального рельефа, обусловленного неоднородностями состава в слое SiGe и на гетерогранице.

Работа поддержана грантами РФФИ (13-02-00853), РНФ (14-12-01425) и программами РАН.

### Литература

1. Larionov A.V., Timofeev V.B., JETP Lett., Vol. 73, p. 301, (2001).
2. Timofeev V.B., Larionov A.V. et. al. Phys. Rev. Vol. B 61, p. 8420, (2000).
3. L.V. Butov, A.C. Gossard, and D.S. Chemla, Nature, Vol. 418, p. 751 (2002)
4. А.В.Горбунов, В.Б.Тимофеев, Письма в ЖЭТФ, Vol. 80, с. 210 (2004).
5. А.В.Горбунов, В.Б.Тимофеев, Письма в ЖЭТФ, Vol. 84, с. 390 (2006).

из электронов  $\Delta_2$ -долин зоны проводимости кремния на уровне размерного квантования в КЯ  $sSi$ -слоя и тяжелых дырок на уровне размерного квантования в КЯ валентной зоны слоя  $sSi_{1-x}Ge_x$ .

В работе получены следующие результаты:

При низких уровнях возбуждения определено время жизни диполярных экситонов (6.3 мкс).

При высоких уровнях возбуждения в структуре с толщиной барьерного слоя 4 нм обнаружено образование двумерной диполярной электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ).

Показано, что при увеличении туннельной барьерного

слоя

## Феноменологический расчёт ВТСП-изделий силовой электроники

Белоедов М.В.<sup>1</sup>, Ичкитидзе Л.П.<sup>2</sup>, Становой И.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московское Государственное Техническое Училище им. Н.Г. Баумана

<sup>2</sup>Московский Институт Электронной Техники

*На основе уравнения Гинзбурга-Ландау исследовано распределение магнитного поля в гранулированных ВТСП-структурах*

Для расчёта и моделирования изделий из ВТСП-керамики необходимо материальное уравнение рассматриваемой среды. Такое уравнение может быть получено путём усреднения микроскопических параметров множественной джозефсоновской среды, которой общепризнанно [1] является ВТСП-керамика. Усреднение уравнения Гинзбурга-Ландау [2] по малому объёму, содержащему большое количество гранул, приводит к уравнению, связывающему вектор усреднённой плотности тока  $\vec{j}$  в среде с вектор-потенциалом магнитного поля  $\vec{A}$

$$\vec{j} = -\frac{\vec{A}}{A} I_c \rho \bar{a} \frac{\pi}{8} \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} A \bar{a} \right) \exp \left[ -\frac{\pi}{16} \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} A \bar{a} \right)^2 \right] - \frac{\rho}{Rc} \frac{\pi \bar{a}^2}{8} \frac{d\vec{A}}{dt} - \frac{C\rho}{c} \frac{\pi \bar{a}^2}{8} \frac{d^2\vec{A}}{dt^2},$$

где  $\Phi_0 = hc/2e = 2,07 \times 10^{-7} \text{ Гс} \times \text{см}^2$  – квант магнитного потока,  $\rho$  – концентрация джозефсоновских переходов в среде,  $I_c$ ,  $R$  и  $C$  – средние значения критического тока, активного сопротивления и ёмкости одиночного джозефсоновского перехода,  $\bar{a}$  – средний размер гранул, образующих переход.

Материальное уравнение выведено в предположении максвелловского закона распределения размера отдельных гранул. Вместе с тем, как показывает моделирование процессов в множественной джозефсоновской среде, характер процессов остаётся неизменным в случаях распределения размеров гранул по другим законам.

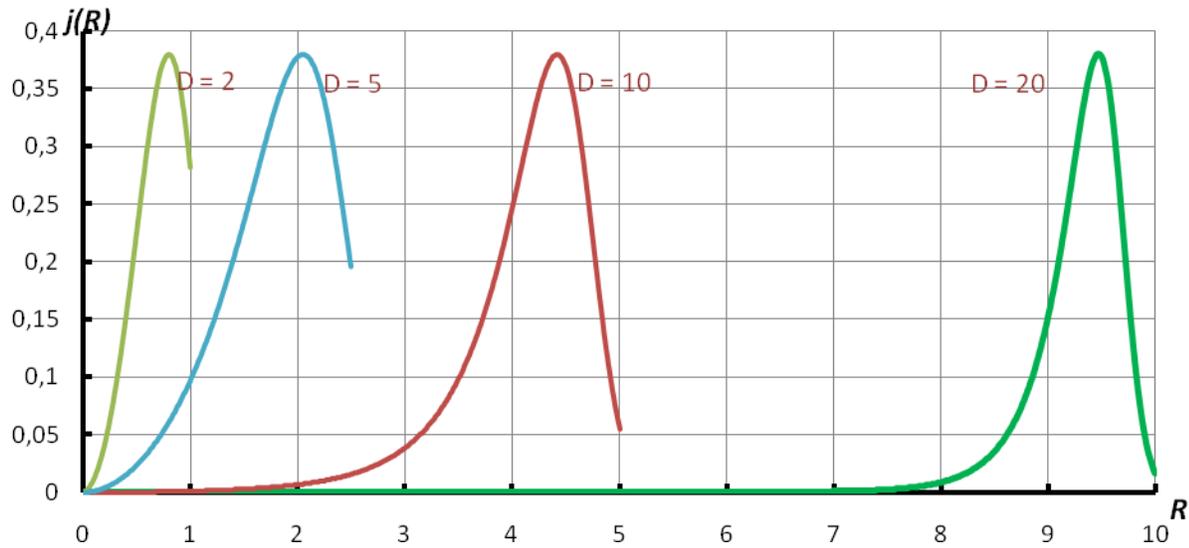
На основе полученного уравнения произведено моделирование проникновения магнитного поля в массивный ВТСП-образец. Обнаружено, что магнитное поле проникает в образец на глубину

$$\lambda_M = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{2c}{\mu I_c \rho \pi^2 \bar{a}^2}},$$

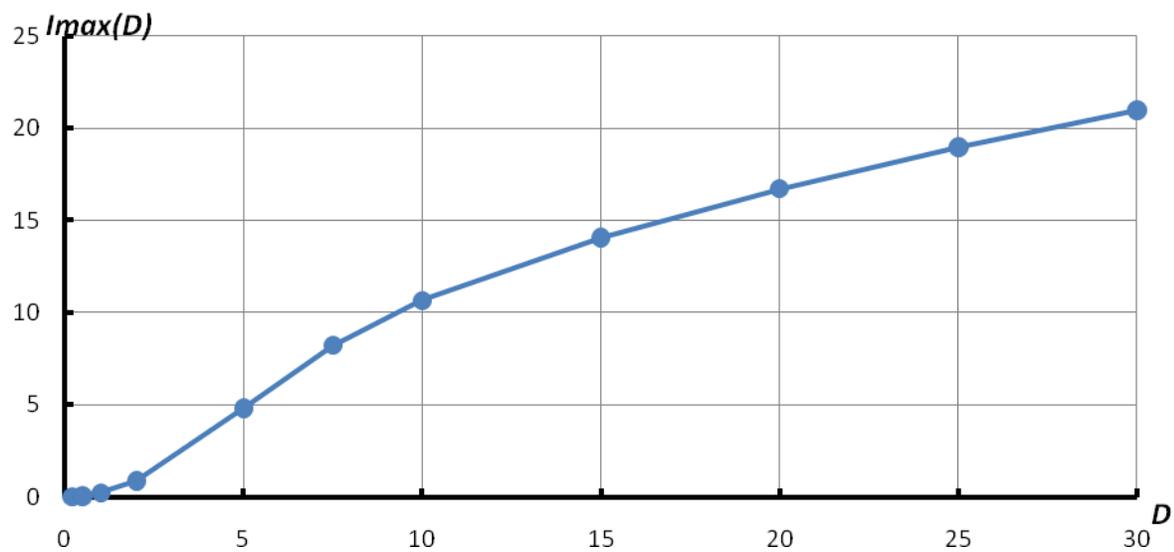
где величина  $\mu$  имеет смысл магнитной проницаемости среды, обусловленной только мейсснеровскими токами отдельных гранул.

Показано также, что внутри массивной ВТСП-керамике наиболее энергетически выгодными являются магнитные вихри размера  $\lambda_M$ , содержащие одиночные кванты магнитного потока, называемые в [1] гипервихрями.

Произведено также моделирование распределения тока в круглом массивном ВТСП-образце в отсутствие внешнего магнитного поля, имеющее важное значение для силовых применений ВТСП-керамики. Показано, что ток сосредоточен в узком приповерхностном слое образца на глубине порядка  $\lambda_M$ , как показано на рисунке, представляющем радиальную зависимость распределения тока в проводниках с диаметрами 2, 5, 10 и 20.



Основываясь на полученных результатах, можно сделать вывод, что зависимость величины максимального тока, текущего через цилиндрический ВТСП-провод, от диаметра этого провода должна иметь линейный характер, как это показано на рисунке, также полученном в результате численного моделирования:



1. Сонин Э.Б. Письма в ЖЭТФ, Том 47 Вып. 8, с. 415 (1988)

2. Шмидт В.В. «Введение в физику сверхпроводников». 2-е издание, испр. и доп. - М.: МЦНМО. 402 с. (2000)

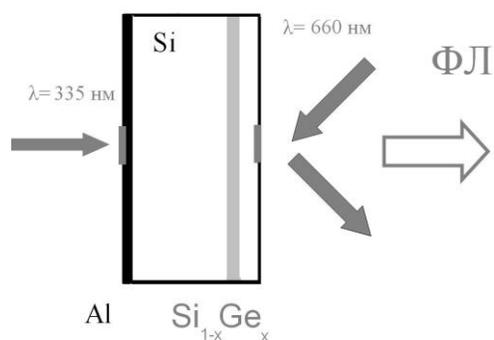
# Гашение люминесценции квазидвумерной электронно-дырочной жидкости вызванное взаимодействием с неравновесными фононами.

Д.Ф. Аминев, С.Н. Николаев, А.И. Шарков, А.Ю. Клоков

Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

*Зарегистрировано гашение люминесценции электронно-дырочной жидкости, сконденсированной в квантовой яме SiGe в кремнии под действием неравновесных акустических фононов.*

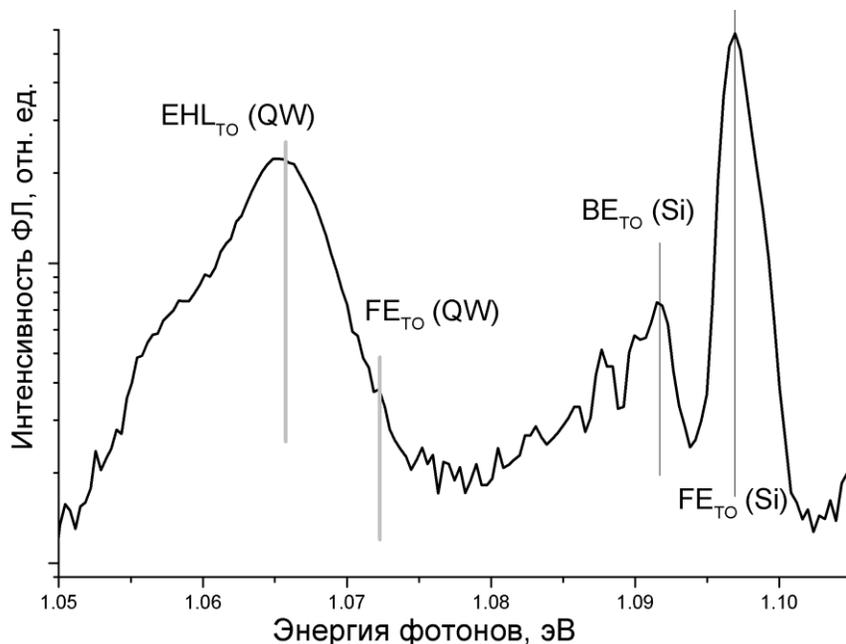
Исследование воздействия неравновесных фононов на фотолюминесценцию (ФЛ) структур на основе прямозонных материалов проводились некоторое время назад [1-3]. В этих работах показано, что люминесценции экситонов в квантовой яме чувствительна к воздействию потока неравновесных фононов. В непрямозонных полупроводниках зарегистрировать воздействие неравновесных фононов на люминесценцию более сложная задача из-за того, что интенсивность фотолюминесценции в непрямозонных полупроводниках на порядки меньше. Поэтому выбору структуры, чувствительной к воздействию неравновесных фононов нужно уделить отдельное внимание: энергетический спектр фононов квазибаллистически прошедших 1 мм в Si ограничен по частоте сверху примерно 1,5 ТГц (6,2 мэВ) [4]. Таким образом, чтобы надежно зарегистрировать воздействие потока неравновесных фононов на люминесценцию, нужно было выбрать систему, в которой существуют оптически активные состояния с существенно меньшей энергией связи. Нами была выбрана структура – квантовая яма SiGe/Si толщиной 5 нм, с содержанием Ge 4,5 %, энергия связи электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ), конденсирующейся в такой яме составляет 1,5-2 мэВ [5].



В качестве генератора фононов служила алюминиевая пленка толщиной 200 нм, напыленная со стороны подложки. Она нагревалась импульсным Nd:YAG лазером (длительность импульса 5 нс), диаметр пятна на образце около 1,5 мм см. рис 1.

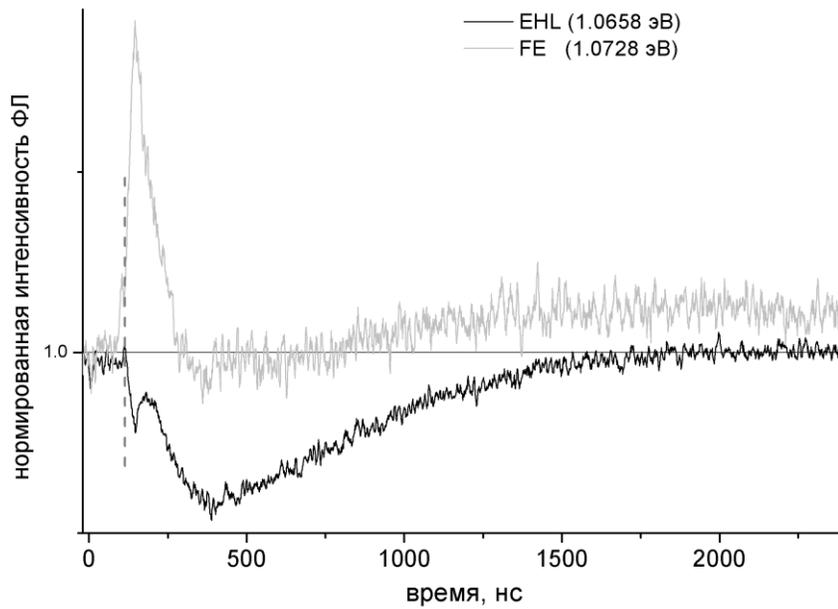
**Рис. 1.** Схема эксперимента

Условия эксперимента – температура (5 К) и плотность мощности возбуждения ФЛ ( $0,25 \text{ Вт/см}^2$ ) непрерывным лазером (длина волны излучения 660 нм) были выбраны так, чтобы в объемном кремнии не было ЭДЖ, но условия для конденсации носителей выполнялись для квантовой ямы [6]. Фрагмент спектра ФЛ записанный при данных условиях приведен на рис. 2.



**Рис.2.** Стационарный спектр фотолюминесценции выбранной структуры. Широкими вертикальными отрезками отмечены положения линий излучения фоновое повторение ЭДЖ в квантовой яме ( $EHL_{TO}QW$ ) и свободного экситона в квантовой яме ( $FE_{TO}QW$ ). Также отмечены положения линий фоновое повторение свободного и связанного экситонов в объемном кремнии.

На рис. 3 приведены нормированные (на величину стационарной интенсивности) временные зависимости интенсивности ФЛ линий ЭДЖ и свободного экситона. Из их сравнения видно, что на времени соответствующем приходу баллистических фононов (штриховая линия) начинается тушение линии ЭДЖ и возгорание линии свободных экситонов. Это объясняется распадом конденсированной фазы под действием баллистических фононов и, как следствие, увеличением числа свободных экситонов в яме. Относительное изменение интенсивности излучения ЭДЖ достигает 9 %. Таким образом, надежно зарегистрировано гашение люминесценции ЭДЖ вызванное воздействием неравновесных акустических фононов.



**ис. 3.** Нормированные на стационарное значение интенсивности ФЛ временные зависимости люминесценции линий свободного экситона и ЭДЖ в квантовой яме. Вертикальная штриховая линии соответствует времени прихода поперечных баллистических фононов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда грант №14-12-01425.

### Литература

1. Москаленко Е.С., Акимов А.В., Жмодиков А.Л., Каплянский А.А., Ченг Т., Хьюз О., Чаллис Л. Дж., ФТТ 36, 3140 (1994)
2. Щербаков А.В., Акимов А.В., Кочерешко В.П., Yakovlev D.R., Ossau W., Landwehr G., Wojtowicz T., Karczewski G., Kossut J., ФТТ 40, 816 (1998).
3. Ramsbey M.T., Szafrank I., Stillman G., Wolfe J.P., Phys. Rev. B 49, 16427 (1994).
4. Shields J.A., Msall M.E., Carroll M.S., Wolfe J.P., Phys. Rev. B 47, 12510 (1993)
5. Багаев В.С., Кривобок В.С., Николаев С.Н., Онищенко Е.Е., Скориков М.Л., Новиков А.В., Лобанов Д.Н., Письма в ЖЭТФ 94, 63 (2011)
6. Bagaev V.S., Krivobok V.S., Nikolaev S.N., Novikov A.V., Onishchenko E.E., Pruchkina A.A., J. Appl. Phys. 117, 185705 (2015).

## **Программный модуль для идентификации и спецификации субмикронных структур на поверхностях полимерных композитов**

С. А. Ноздрачев, В. Н. Петрушин, Г. О. Рытиков

Московский государственный университет печати имени Ивана Федорова

*Для описания и моделирования структур поверхностей разрабатываемых материалов был предложен комплексный метод их характеристики, опирающийся на обработку изображений этих поверхностей. Для конкретизации задачи были исследованы возможности классификации и описания микро- и наноструктур, наблюдаемых на поверхности модифицированных при газофазном фторировании и сульфировании полимерных пленок.*

Для описания и моделирования структур поверхностей разрабатываемых материалов был предложен комплексный метод их характеристики, опирающийся на обработку изображений этих поверхностей. Для конкретизации задачи были исследованы возможности классификации и описания микро- и наноструктур, наблюдаемых на поверхности модифицированных при газофазном фторировании и сульфировании полимерных пленок [1,2].

Здесь рассматривается метод характеристики поверхностей, основанный на возможности сравнения распределений, описывающих разные по масштабам подобласти анализируемой поверхности. При наличии фрактальных структур, разномасштабные распределения должны в некоторых случаях демонстрировать высокое качество совпадений эмпирических распределений, что позволяет принимать решения о необходимости поиска этих структур.

Общая архитектура интернет-сервиса была выбрана по схеме т.н. «толстый сервер – тонкий клиент», так как модуль осуществляет большое количество математических операций в ходе анализа изображения, что требует достаточно больших компьютерных мощностей. Выбранная архитектура позволяет уменьшить требования к рабочей станции клиента, а серверные платформы всегда рассчитываются на большую вычислительную нагрузку, что в данном случае и требуется. Для полноценной работы с интернет-сервисом необходим браузер с поддержкой стандарта HTML 5, т.к. в вычислительных модулях используется технология Canvas и File API.

Расчеты для построения эмпирических вероятностных распределений осуществляются для всех разбиений от  $1 \times 1$  до  $A \times B$ , где  $A$  – введенное пользователем разбиение по горизонтали,  $B$  –

значение разбиения по вертикали. Сейчас реализовано три способа задания количества столбцов гистограммы:

$$k = 1 + \log_2 n \quad (1)$$

$$k = \sqrt{n} \quad (2)$$

и требование пользователя. Функция вывода гистограмм вызывается после вычисления всех значений по одному разбиению из ряда. Если какие-либо данные являются некорректными (неверный формат изображения, ошибочный выбор координат обрабатываемой области, избыточно детализированное разбиение), соответствующие возможности интерфейса блокируются и выводится сообщение об ошибке. В противном случае по активации экранной кнопки «Вычислить» запускаются процедуры расчета и построения эмпирических распределений с использованием выбранного статистического метода обработки данных. По окончании вычислений осуществляется вывод комплекса эмпирических распределений, характеризующих рассматриваемую поверхность.

После окончания построения всех частных эмпирических распределений осуществляется вычисление матриц коэффициентов парных корреляций и матриц вероятностей несовпадений гистограмм. Эти матрицы необходимы для того, чтобы с помощью двух разных статистических критериев оценить степень идентичности распределений светлот пикселей, характеризующих различные подобласти разбиения исходного изображения. В основе метода поиска стационарных стохастических структур лежит идея о высокой степени коррелированности эмпирических распределений светлот пикселей для сходных структур и об отсутствии такой коррелированности для уникальных структур соответственно. При этом высокой степени коррелированности распределений очевидно будет соответствовать низкая вероятность несовпадения эмпирических гистограмм, и наоборот, высокой вероятности уникальности структуры будет соответствовать близкое к нулю значение коэффициента корреляции её распределения с прочими частными распределениями.

Таким образом, реализован алгоритм построения эмпирических функций распределения субмикронных объектов на поверхностях экспериментальных образцов. Установлено, что чувствительность этого метода сильно падает с понижением разрешающей способности микрофотографирования. С другой стороны, схожесть разномасштабных эмпирических распределений является необходимым условием наблюдения субмикронных фрактальных поверхностных структур, поэтому построение таких эмпирических распределений является оправданным.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства Образования и Науки Российской Федерации (контракт №14.583.21.0007, 28.11.2014) и при частичной финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (РФФИ 14-02-01074, 30.09.2013).

[1] Heterogeneous fluorine-containing surface macro-, micro- and nanostructures in polymer films and their applications / Nazarov V.G., Stolyarov V.P., Molchanov S.P., Yurasik G.A., Artemenko M.N.; Polymer Science. Series A. — 2013. — Vol.55. — №11. — pp.652-665. (RUS)

[2] Transformation of the modified layer of fluorinated polyolefins under stretching / Nazarov V.G., Stolyarov V.P., Volynskii A.L., Yarysheva L.M., Bakeev N.F.; Polymer Science. Series A. — 2012. — Т. 54. № 9. — с. 679-683. (ENG)

[3] Алгоритм согласования динамических диапазонов в информационных системах обработки изображений / Ноздрачёв С. А., Артюшина И. Л., Винокур А.И.; Мир техники кино. М: ООО ИИП «КУНА» — 2012. №26 — стр. 25-27. (RUS)

## Моделирование фазового перехода второго рода в модели Изинга методом Монте-Карло

Н.М. Ноздрачев<sup>1</sup>; Д.М. Мельников<sup>2</sup>; П.А. Прудковский<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет печати имени Ивана Фёдорова

<sup>2</sup>Вологодский государственный университет.

<sup>3</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

*Разработанное программное средство позволяющее моделировать фазовые переходы второго рода. В основе алгоритма лежит модель Изинга, а для численной оценки параметров системы используется алгоритм Метрополиса. Разработанное средство применено для моделирование фазового перехода второго рода из ферромагнитного в парамагнитное состояние.*

Фазовые переходы второго рода связаны с изменением симметрии систем, в которых они наблюдаются. Как правило, структура системы элементов «выше» «точки перехода» обладает более высокой симметрией. В качестве тестового объекта мы рассматривали систему из  $25 \times 25$  однотипных элементов, характеризующихся одинаковыми по величине магнитными моментами.

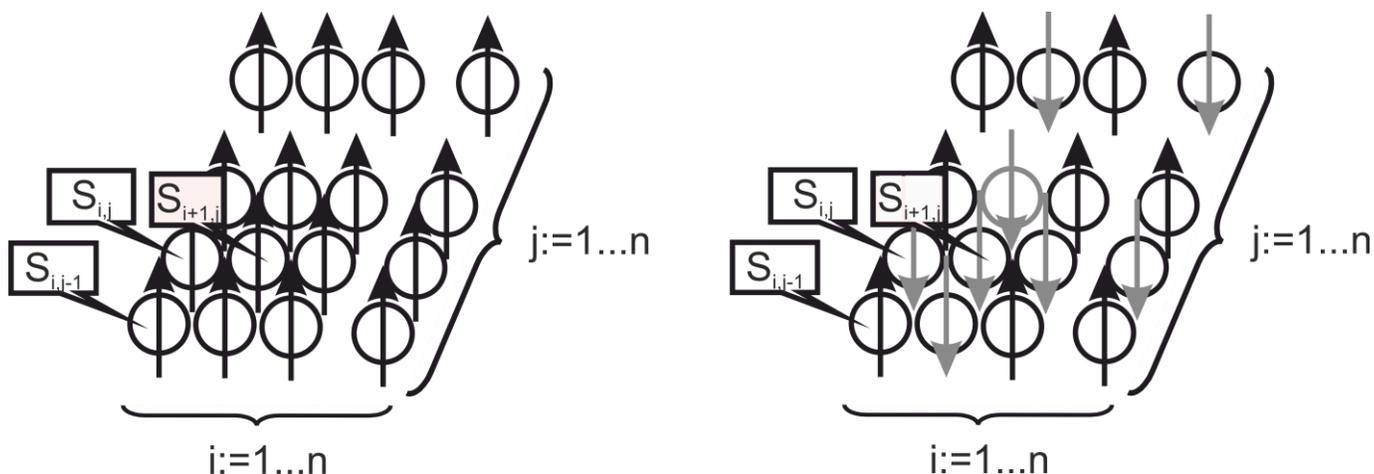


Рис.1. Структурная модель рассматриваемой системы.

Модель Изинга описывает попарное взаимодействие магнитных моментов элементов рассматриваемой системы (например, спинов однотипных атомов, расположенных в узлах двумерной кристаллической решетки)

$$E(J) = \frac{1}{2} \cdot \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^n E(S_{i,j}) \quad (1)$$

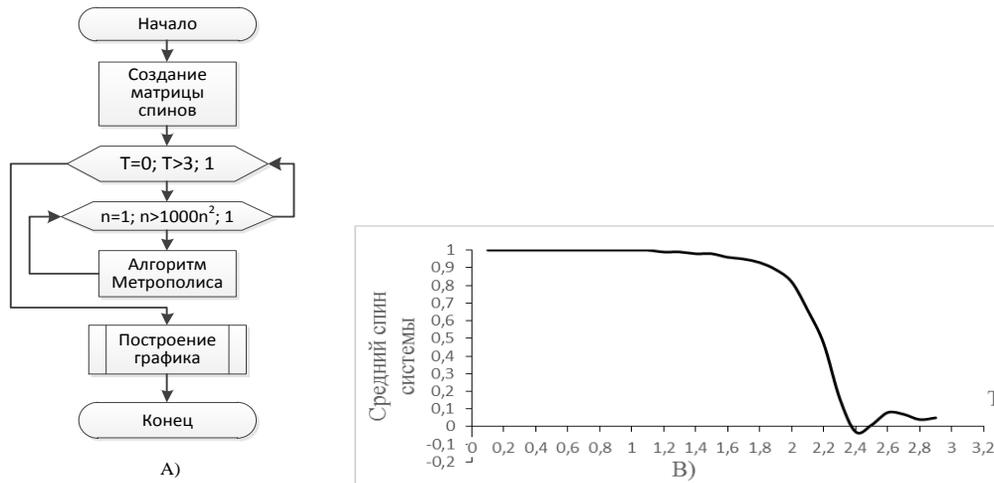
$$E(S_{i,j}) = -J \cdot S_{i,j} \cdot (S_{i+1,j} + S_{i-1,j} + S_{i,j+1} + S_{i,j-1}) \quad (2)$$

где  $E(J)$  – энергия всей системы,  $E(S_{i,j})$  – энергия взаимодействия одного магнитного момента со своими непосредственными «соседями по кристаллической решетке»;  $S_{i,j}$  – величина (+1 или -1) магнитного момента в заданном индексами  $i$  и  $j$  узле кристаллической решетки;  $J$  – энергия взаимодействия пары одинаковых соседних магнитных моментов.

При низких температурах магнитные моменты элементов системы будут сонаправлены. При увеличении температуры некоторые магнитные моменты начнут спонтанно изменять своё направление на противоположное. При больших температурах количество магнитных моментов, ориентированных «вверх» и «вниз» окажется примерно равным. Температура, при которой будет наблюдаться скачкообразное массовое изменение направлений магнитных моментов, называется точкой Кюри и является точкой перехода. Основной задачей моделирования было наблюдение динамики энергии и «среднего» магнитного момента рассматриваемой системы вблизи зоны фазового перехода.

Алгоритм Метрополиса является одной из реализаций методов Монте-Карло. Моделирование стохастического процесса согласно этому алгоритму происходит следующим образом. Сначала формируется матрица значений магнитных моментов элементов. Потом случайным образом выбирается один из элементов (с «координатами»  $i$  и  $j$ ); для обоих возможных направлений магнитного момента этого элемента рассчитываются значения энергий его взаимодействия с магнитными моментами его ближайших «соседей»:  $E(S_{i,j} = +1) = E_0$  и  $E(S_{i,j} = -1) = E_1$ . Здесь, без ограничения общности, полагается, что  $S_{i,j} = +1$ , если магнитный момент ориентирован «вверх», и  $S_{i,j} = -1$ , если магнитный момент ориентирован «вниз». Следующим этапом алгоритма является сравнение  $E_1$  и  $E_0$ . Если  $E_1 > E_0$ , то магнитный момент изменяет свое направление на

противоположное, т.е.:  $S_{i,j} = -S_{i,j}$ . Если  $E_1 < E_0$ , то направления магнитного момента также может измениться на противоположное, если выполнится неравенство:  $\exp((E_1 - E_0)/T) > g$ , где  $T$  – выраженное в энергетических единицах измерения значение температуры, а  $g$  – случайное число из диапазона  $[0;1]$ .



**Рис.2.** Алгоритм и результаты работы программы. А) Алгоритм программы Б) График зависимости средней энергии системы от температуры. В) График зависимости среднего магнитного момента системы от температуры.

Поскольку экспериментальное наблюдение динамики фазового перехода в реальных малоразмерных системах является достаточно сложной задачей, мы разработали компьютерную программу, реализующую вышеуказанный алгоритм. В результате работы программы были получены графики зависимостей энергии системы и среднего магнитного момента системы от безразмерного параметра, равного отношению выраженной в энергетических единицах температуры к энергии взаимодействия пары одинаковых соседних магнитных моментов. Из представленных графиков следует, что в определенном интервале температур в исследуемой нами системе происходит фазовый переход второго рода, который выражается в скачкообразном

изменении направлений существенной доли магнитных моментов.

Модель Изинга – тестовая модель, для которой известно точное аналитическое решение. Полученные численные результаты ему соответствуют, что говорит об адекватном функционировании разработанного программного средства. Мы планируем совершенствование разработанного программного средства для моделирования динамики фазовых переходов второго рода в более сложных системах, для которых аналитического решения уже не существует. Полученные результаты могут представлять интерес при разработке элементов т.н. квантовой памяти.

[1] Л. Ландау/ Статистическая физика. Часть 1/ Ландау, Л. Д., Лифшиц, Е. М.// М.- Физматлит-2005-т.5-616.

[2] N. Metropolis/ The Monte Carlo Method/ N. Metropolis, S. Ulam// Journal of the American Statistical Association- 1949- vol. 44 – No. 247 – p. 335-341.

## Передача электронного возбуждения от органической полупроводниковой матрицы на основе TPD к квантовым точкам CdSe/CdS/ZnS

Курочкин Н.С.<sup>1,2</sup>, Ващенко А.А.<sup>1,2</sup>, Витухновский А.Г.<sup>1,2</sup>, Амброзевич С.А.<sup>1</sup>,  
Кацаба А.В.<sup>1</sup>, Тананаев П.Н.<sup>3</sup>

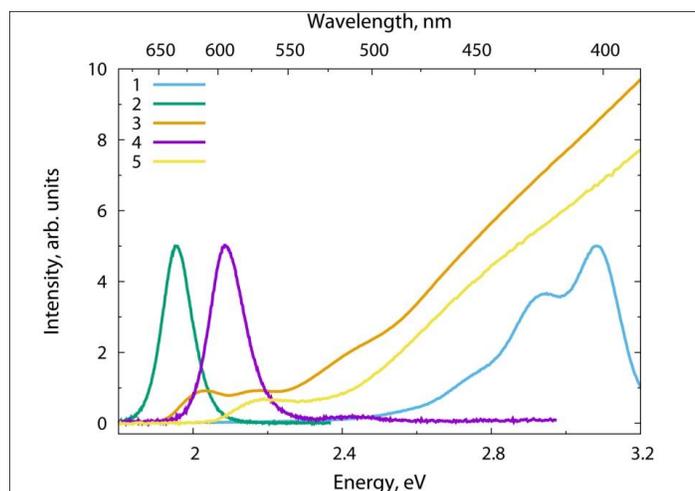
<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, 141700, Долгопрудный, Россия

<sup>3</sup>ВНИИА им.Духова, 101000 Москва, Россия

Нанокристаллы на основе халькогенидов кадмия и цинка являются перспективными для использования в качестве центров излучающей рекомбинации в составе органических светоизлучающих диодов. Они обладают узкими полосами и высоким квантовым выходом люминесценции. По сравнению с органическими люминофорами полупроводниковые нанокристаллы являются более стабильными и меньше подвержены деградации в процессе эксплуатации светодиодов [1].

Передача энергии от органической полупроводниковой матрицы к квантовым точкам является одной из ключевых характеристик, определяющей эффективность светодиода на их основе [2]. В настоящей работе исследовали передачу возбуждения от органического слоя N, N-



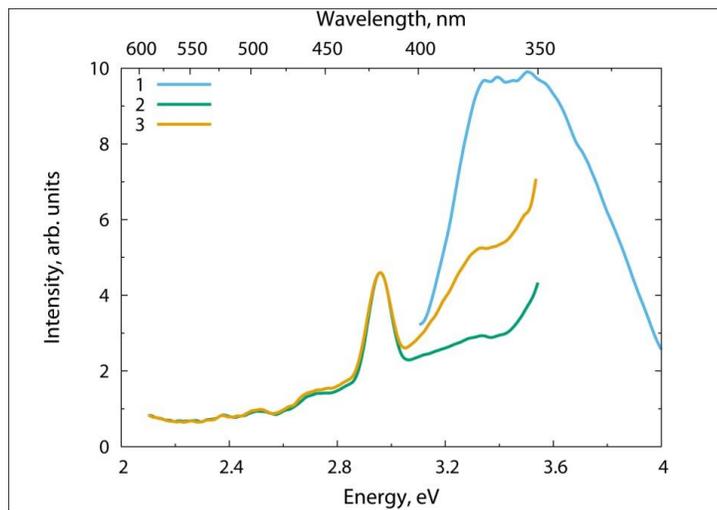
**Рис. 1.** Спектр флуоресценции TPD (1), спектры флуоресценции и поглощения квантовых точек с  $\lambda=630$  нм (2, 3),  $\lambda=590$  нм (4, 5).

дифенил-N, N-бис(3-метилфенил)-[1, 1'-дифенил]-4, 4'-диамина (TPD) к слоям квантовых точек CdSe/CdS/ZnS. Эксперименты проводили для двух типов нанокристаллов, отличающихся положением максимумов полос люминесценции (590 нм и 630 нм, рис.1). Пленки TPD наносили термическим напылением в вакууме, а также центрифугированием из раствора в толуоле.

Спектры оптического поглощения и фотолюминесценции чистых веществ, используемых в работе, представлены на

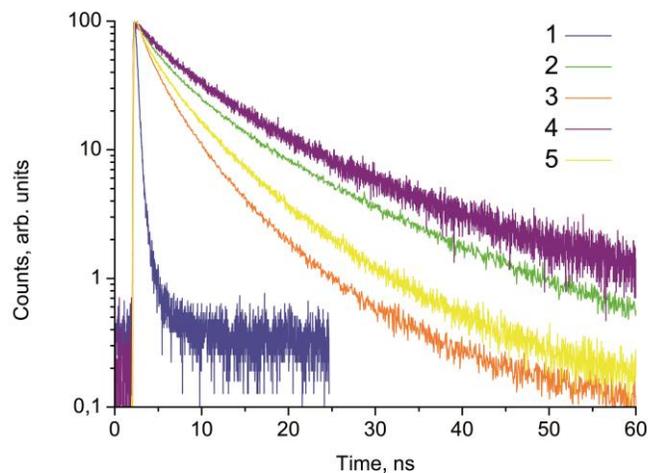
рис.1. В спектре фотолюминесценции TPD при возбуждении 3.4 эВ наблюдаются два максимума в области 3.06 эВ (405 нм) и 2.95 эВ (420 нм). Первые максимумы экситонного поглощения нанокристаллов расположены в областях 2.19 эВ (565 нм) и 2.03 эВ (610 нм). Поскольку спектр излучения TPD приходится на область поглощения квантовых точек, следует ожидать эффективную передачу электронного возбуждения от TPD к квантовым точкам.

Подтверждением наличия такой передачи энергии являются спектры оптического возбуждения чистых пленок TPD и нанокристаллов, а также двухслойной структуры TPD/квантовые точки (рис.2). Видно, что спектр возбуждения квантовых точек при регистрации их люминесценции возрастает в области возбуждения TPD.



**Рис. 2.** Спектры возбуждения TPD с регистрацией на 450 нм (1), квантовых точек с максимум флуоресценции на  $\lambda=630$  нм и регистрацией на 630 нм (2), слоя TPD/квантовые точки с регистрацией на 630 нм (3).

Результаты измерения кинетических зависимостей фотолюминесценции при возбуждении 3.3 эВ представлены на рис.3. Наличие слоя TPD приводит к уменьшению времени жизни квантовых точек. Это предположительно связано с нерadiационной релаксацией возбуждения, переданного квантовым точкам, через локализованные состояния TPD.



**Рис. 3.** Кинетические кривые для TPD (1), квантовых точек ( $\lambda=630$ ) чистых (2) и в составе TPD/квантовые точки (3), квантовых точек ( $\lambda=590$ ) чистых (4) и в составе TPD/квантовые точки (5).

Работа поддержана грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых МК-7514.2015.2.

1. J. Lim, W. K. Bae, J. Kwak, S. Lee, C. Lee, and K. Char., *Optical Materials Express*, Vol. 2, N. 1, p. 594-628 (2012).
2. Anikeeva P.O., “Physical Properties and Design of Light-Emitting Devices Based on Organic Materials and Nanoparticle”, Massachusetts, USA, MIT (2009).

## Исследование Процесса Механической Полировки Подложек CdZnTe

Ю.Б. Андрусов, И.А. Денисов, А.А. Силина, Н.А. Смирнова

АО «ГИРЕДМЕТ», 119017, Москва, Б. Толмачевский пер., 5, стр. 1

*Исследован процесс механической полировки (МП) подложек CdZnTe, оптимизированны режимы МП, изучены профили пластин после операции МП, а также проведена оценка нарушений, вносимых МП в приповерхностные слои.*

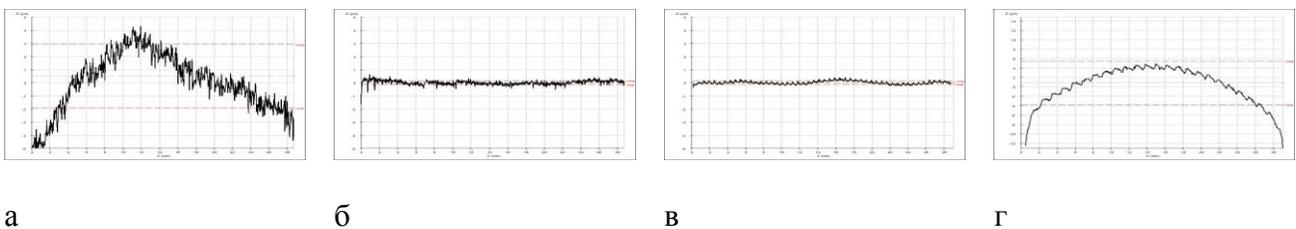
Твердые растворы CdZnTe широко используются в качестве подложечного материала для эпитаксиального наращивания CdHgTe, служащих основой для изготовления современных фотоприемников инфракрасного (ИК) диапазона спектра. При создании матричных фотоприемных устройств с большим числом элементов и минимальным количеством дефектных пикселей необходимы гетероструктуры большой площади с высоким структурным совершенством слоя и заданными геометрическими параметрами. Состояние поверхности подложки во многом определяет механизмы роста эпитаксиальных слоев на начальных стадиях и условия формирования в них структурных дефектов [1]. Поэтому качество обработки рабочей стороны подложек (микрорельеф с минимальной шероховатостью, чистота поверхности) и обеспечение требуемых геометрических параметров (плоскостности и плоскопараллельности сторон) пластин играют немаловажную роль в производстве ИК приемников [2].

Важным технологическим этапом в производстве подложек является механическая полировка (МП), главной задачей которой является обеспечение требуемой плоскостности пластин, а также минимизация нарушений, вносимых предыдущими обработками, для подготовки поверхности к последующему этапу химико-механической полировки (ХМП).

Исследования проводились на пластинах CdZnTe, вырезанных из объемного кристалла, выращенного вертикальной направленной кристаллизацией методом Бриджмена [3]. Далее пластины подвергались двухсторонней шлифовке порошком оксида алюминия зернистостью 10 мкм. МП проводилась на установке для шлифовки и полировки Logitech LP50. В качестве плана-полировальника использовался стеклянный диск, на который наклеивались различные полировальные ткани. Скорость вращения диска составляла 60÷70 об/мин. Образцы с помощью воска наклеивались на плоскопараллельную стеклянную планшайбу диаметром 105 мм, которая удерживалась в специальном держателе с помощью вакуумного присоса. В качестве абразива использовалась суспензия Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> производства фирмы Buehler с зернистостью 0,3 и 0,05 мкм

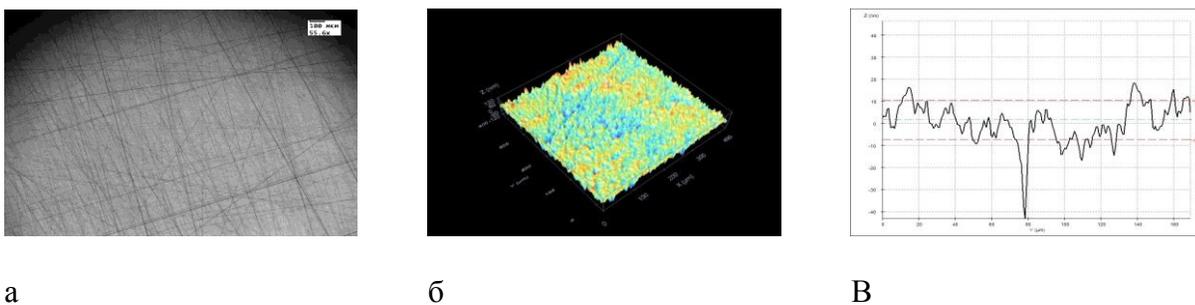
смешанная с водой в соотношении 1 к 3. Измерения шероховатости поверхности подложек, глубины царапин и контроль геометрических параметров проводили на бесконтактном оптическом профилометре Sensofar PLμ 2300, сочетающем в себе конфокальный и интерферометрический методы измерения.

На рисунке 1 показаны профили пластин-подложек CdZnTe после различных обработок. Показано, что отклонение от плоскостности профиля пластин после проведения МП и последующей ХМП составляет ~0,5 мкм для пластин диаметром 30-55 мм. Также проведено сравнение с профилями пластин, прошедших ХМП без этапа МП. Такие пластины вследствие длительного времени обработки на этапе ХМП для удаления нарушенного слоя после шлифовки имеют достаточно сильные завалы по периферии.



**Рис. 1** Профили пластин CdZnTe; а – после шлифовки, б – после МП, в – после ХМП, г – после ХМП без этапа МП

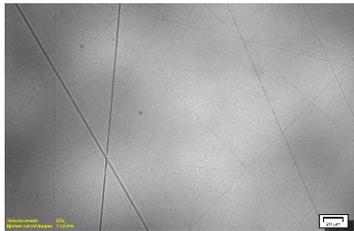
На рисунке 2 приведены типичные изображения поверхности пластин CdZnTe после МП. Шероховатость пластин CdZnTe после МП, оцениваемая средним арифметическим отклонением профиля,  $R_a$  составляла ~ 6 нм, а среднеквадратичным отклонением профиля,  $r_{ms}$  составляла ~ 8 нм, глубина царапин не превышала 50 нм.



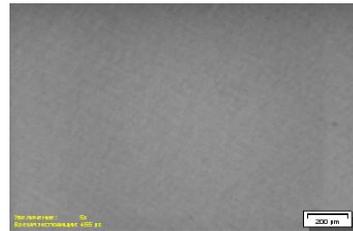
**Рис. 2** Пластины CdZnTe после МП; а – оптическое изображение участка поверхности пластины, б – топограмма участка поверхности пластины, в – профиль царапины.

Для оценки нарушений, вносимых МП, и определения продолжительности финишной ХМП обработки были проведены исследования по определению толщины нарушенного слоя после МП

методом послойного травления пластин. Величина нарушенного слоя составила  $\sim 10\div 15$  мкм. Изучение состояния приповерхностных слоев подложек CdZnTe после МП проводили на инфракрасном микроскопе Olympus BX 51 в режиме работы в проходящем свете с рабочим диапазоном длин волн от 0,75 до 1,2 мкм. На рисунке 3 приведены изображения поверхности пластины CdZnTe в ИК микроскопе после МП и последующей ХМП. Показано, что при снятии 10-15 мкм с поверхности пластины методом ХМП убираются все нарушения, внесенные МП.



а



б

**Рис. 3** Изображение поверхности пластины CdZnTe в ИК микроскопе; а – после шлифовки, б – после последующей ХМП

В результате проведенных исследований показано, что типичное значение отклонения от плоскостности подложек CdZnTe диаметром 30-55 мм после процесса МП составляет  $\sim 0,5$  мкм; типичное значение параметра шероховатости  $R_a$  составляет  $\sim 6$  нм, а глубина нарушенного слоя составляет  $\sim 10\div 15$  мкм.

Работа проводилась при поддержке Минобрнауки в рамках Соглашения о предоставлении субсидии от 21 октября 2014 г. № 14.576.21.0055 (уникальный идентификатор RFMEF157614X0055).

[1] Zhao J., Chang Y., Badano G., Sivananthan S., Markunas J., Lewis S., Inan J.H., Wijewarnasuriya P.S., Chen Y., Brill G., Dhar N., J. Electron. Mater., Vol. 33. N. 8. P. 881 (2004).

[2] Бурлаков И.Д., Денисов И.А., Сизов А.Л., Силина А.А., Смирнова Н.А., Прикладная физика, № 4, с. 80 (2014).

[3] Шматов Н.И., Смирнова Н.А., Белов А.Г., Оранский В.А., Шленский А.А., Материалы электронной техники, № 3, С. 28 (2006).

## Легирование Эпитаксиальных Слоев CdHgTe Сурьмой в Процессе Жидкофазной Эпитаксии

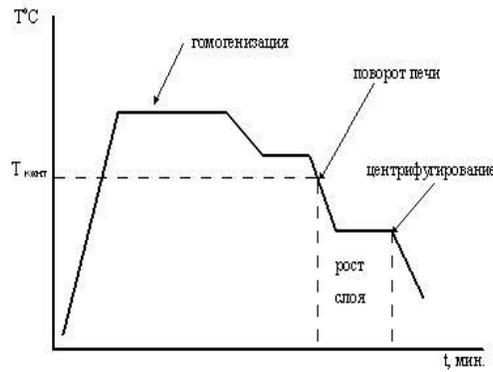
Ю.Б. Андрусов, И.А. Денисов, А.А. Силина, Н.А. Смирнова

АО «ГИРЕДМЕТ», 119017, Москва, Б. Толмачевский пер., 5, стр. 1

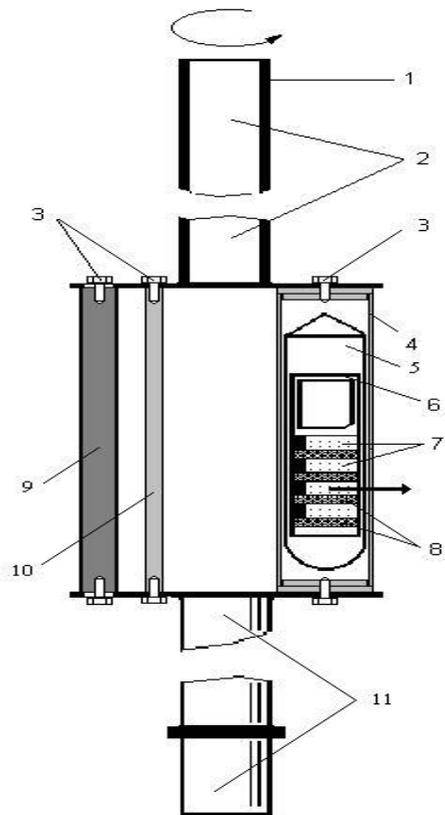
*Разработан процесс выращивания эпитаксиальных слоев CdHgTe, легированных сурьмой, в процессе жидкофазной эпитаксии из раствора-расплава на основе теллура. Определен коэффициент распределения Sb в интервале концентраций в жидкой фазе от  $10^{16}$  до  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>.*

Для придания материалу CdHgTe (КРТ) требуемых электрофизических характеристик его, как правило, легируют или подвергают термообработке. За последние десятилетия в технологии КРТ произошли существенные изменения, вызванные прежде всего переходом от использования объемного материала к эпитаксиальным слоям (ЭС) и гетероструктурам на их основе. Это потребовало пересмотра подходов к легированию в свете развития современных методов выращивания и послеростовой обработки. Температурный диапазон, в котором проводилось легирование, существенно ограничен в связи с диффузией компонентов и примесей из подложки в слой. ЭС КРТ, и тем более многослойные структуры, по этой причине стали легировать при температуре не выше 500°C. Одновременно стал происходить частичный отказ от использования примесей, имеющих высокие коэффициенты диффузии – прежде всего элементов I группы (Cu, Ag, Au). Основной легирующей примесью р-типа для ЭС КРТ стали элементы V(A) группы, такие как мышьяк и сурьма.

Для выращивания эпитаксиальных слоев КРТ, легированных сурьмой, использовался вариант метода жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) в запаянной кварцевой ампуле с удалением остатков раствора-расплава на основе Te путем центрифугирования. К его основным достоинствам относятся: высокая производительность, относительная простота аппаратного оформления, высокая воспроизводимость состава выращиваемых слоев, возможность получения ЭС с поверхностью полностью свободной от капель раствора-расплава. На рисунках 1 и 2 представлены температурно-временной режим и принципиальная схема выращивания ЭС КРТ.



**Рис. 1** Температурно-временной режим проведения процесса ЖФЭ.



1 - Верхний шток; 2 - Канал для термопар, 3 - Крепежные болты, 4 - Металлическая обойма с крышками, 5 - Ампула, 6 - Графитовая кассета, 7 - Раствор-расплав, 8 - Подложки, 9 - Противовес, 10 - Направляющая корпуса блока, 11 - Нижний шток.

**Рис. 2** Принципиальная схема выращивания ЭС КРТ в запаянной кварцевой ампуле с удалением остатков раствора-расплава путем центрифугирования.

При выращивании ЭС КРТ использовали заранее синтезированную шихту. Синтез исходной шихты проводили сплавлением определенных количеств CdTe, HgTe, Te и заранее синтезированной лигатуры (Te+Sb) в вакуумированной до остаточного давления не хуже  $5 \times 10^{-6}$  мм.рт.ст. кварцевой ампуле. Навеску лигатуры определяли из расчета содержания сурьмы в синтезируемой шихте в интервале концентраций от  $10^{15}$  до  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Расчет концентрации легирующей примеси в шихте проводился по соотношению:

$$M_{(Te+Sb)} = \frac{M_{\Sigma}}{m_{Sb}} \times \frac{N_{Sb} \times A_{Sb}}{6,023 \times 10^{23} \times \rho_{Te}} \quad (1)$$

$M_{(Te+Sb)}$  – навеска лигатуры, г;  $M_{\Sigma}$  – общий вес шихты, г;  $m_{Sb}$  – концентрация Sb в лигатуре (Te+Sb), вес. Доля;  $A_{Sb}$  – атомный вес Sb, г/моль;  $\rho_{Te}$  – плотность чистого теллура, г/см<sup>3</sup>;  $N_{Sb}$  – требуемая концентрация Sb в шихте, ат/см<sup>3</sup>.

Концентрация Sb в ЭС определялась методом масс-спектрометрии в индуктивно связанной плазме. Была разработана специальная процедура пробоподготовки к определению химической концентрации Sb в ЭС КРТ, заключающаяся в том, что ЭС отделялся от подложки химическим травлением в смеси фтористоводородной и азотной кислот в соотношении 1:9. По результатам химического анализа коэффициент распределения Sb при выращивании ЭС КРТ из раствора-расплава на основе Te составил 0,007. На рисунке 3 представлена зависимость концентрации Sb в ЭС от ее концентрации в жидкой фазе. Наклон графика определяет коэффициент распределения Sb в условиях проведения эксперимента.



**Рис. 3** Зависимость концентрации Sb в ЭС от ее концентрации в жидкой фазе

Установлено, что коэффициент распределения Sb в интервале концентраций в жидкой фазе от  $10^{16}$  до  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> составляет 0,007. Условия электрической активации Sb в ЭС КРТ требует дополнительных исследований.

Работа проводилась при поддержке Минобрнауки в рамках Соглашения о предоставлении субсидии от 21 октября 2014 г. № 14.576.21.0055 (уникальный идентификатор RFMEFI57614X0055)