

Введение

Фотолуминофоры (ФЛФ) находят всё более широкое применение для преобразования спектра излучения в газоразрядных индикаторах и источниках света. В зависимости от условий применения они должны обеспечивать высокую яркость и (или) высокую светоотдачу (отношение излучаемого светового потока к подводимой мощности).

Яркость излучения конкретного ФЛФ зависит от целого ряда факторов: спектрального состава и интенсивности возбуждающего излучения, температуры, способа нанесения, концентрации тушителей, режима возбуждения. В подавляющем большинстве применений возбуждение ФЛФ происходит в импульсном режиме. Диапазон скважностей, длительностей импульсов и интенсивность возбуждающего излучения могут изменяться в очень широких пределах. Так, скважность может меняться от нескольких единиц до нескольких сотен при соответствующем изменении интенсивности возбуждающего излучения. При этом меняется не только соотношение средней и импульсной температуры, но и начинает сказываться кинетика процессов возбуждения, ионизации, термализации электронов, девозбуждения и рекомбинации носителей при разгорании и затухании ФЛФ.

В известных работах по экспериментальному исследованию процессов разгорания и затухания ФЛФ [1,2] длительность импульсов возбуждающего излучения составляла сотни мкс. В работе [1] было обнаружено, что для всех четырёх исследованных люминофоров, независимо от механизма свечения, максимальная яркость при уменьшении длительности импульса сначала возрастает. После достижения определённой для каждого люминофора длительности (для $Zn_2SiO_4 : Mn - 0,8,1$ мс) максимальная яркость перестаёт зависеть от длительности импульса возбуждающего излучения и определяется только его полной энергией. По мнению авторов, насыщение яркости происходит тогда, когда длительность импульса становится равной и больше средней продолжительности существования центров свечения в возбуждённом состоянии. Приведённые в [2] исследования формы импульса излучения показали, что длительность стадии разгорания ФЛФ на основе Zn

²
SiO

⁴
: Mn составляет примерно 400 мкс, а время затухания – более 1 мс.

По данным [3], процессы распространения возбуждающего излучения в слое ФЛФ и последующая ионизация квантами или неравновесными носителями заканчиваются за 10^{-11}

10^{-12}

с. Последующая термализация неравновесных носителей при взаимодействии с акустическими и оптическими фононами также протекает очень быстро – за 10^{-11}

10^{-12}

с.

Таким образом, длительность процессов высвечивания ФЛФ определяется, в основном, скоростью процессов девозбуждения и рекомбинации, которая зависит от интенсивности возбуждения, концентрации центров свечения и других факторов.

С целью проверки некоторых положений нами было проведено экспериментальное исследование формы импульса излучения ФЛФ при длительности импульса возбуждения порядка единиц мкс.

Методика и результаты эксперимента

Структурная схема для проведения эксперимента представлена на рис.1. Устройство включает источник постоянного напряжения 1, задающий генератор 2, усилитель импульсов 3. Для контроля формы импульсов применялся осциллограф 4. Форма импульса излучения ячейки 5 регистрировалась фотоэлектронным умножителем 6. Объектом исследования служила ячейка ГИП постоянного тока, в которой возбуждался разряд. Осциллограммы импульсов напряжения на ячейке и тока разряда (сигналы контролировались в точках, указанных на рис.1 верхней и нижней стрелками соответственно), а также относительной яркости излучения представлены на рис. 2. Они получены при $U_{яч}=420$ В, $T=90$ мкс, $t_{имп}=1.6$ мкс. Интервал времени, соответствующий одной клетке на осциллограмме, составляет 0,5 мкс.

Результаты эксперимента показали, что при длительности импульса напряжения порядка 1 мкс происходят очень быстрое разгорание и высвечивание ФЛФ. Запасённая светосумма мала. Как следствие, послесвечение также невелико и основная часть излучения генерируется непосредственно в ходе воздействия импульса возбуждающего излучения разряда. Уменьшение периода повторения импульсов напряжения приводило к возрастанию яркости свечения.

В ходе исследований выявлено, что подавляющая доля излучения при длительности возбуждающего импульса напряжения порядка единиц мкс генерируется ФЛФ в ходе импульса излучения разряда, а не в виде послесвечения. В этом состоит отличие от результатов, полученных в [2], где при возбуждении фотолуминофора импульсами напряжения с длительностью 50,300 мкс основная доля его излучения (более 90 %) приходилась на послесвечение. Можно предположить, что при высокой концентрации неравновесных носителей происходит уменьшение доли потерь в ФЛФ и уменьшается продолжительность существования центров свечения в возбуждённом состоянии.

Полученные результаты могут быть полезны при выработке практических рекомендаций по увеличению яркости свечения ГИП. Для более точного изучения процессов необходимо провести эксперименты, в которых УФ-излучение, возбуждающее ФЛФ, генерировалось бы от отдельного источника.

Заключение

Таким образом, в результате исследований установлено, что при уменьшении длительности возбуждающего импульса с сотен до единиц мкс подавляющая часть излучения ФЛФ представляет собой излучение, генерируемое в ходе воздействия импульса возбуждающего излучения разряда, а не послесвечение. Вероятно, это связано с тем, что при высокой концентрации неравновесных носителей происходит уменьшение доли потерь в ФЛФ и уменьшается продолжительность существования центров свечения в возбуждённом состоянии.

Библиографический список

1. Бундель А.А., Попов М.Ф., Чижунова Ю.А. Свечение люминофоров различных типов при возбуждении короткими импульсами // Известия АН СССР. Серия Физическая. Том 21. № 4. 1957. С.555-556.
2. Журавлёв С.Н., Скоз А.Я. К вопросу об импульсном возбуждении люминофора в ячейках ГИПС // Электронная техника. Серия 4. Выпуск 8. 1976. С. 87-92.
3. Тимофеев А.С., Фок М.В. Кинетика рекомбинационного взаимодействия примесных центров в кристаллофосфорах // Рекомбинацион-

ная люминесценция и лазерная спектроскопия: Труды ФИАН. М.: Наука, 1980.

Материал поступил в редколлегию 28.02.02

УДК 621.383

С.М. Карабанов, Б.Н. Сажин, Н.Э. Соколовская, Э.И. Соколовский

ТЕРМОФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ (Обзор)

В последнее время в плане совершенствования альтернативных источников энергии разработаны устройства, работа которых основана на прямом преобразовании энергии светового и теплового потоков излучения от специального источника (эмиттера излучения), - термофотоэлектрические преобразователи. В зарубежной литературе эти устройства обозначаются как TPV (termophotovoltaic).

1. Энергетическая эффективность TPV

Развитие термофотоэлектрического направления началось в конце 60-х годов. До этого времени преобразование тепла в электроэнергию осуществлялось с помощью кремниевых фотоэлектрических элементов, чувствительных к световому потоку в ближайшей ИК области спектра. Из-за высокой температуры излучателя КПД преобразования таких структур был низок [1]. Практическая реализация данного принципа генерации электрической энергии стала возможной благодаря разработке высокоэффективных гетероструктур на основе материалов с малой шириной запрещенной зоны $E_g = 0,6...0,75$ эВ и созданию эмиттеров излучения с селективным спектром в области температур 1000...1500 °С [2]. Наиболее перспективным фоточувствительным материалом для этой области температур являются гетероструктуры на основе антимонида галлия (E

$E_g = 0,75$ эВ). В диапазоне температур излучателя 1300...1700 °С

С мощность TPV на GaSb в 4...6 раз превышает мощность кремниевых фотоэлектрических преобразователей (рис.1) [3].

В настоящее время установлено, что оптимальным диапазоном температур ИК-излучателя в TPV является интервал 1200...1500°C. При этих температурах обеспечивается надежная работа доступных и не очень дорогих керамических материалов излучателя (карбид кремния и др.) при относительно простых системах теплосброса (водяных либо воздушных) [2,3]. В TPV на основе гетероструктурных соединений GaSb возможна генерация электрической мощности с плотностью более 3 Вт/см² [3].

Максимальная расчетная эффективность фотоэлектрического преобразователя составляет около 40% для теплового излучения, поглощаемого полупроводником при температуре излучателя 1300...1500 °C, но КПД системы в целом будет существенно ниже вследствие потерь при генерации ИК- излучения, не поглощаемого в полупроводнике, и потерь в результате теплоотвода конвекцией и теплопроводностью в окружающую среду. Потери могут быть сведены к минимуму путем преобразования падающего потока с помощью селективно излучающих элементов и фильтров, преобразующих излучаемый поток. Специально разработанные фильтры отражают непоглощенное излучение обратно в излучатель. Отраженные фотоны поглощаются излучателем для повторного использования их энергии.

Эффективность преобразования повышается применением материалов излучателей с селективным спектром излучения. Селективные эмиттеры обеспечивают перекачку первичного потока в излучение, максимально согласованное со спектром фотоответа фотоэлектронного преобразователя. В идеальном случае селективный излучатель должен иметь узкополосную характеристику излучения с высокой излучательной способностью в пределах этой полосы и низкой - вне данной полосы излучения. Такая характеристика свойственна изолированному атому. Большинство твердых тел имеют широкий спектр излучения из-за высокой концентрации атомов. Единственный путь получения селективного излучения - это найти материал, который ведет себя как изолированный атом.

При низких плотностях вещества, как, например, в газе или в плазме, спектр излучения аналогичен изолированному атому. Поэтому в первых селективных излучателях применялась плазменная структура на парах цезия [1]. КПД такой системы был относительно высоким, однако система имела два недостатка: во-первых, очень высокую рабочую температуру, во-вторых, низкую плотность энергии в зоне излучения.

В качестве материала селективных эмиттеров в случае фотоэлектронных преобразователей на основе антимонида галлия наилучшие результаты получены на

алюмоиттриевых гранатах, легированных тулием, лютецием, гольмием и другими элементами лантаноидной группы. Применение этих материалов обосновано тем, что элементы редкоземельной группы в твердом теле ведут себя почти как изолированные атомы, поскольку в кристаллах орбиты с валентностью $4f$, которые определяют спектр излучения и поглощения, лежат внутри электронных орбит $5s$ и $5p$, «защищающих» электроны с валентностью $4f$ от воздействия окружающих ионов. В результате эмиттеры, выполненные на основе редкоземельных элементов, при нагреве формируют излучение в узком диапазоне длин волн.

Как видно из рис. 2, такой селективный эмиттер способен эффективно «перекачивать»

излучение со спектром абсолютно черного тела в излучение с узкополосным спектром в

районе длин волн примерно $\lambda_m = 1,8$ мкм, соответствующих области интенсивного

поглощения фотопреобразователей на основе GaSb.

Наиболее удачным излучателем, разработанным в исследовательском центре CRC,

является излучатель на основе иттрий-алюминиевых гранатов (YAG, $Y_3Al_5O_{15}$),

легированных ионами редкоземельных металлов [3]. Иттрий-алюминиевый гранат может

быть легирован любым из редкоземельных элементов. Наиболее часто для этой цели

используются системы YAG:Er и YAG:Ho [3,4] с максимумом излучения в области 1,55 и

1,95 мкм соответственно. Эти системы наиболее полно подходят для TPV

преобразователей, предназначенных для работы в среднем диапазоне температур.

Другие возможные варианты систем эмиттер - фотопреобразователь представлены в

таблице [4].

ФЭП

Эмиттер

l m ,HM

Si(монокристаллический)

Yb

2

O

3

1100

GaSb

Er

2

O

3

1770

InGaAs

Но

2

О

3

2200

Дальнейшее совершенствование TPV обеспечивается использованием

фотопреобразователей с каскадной гетероструктурой, применением зеркал на

торцевых сторонах фотопреобразователя, а также многослойных эмиттерных фильтров

полой конструкции. Все это позволяет существенно повысить эффективность

преобразования. КПД системы в целом может достигать 20 %. Для сравнения, КПД

наиболее совершенных тепловых электростанций не превышает 40 %. В качестве

источника тепла могут применяться: природный газ (пропан), бензин, водород.

Общий вид конструкции термофотопреобразователя с указанными выше особенностями

показан на рис.3 [4].

2. Системы спектрального преобразования фотосигнала

Большинство TPV используют систему спектрального преобразования фотосигнала,

устанавливаемую во фронтальной части устройства в виде: селективный излучатель

и /или оптический фильтр в сочетании с традиционным фотоэлектрическим

преобразователем.

Альтернативный подход включает использование спектрального преобразования на

тыльной стороне поверхности излучателя. Фотоны, которые TPV-устройство не может

преобразовать, возвращаются в излучатель, отражаясь от инфракрасного отражателя.

В соответствии с этим принципом был разработан новый элемент спектрального

преобразования, установленный на тыльной стороне, названный взаимосвязанным

модулем, или MIM [1]. Он состоит из последовательно соединенных слоев InGaAs на

подложке из InP. Инфракрасный отражатель из фосфида индия нанесен на тыльную

сторону подложки для отражения фотонов в направлении фронтальной стороны

устройства. Это обеспечивает второй проход фотонов, способных к

фотоэлектрическому преобразованию. Фотоны с большой длиной волны возвращаются

на излучатель для термической рециркуляции.

3. Инфракрасные эмиттеры, подходящие для использования в TPV эмиттерах из Ga

Sb

Для получения высокой плотности излучения нужны очень высокие температуры

излучателя, что приводит к сокращению срока службы материала и снижению КПД

СИСТЕМЫ.

Для повышения КПД системы в работе [5] предлагается воспользоваться свойствами

металлов переходной группы. Предлагаемые варианты инфракрасных эмиттеров имеют

более широкую полосу излучения и более высокую излучательную способность, чем

эмиттеры на основе системы в виде абсолютно черного тела, что позволяет снизить

температуру излучателя до 1400 °С. Эмиттер состоит из матрицы на основе

высокотемпературной керамики, легированной тугоплавким оксидом кобальта.

Материалом матрицы могут служить алюмооксидная керамика (Al

0

3

), магниальная (на основе соединений MgO) либо шпинель (Al

MgO

4

). Благодаря применению кобальта, являющегося переходным металлом с d-переходами

вместо редкоземельных элементов, удастся расширить диапазон излучения в области

больших длин волн - 1...1,7 мкм (инфракрасная область оптического спектра).

Испытание на долговечность указанных материалов эмиттера все еще находится на

стадии исследований. Проведенные испытания показали, что, по крайней мере, две из

исследованных структур способны прочно связывать легирующие элементы. После

многих часов работы при температуре выше 1523 К спектр излучения сохранял высокую

стабильность.

4. Эксплуатационные параметры TRV

Термофотоэлектрические преобразователи по сравнению с электромеханическими

генераторами на основе двигателей внутреннего сгорания имеют следующие

преимущества:

п большой срок службы вследствие отсутствия быстро изнашивающихся движущихся

элементов;

и меньшее загрязнение окружающей среды вследствие более полного сгорания

поступающего топлива;

n бесшумность.

По сравнению с источниками энергии на основе солнечных батарей:

и возможность круглосуточной работы (при наличии топлива), в то время как наземные

солнечные батареи работают в среднем примерно 40 % времени суток;

и более высокий удельный энергосъем с поверхности фотопреобразователя (в TPV

удельный энергосъем $> 2 \text{ Вт/см}^2$, что в 100 - 150 раз больше удельного энергосъема с

поверхности солнечных батарей в космосе и в 300 - 400 раз больше удельного

энергосъема наземных источников).

По сравнению с другими типами электрогенераторов (термоэлектрических,

термоэмиссионных, топливных элементов и т.д.) TRV имеют более высокий КПД - 20 % и

более.

5. Возможные области применения TPV

В космосе: независимый от энергии Солнца источник питания бортовой аппаратуры.

На Земле:

и питание радиоэлектронной аппаратуры (10 - 100 Вт);

и автономное обеспечение электроэнергией удаленных населенных пунктов,

геологических партий, маяков (до 10 кВт);

n электромобили [6] и стационарные электрогенераторы (более 10 кВт).

В качестве примера применения TPV на 4-й международной конференции NREL по

альтернативным источникам энергии профессор Майкл Сил и его коллеги из

Автомобильного исследовательского института Университета Западной Вирджинии

представили электромобиль гибридной конструкции (Viking 29) с подзарядкой

никель-кадмиевых аккумуляторов с помощью TPV мощностью 600 Вт. Топливом в

автомобиле является природный газ. Без подзарядки пробег электромобиля составлял

50 миль, с TPV - более 200 миль.

Библиографический список

1. Thermophotovoltaic energy conversion technology development at NASA glenn research

center 16-th European Photovoltaic Solor Energy Conference, 1-5, May, 2000, Glasgow, UK.

2. Andreev V.M., Khvosticov V.P., Rumyantsev V.D. GaSb/InGaAsSb cells for Use in TPV

Generators Ioffe-Phisico-Technolog. Institute; 26 Polytechnicheskaya, St. Peterburg, 194021,

Russia.

3. Andreev V.M., Khvosticov V.P., Rumyantsev V.D., Sorocina S.V. High Efficient GaSb

Thermophotovoltaice Cells Book of Abstrocts: 16th European Photovoltaice Colar Energy

Conference, Glasgow, May, 2000.

4. Thermophotovoltaik kombiniert Strom-und Wgrmeerzeugung Dieleuchtende Heizung

(<http://www.ch/themen/haustechnik/tpvvoltaik>).

5. Luke Fergusos and Levis Fraas. Matched Infrared Emitter for Use with GaSb TPV Cells,

Thermophotovoltaic Generation of Electricity: Third NREL Conference, editer by Benner/Coutts;

1997. The American Institute of Physics.

6. Timothy J. Coutts, John P. Benner, and Carole S. Alman, TPV/Hybrid Car:Viking 29, National

Renawable Energy Laboratory, Golden, Colorado, Thermophotovoltaic Generation of Electricity:

FOURTH NREL CONFERENCE, Marth, 1999.

Материал поступил в редколлегию 30.01.02

УДК 531.7

В.А. Коротченко, А.В. Иванов, Е.И. Панкратов ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАВИНЫ С БОЛЬШИМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ

Разработана компьютерная модель развития электронных лавин в условиях значительного пространственного заряда ионов. Показано, что рост количества ионизирующих электронов может ограничиваться влиянием ионного заряда.

В плазменных приборах импульсный разряд наиболее часто возбуждается при напряжении, существенно превышающем напряжение возникновения самостоятельного разряда. В результате в промежутке развиваются интенсивные электронные лавины, возобновляемые на катоде ионами или фотонами с коэффициентом ионизационного нарастания, значительно превышающим единицу. Интенсивность лавин обусловлена большим коэффициентом размножения электронов на пути к аноду и большим числом электронов, стартующих с катода в очередной группе лавин. Значительный пространственный заряд ионов и электронов изменяет электрическое поле в промежутке, что может существенно влиять на развитие лавин [1-3]. В настоящей работе степень влияния оценивается в одномерной модели, в наносекундном диапазоне для условий ячейки плазменного дисплея с интенсивными лавинами [4].

Физико-математическая модель

Цель моделирования заключается в определении числа электронов на фронте группы, одновременно стартовавших с катода лавин в зависимости от координаты промежутка. Одномерная физико-математическая модель [5] основана на следующих положениях.

1. С катода после окончания переднего фронта импульса напряжения одновременно стартует электронов. Они инициируют лавины, число электронов в которых в плоскости на расстоянии от катода определяется соотношениями [2, 5]:

$$, \quad (1)$$

$$, \quad (2)$$

где - приращение числа электронов в лавинах на шаге по координате ; - коэффициент ионизации газа электронами; - давление газа; - модуль напряженности электрического поля; и - константы, зависящие от рода газа.

2. В процессе развития группы лавин электроны сосредоточены [1] на их фронте в плоскости с координатой , а в области () распределены условно неподвижные ионы с концентрацией , рассчитываемой по соотношению:

$$. \quad (3)$$

Значения концентрации определяются на каждом шаге развития лавин и хранятся в соответствующем массиве.

3. Напряжённость поля и потенциал определяются уравнением Пуассона:

$$, \quad (4)$$

где - заряд электрона; - диэлектрическая проницаемость среды. Граничные условия

уравнения Пуассона: , где - межэлектродное расстояние; - анодное напряжение.

4. Уравнение Пуассона решается на каждом шаге развития лавин с дополнительным условием:

при . (5)

Условие следует из непрерывности тока в промежутке: в областях промежутка () и () существует одинаковый ток смещения, поскольку заряды в них не перемещаются. Ток смещения определяется увеличением напряжённости поля по мере развития лавин и накопления разделившихся пространственных зарядов ионов и электронов. На фронте лавин происходит усиление поля [1], и напряжённость поля скачкообразно увеличивается пропорционально поверхностной плотности заряда электронов. В области зарядов нет, и напряжённость поля не зависит от координаты. Это значение напряжённости используется для расчёта коэффициента ионизации по соотношению (2).

5. Дополнительным условием решения уравнения Пуассона является недопустимость отрицательных значений напряжённости поля, которые могут получаться при больших значениях концентрации ионов. Условие необходимо для движения электронов к аноду и развития лавин. Если на очередном шаге развития лавин при решении уравнения Пуассона условие нарушается, то последнее значение концентрации ионов уменьшается в 2 раза и решение уравнения повторяется несколько раз, до выполнения условия. Формальное уменьшение концентрации физически означает частичную компенсацию пространственного заряда ионов электронами, образовавшимися на очередном шаге расчёта. В связи с этим число электронов, участвующих далее в ионизации, определяемое соотношением (1), соответственно уменьшается.

6. Интервал времени , соответствующий шагу развития лавин , рассчитывается по соотношению [4]:

; , (6)

где v - скорость дрейфа электронов, м/с; E - напряженность поля на катоде, В/м; p - давление газа, Торр.

7. Ток смещения определяется на основе уравнения Максвелла:

$$j_{\text{см}} = \epsilon_0 \frac{dE}{dt} \quad (7)$$

где $E_1 - E_2$ - разность значений напряжённости поля на катоде для соседних шагов развития лавин.

8. Ток переноса на фронте электронных лавин рассчитывается по формуле:

$$j_{\text{пер}} = n e v \quad (8)$$

Токи переноса и смещения определяются с целью проверки непрерывности тока в промежутке.

Результаты моделирования и их обсуждение

Характерные кривые распределения потенциала в плоском межэлектродном промежутке в процессе развития большой группы электронных лавин (рис. 1) получены для следующих условий: газ – Хе при давлении 35 Торр; межэлектродное расстояние – 0,35 мм; площадь электродов – 2 мм²; анодное напряжение – 450 В (напряжение зажигания самостоятельного разряда – 250 В); число электронов, одновременно стартующих с катода, $n = 8 \times 10^4$; время развития лавин до анода – 5 нс; ток в конце процесса развития лавин – 8,96 мА; константа = 2.6×10^4

3

(м×Торр)

-1

; константа = $3,5 \times 10$

4

В×(м×Торр)

-1

; число шагов расчёта – 400.

Прямая 1 на рис. 1 соответствует развитию лавин до середины промежутка, когда пространственные заряды ионов и электронов сравнительно малы и практически не влияют на распределение потенциала. Кривые 2 и 3 соответствуют развитию лавин до 0,7 и 0,8 от межэлектродного расстояния, а кривая 4 – до анода. Для этих кривых характерно существенное повышение потенциалов в области, где действует пространственный заряд ионов, и понижение в части промежутка за фронтом лавин за счёт заряда электронов. Кривые 2 и 3 иллюстрируют также одинаковость увеличения напряжённости поля у катода и у анода, принципиально необходимую для обеспечения равенства токов смещения на границах промежутка, которые не пересекаются зарядами. Эти токи равны электронному току переноса на фронте лавин.

На кривых 2 и 3 имеются приблизительно горизонтальные участки, соответствующие почти нулевому значению напряжённости поля, что в соответствии с допущениями принятой физико-математической модели процесса означает исключение части электронов из дальнейшего развития лавин и компенсацию ими пространственного заряда ионов. Кривая 4 соответствует уходу основной массы электронов на анод. Распределение потенциала в этом случае определяется в основном пространственным зарядом условно неподвижных ионов, однако приблизительно с середины промежутка действует и заряд электронов, вышедших из процесса интенсивного развития лавин. Представленные распределения потенциала подтверждают обоснованность разработанной физико-математической модели исследуемого явления.

Основной целью моделирования являлось получение зависимости числа электронов на фронте лавин от их протяжённости с учётом действия пространственных зарядов. Такая зависимость получена для указанных выше условий и представлена на рис. 2 совместно с кривой 2, рассчитанной без учёта влияния пространственных зарядов. Из сопоставления кривых следует, что на последней трети межэлектродного расстояния (приблизительно) развитие лавин в результате влияния пространственных зарядов

резко замедляется. На фронте лавин в плоскости анода в соответствии с разработанной компьютерной моделью имеется $2,25 \times 10^8$ электронов, что в 200 раз меньше, чем следует из классического экспоненциального закона развития лавин. С увеличением числа стартующих с катода электронов или анодного напряжения это различие увеличивается, а влияние пространственных зарядов проявляется в большей части промежутка.

Заключение

Представленные количественные данные подтверждают обоснованность разработанной компьютерной модели развития интенсивных электронных лавин и свидетельствуют о том, что ионный пространственный заряд может удерживать часть электронов, исключая их участие в процессе развития лавин. Интенсивность лавин в результате может существенно (на порядки) уменьшаться, несмотря на увеличение напряжённости поля перед фронтом лавин, что необходимо учитывать при расчёте развития сильноточного наносекундного разряда в плазменных панелях.

Библиографический список

1. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А., Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов //Успехи физических наук. 1990. Т. 160. Вып. 7. С. 49-82.

2. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. 392 с.

3. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. М-Л.: Гостехиздат, 1950. 836 с.

4. Чижиков А.Е. Сильноточные лавины в периодическом импульсном разряде // Изв. РАН. Сер. Физическая. 1998. Т. 62. № 10. С. 2034 - 2038.

5. Коротченко В. А., Чижиков А. Е., Иванов А.В., Лебедь В.Н. Моделирование короткоимпульсного разряда //Электроника. РГРТА. Рязань, 2001. 56 с.

Материал поступил в редколлегию 12.02.02

УДК 624.384.8

В.С. Гуров, М.В. Дубков
ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ТОНКОСТЕННЫХ

КВАДРУПОЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОДНЫХ СИСТЕМ

Проведена оценка устойчивости тонкостенных квадрупольных электродных систем к различным механическим воздействиям: прогибу под действием собственного веса и под действием внешней сосредоточенной нагрузки, приведены результаты механических испытаний разработанных электродных систем.

Разработка аналитической аппаратуры для работы на передвижных объектах предъявляет повышенные требования к прочностным характеристикам протяженных электродов квадрупольных ГЭС, их устойчивости к различного рода изгибам, прежде всего под действием собственного веса при креплении электродной системы на опорах-керамиках. Проведем оценку величины прогиба медного тонкостенного гиперболического электрода, закрепленного на двух опорах, под действием собственного веса и под действием внешней сосредоточенной нагрузки.

Воспользуемся уравнением упругой линии для расчета прогиба стержня [1]: , где – момент сил, поворачивающих электрод; E – модуль упругости; – момент инерции сечения стержня; $v(0)$ – прогиб стержня в сечении $z=0$.

Для оценки прогиба электродной системы под действием собственного веса можно рассчитать прогиб двухопорного стержня, сечение которого представляет собой половину цилиндра толщиной d (рис. 1, а и б). В этом случае момент сил определяется выражением: , где – распределенная нагрузка на стержень длиной

L ,
массой
 m

Проводя соответствующее интегрирование и учитывая граничные условия, можно получить: . Нетрудно показать, что момент инерции сечения полуцилиндра радиусом R определяется выражением: . Наибольший прогиб наблюдается при $x = R$ и равен: .

Расчеты, проведенные для реальных размеров электродной системы с радиусом поля 10 мм, показывают, что прогиб сильно зависит от длины электродной системы, но мало зависит от ее толщины (рис. 2). Это связано с уменьшением массы электрода и, следовательно, распределенной нагрузки при уменьшении толщины электрода.

Рассчитанные значения прогибов не превышают 1 мкм при длине электродной системы до 400 мм, что является вполне допустимым, так как реальные электродные системы квадрупольного фильтра масс редко имеют длину более 300 мм. Поэтому искажениями, связанными с прогибом протяженной электродной системы под действием собственного веса в реальных системах, вполне можно пренебречь.

Совсем другая картина наблюдается, если исследовать поведение электрода

квадрупольной ГЭС при наличии внешней сосредоточенной нагрузки P . Самый

неблагоприятный вариант в этом случае наблюдается, если нагрузка приложена к

середине электрода (рис. 1,в). В этом случае момент сил определяется выражением , а

прогиб электрода .

Прогиб электрода в середине .

В этом случае наблюдается линейная зависимость прогиба от приложенной

сосредоточенной нагрузки (рис. 2,б). Причем тангенс угла наклона соответствующей

прямой зависит от длины электродной системы и от ее толщины.

Как видно из приведенных расчетов, уменьшение прогиба связано в основном с

уменьшением длины свободной части электрода. В реальных электродных системах это

приводит к необходимости увеличения количества керамических изоляторов,

обеспечивающих взаимное крепление электродов друг относительно друга и их

электрическую изоляцию. Для обеспечения повышенной устойчивости квадрупольных

ГЭС к внешним механическим воздействиям установку изоляторов нужно проводить

через 50...60 мм.

Для отработки конструкции и технологии изготовления квадрупольных ГЭС

моноблочного типа с учетом возможности их использования для работы на передвижных

объектах были проведены их механические испытания на устойчивость к ударным и

вибрационным воздействиям.

Для проведения соответствующих экспериментов использовалась гиперболоидная

квадрупольная электродная система с радиусом поля 8,2 мм и длиной 66,6 мм,

разработанная для создания масс-анализатора в рамках программы «Марс-96».

Электродная система закреплялась в концевых областях в массивных стальных

оправках, имитирующих крепежную и изолирующую керамику, которые в свою очередь

крепились к платформе испытательных стендов, при этом продольная ось z

анализатора располагалась горизонтально, ориентация электродов относительно осей

x

и

у

показана на рис. 3,а. В процессе проведения механических испытаний периодически

изменялись профили полеобразующих электродов и характерный размер электродной

системы – радиус поля. Измерения проводились на оптическом измерительном

микроскопе с ценой деления 5 мкм и рычажным микрометром с ценой деления 2 мкм.

Для вибрационных испытаний использовался стандартный стенд модели ВУ-15,

позволяющий создавать синусоидальную, вертикально направленную вибрацию в

диапазоне частот от 15 до 85 Гц и с перегрузкой до 15g. Результаты проведенных

вибрационных испытаний показали, что разработанные квадрупольные тонкостенные

масс-анализаторы и система их крепления устойчивы к вибрационным нагрузкам во всем

диапазоне частот и значений перегрузок. Изменение геометрии квадрупольной ГЭС при

виброиспытаниях не обнаружено.

Испытания разработанной квадрупольной ГЭС на устойчивость к ударным нагрузкам

проводились на стандартной ударной электродинамической установке типа УУЭ-2/200.

Установка позволяла получать следующие параметры удара: ускорение от 2 до 200g при

длительностях ударного импульса от 2 до 14 мкс. Установка обеспечивала работу как в

режиме одиночных импульсов, так и в частотном режиме с плавной регулировкой до 200

ударов в минуту. Направление удара – вертикальное.

Результаты ударных испытаний квадрупольной электродной системы АНК-8,2/66,6

приведены на рис. 3 и показывают следующее. Изменение радиуса поля электродной

системы для фиксированного числа ударов $N=50$ для каждого значения ускорения

наблюдается, начиная со значений ускорения $i100$

g

. При этом происходит деформация концевых областей, которая приводит к уменьшению

радиуса поля. Величина этой деформации по ударной оси (

x

) в несколько, 2-5 раз выше, чем по другой оси (

у

) и составляет величину 50 и 10 мкм соответственно для ускорения 100

g

, и 260 и 145 мкм для ударного ускорения 200

g

Для выяснения динамики деформаций значение ударного ускорения фиксировалось

(100 и 200g), а измерения проводились после каждых 10 ударов, рис. 3,б. Результаты

соответствующих экспериментов показывают, что в случае ударного ускорения, равного

100 g , наблюдается практически линейный рост изменения радиуса поля от

числа ударов, рис. 3,б, кривые 3 и 4. Для значений ударных ускорений 200g

соответствующие зависимости после 20-30 ударов выходили на пологий участок и

дальнейшей деформации концевой области практически не наблюдалось, рис. 3,б,

кривые 5 и 6. Характер изменения деформаций по ударной и неударной осям остался

таким же, как и на рис. 3,а. Интересно отметить, что повышение размера кристаллов

электрохимически осажденной меди уменьшает упругость и прочность осадка. Для

электродных систем из крупнокристаллической меди деформации с увеличением числа

ударов монотонно возрастают, рис. 3,б, кривая 7, что может привести даже к

разрушению концевых установочных щечек.

Проведенные механические испытания тонкостенных квадрупольных электродных

систем с устройствами их крепления, изготовленных по оригинальной технологии

методом электролитического формования, показали, что они устойчивы к вибрационным

нагрузкам в широком диапазоне частот и амплитуд и выдерживают до 20-25 ударов с

ускорением 100g и до 5 ударов с ускорением 200g. При этом уход характерных размеров

(радиуса поля) электродных систем не превышает 10 мкм, что находится в пределах

сохранения их эксплуатационных характеристик.

Биргер И.А., Мавлютов Р.Р. Сопротивление материалов. М.: Изд. МАИ, 1994.

Материал поступил в редколлегию 14.02.02

УДК 621.387

**В. Д. Анисимов, Ю. В. Киселев, Е. В. Тинина,
В.М.Яшкова**
**МИНИАТЮРНЫЙ НЕУПРАВЛЯЕМЫЙ ЗАЩИТНЫЙ
РАЗРЯДНИК**

Описан миниатюрный неуправляемый защитный разрядник на статическое напряжение пробоя 600 В.

Новые коммутационные системы в средствах связи, рост многообразия различной радиотехнической аппаратуры, возникновение новых режимов требуют расширения номенклатуры разрядников. Причем часто требуются разрядники для определенной аппаратуры малыми сериями. Разрядники относятся к недорогим коммутирующим приборам, так как от начала разработки до внедрения в аппаратуру проходит мало времени. Время можно существенно сократить, если при разработке в качестве основы использовать существующие элементы конструкций разрядников.

В данной работе описываются результаты такого способа разработки миниатюрного неуправляемого разрядника на статическое напряжение $U_{ст}$ пробоя 560-660 В, обеспечивающего два режима коммутации: I-10 пробоев при синусоидальном токе 2 А длительностью импульса 1с; II-10 пробоев при импульсном токе 10 нА и с формой импульса 8/20 мкс.

Миниатюрные неуправляемые разрядники имеют ряд базовых конструкций. Оболочки образуют керамические цилиндры диаметром до 10 мм с двумя электродами из сплава Na-Vu. Для стабилизации электрических параметров приборов на керамику наносят радиоактивный изотоп Ni-63 с активностью $\sim 0,05$ мКю и графитовые дорожки. Высота

приборов составляет 5-10 мм. Наполнение - инертные газы.

Анализ показал, что по электрическим параметрам наиболее близким к разрабатываемому разряднику являются разрядники Р-165 и Р-165-М [1,2]. Их конструкции были приняты базовыми. Получение необходимого статического напряжения пробоя при заданной конструкции на практике можно осуществить путем подбора типа катода, межэлектродного расстояния и наполнения прибора.

В ходе исследований было опробовано в качестве электродов два вида композиционных катодов: порошок никеля и алюмосиликата цезия (разрядник Р-165-1М), порошок вольфрам-никель-медь с алюмосиликатом бария и кальция (разрядник Р-165). Катоды представляют собой прессованные таблетки, спеченные в высокотемпературной водородной печи.

Анализ работы разрядников в заданных режимах при наполнении их аргоном показал следующее: катоды из материала с алюмосиликатом цезия не выдерживают подобные токовые нагрузки. У них напряжение $U_{ст}$ пробоя падает в амперном режиме на 100-150 В от нулевых замеров, а потом в килоамперном режиме доходит до 1000 В, что является недопустимым разбросом статического напряжения пробоя при эксплуатации прибора.

Испытания разрядников с электродами из материала с алюмосиликатом бария-кальция дали положительный результат (рис. 1,а). Разброс напряжения $U_{ст}$ пробоя при испытании образцов в обоих режимах не превышает 90 В (заштрихованная область).

Отрезок А представляет собой 1-й режим работы разрядников - синусоидальный ток 2А длительностью 1 с. Приборы прошли испытания десятью импульсами. Затем эти же разрядники испытывались в режиме II – импульсный ток 10 кА с формой импульса 8/20 мкс (отрезок В), в котором также 10 пробоев (участок В). В сумме получается 20 пробоев в режимах I и II. Напыление на керамическом корпусе наблюдается только напротив межэлектродного зазора. По результатам испытания можно сделать вывод, что катод из этого порошка является достаточно дугостойким. Это объясняется его структурой. Вольфрам, который обладает высокой стойкостью против ионной бомбардировки, образует каркас в структуре. Медь заполняет ячейки этого каркаса, принимая токовую нагрузку, так как она обладает высокой электронной теплопроводностью, а также служит охлаждающим расходуемым компонентом при воздействии электрической дуги на поверхность электрода. Никель способствует созданию беспористой структуры при

прессовании. Активная добавка алюмосиликата бария – кальция с низкой работой выхода повышает эмиссионные свойства катода.

В последнее время хорошо себя зарекомендовало наполнение миниатюрных разрядников в виде смеси аргона с водородом, в частности разрядник Р-165-1М.

Поэтому были проведены исследования с этим наполнением и катодами из порошка никель-алюмосиликат цезия, которые характеризуются лучшей эмиссионной активностью (рис.1,б). Смесь аргона с водородом способствует увеличению статического напряжения пробоя, что дает возможность уменьшить межэлектродное расстояние, так как это стабилизирует параметры приборов.

Результаты испытаний дали также положительный результат.

Для выбора межэлектродного расстояния и давления газа провели исследования зависимости статического напряжения пробоя от их произведения. Соответствующие кривые приведены на рис. 2.

Согласно полученным результатам, было установлено, что для обеспечения статического напряжения пробоя 560÷660 В при использовании катода вольфрам-медь-никель с алюмосиликатом бария и кальция и наполнения прибора аргоном заданному напряжению соответствуют значения межэлектродного расстояния 1,4-1,5мм и давления газа 40-50 мм рт.

ст., а разрядники с катодами из порошка никель-алюмосиликат цезия должны иметь межэлектродное расстояние 0,4-0,5 мм и газовое наполнение – смесь аргона и 10 % водорода при давлении 60-70 мм рт. ст.

едения давления газа на меж

Сравнение работы двух видов разрядников показало, что последний обеспечивает большую стабильность при эксплуатации в требуемых режимах. Поэтому он был выбран для дальнейшего производства.

Таким образом, по проведенным исследованиям можно сделать вывод, что, используя существующие конструкции разрядников с различными катодами, наполнением,

подбирая давление газа и геометрию разрядного промежутка, возможна разработка приборов на широкий диапазон статического напряжения пробоя.

Библиографический список

1. Анисимов В. Д., Бельский Д. П., Киселев Ю. В., Яшкова В. М. Неуправляемые газонаполненные разрядники и перспективы их развития//Электроника: Межвуз. сб. Рязань: РГРТА, 2001. С. 28-32.
2. Тинина Е. В., Яшкова В. М. Миниатюрный неуправляемый разрядник для емкостных накопителей энергии//Электроника: Межвуз. сб. Рязань: РГРТА, 2001. С. 43-46.

Материал поступил в редколлегию 12.02.02

УДК 621.08.04

Э.И. Соколовский, Е.В. Тинина

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ КАТОДА РАЗРЯДНИКА В ЦИКЛИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

Представлены результаты исследования теплового режима разрядника, работающего в циклическом режиме. По результатам экспериментальных и расчетных данных проведена оценка энергетической нагрузки катодной поверхности.

В связи с увеличением электрических мощностей, коммутируемых разрядниками при одновременном уменьшении габаритов разрядников, все большее значение приобретает анализ теплового режима электродов этих приборов. От особенностей теплового режима зависят надежность работы прибора и их срок службы. Анализ теплового режима осложнен отсутствием достоверных данных по энерговыделению в малогабаритных газоразрядных приборах и распределению тепловых источников по поверхности электродов.

В данной работе рассматривается возможность оценить параметры энерговыделения по поверхности катода путем экспериментальных исследований теплового режима.

Исследование температурного режима проводилось на миниатюрном металлокерамическом разряднике, конструкция которого детально описана в работе [1] (рис.1).

Рис.1. Конструкция экспериментального разрядника

Расстояние между катодом и анодом составляло 2 мм. Радиус рабочей поверхности электродов $r_0 = 3$ мм. В качестве материала электродов используется сплав 42 НА-ВИ. Основные теплофизические характеристики сплава: коэффициент теплопроводности $\lambda = 12 \dots 16$ Вт/(м·град), плотность $\gamma = 8,2$ г/см³, удельная теплоемкость $c = 0,5$ Дж/(г·град), температура плавления T

^{пл}
 $= 1450$ °С. Эти данные являются типичными для вакуумных материалов со средней тугоплавкостью (никель, железо и сплавы на их основе). Толщина электродов 0,6 мм. Разрядник наполняется смесью Ar + +10 % Н

²
до давления 50 мм рт.ст.

Исследования проводились в обычном для данных разрядников электрическом режиме при разряде накопительной емкости. Амплитуда коммутируемого тока составляла 50 А.

Для измерения температуры на поверхности электродов методом точечной сварки крепились термопары из сплавов хромель – алюмель. Места приварки термопар показаны на рис.1. Цифрами обозначены положения термопар: 1 – на аноде; 2,3,4 – на катоде. Термопары 1 и 2 располагались на оси прибора; 3 - на расстоянии $r_0/2$ от центра, 4 – на расстоянии r

⁰
(на краю катодного диска). Величина термо-ЭДС регистрировалась специально проградуированным микроамперметром. Как показали предварительные измерения, время стабилизации теплового режима составляло примерно 5 минут. Все основные исследования проводились по истечении этого времени.

Сопоставление теплового режима анода и катода показало, что в данном приборе разность температуры в наиболее нагретых точках анода и катода составляет 10 °С, что соответствует типичным условиям стационарных дуговых разрядов.

Распределение температуры по внешней стороне катода показано на рис.2.

Рис.2. Распределение температуры по внешней стороне катода

Данные получены при частоте следования импульсов 1 Гц и температуре окружающей среды $T_s = 20$ °С. При уменьшении частоты температура на краю катодного диска ($r = r_0$) приобретала значение, почти совпадающее с температурой окружающей среды, что затрудняло последующую оценку условий теплового баланса. Повышение частоты приводило к росту температуры в этой точке до значений, при которых в тепловом балансе катода значительная часть отводимой мощности обусловлена рассеиванием тепла поверхностью оболочки, что также было нежелательным при количественном анализе тепловых процессов.

Как видно из графика, распределение температуры по радиусу соответствует примерно линейной зависимости:

$$T(r) = T_m - \frac{T_m - T_0}{r_0} r, \quad (1)$$

где T_m – температура в центральной части ($r = 0$); T_0 – температура на краю ($r = r_0$).

Линейный характер зависимости температуры от радиуса существенно облегчает оценку теплоотвода с внешней стороны поверхности катода. В соответствии с общими закономерностями конвективного теплообмена [2] теплоотвод от элементарного участка радиусом r и шириной dr (рис.3) определяется:

$$dQ = \alpha dr (T - T_s), \quad (2)$$

где α – коэффициент теплоотдачи; $t_{\text{ср}}$ – температура окружающей среды.

Рис. 3. Схема решения задачи для определения отводимой от поверхности

катода мощности

Интегрируя уравнение (2) в пределах от $r = 0$ до $r = r_0$, получаем выражение для расчета мощности, отводимой от всего катодного диска:

(3)

Коэффициент теплоотдачи при свободно-конвективном теплоотводе от деталей малого размера $10 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град})$ [3]. Подставляя численные значения, полученные в результате измерений ($T_m = 55 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_0 = 25 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_s = 20 \text{ }^\circ\text{C}$), находим $P_0 = 4,24 \text{ мВт}$.

В условиях теплового баланса в установившемся режиме отводимая мощность равна подводимой. Величину подводимой мощности можно оценить на основе расчетных соотношений, описывающих процесс разряда накопительной емкости через газоразрядный промежуток.

Разрядный контур состоит из последовательно соединенных активного сопротивления R , разрядника P и конденсатора C , заряженного до напряжения U_0 . Уравнение баланса напряжений в цепи в некоторый момент времени имеет вид:

(4)

где I – ток разряда конденсатора; U_g – напряжение поддержания разряда на разряднике.

После умножения обеих частей уравнения (4) на Idt получаем уравнение, описывающее баланс энергии в любой момент времени:

$$\dots \quad (5)$$

Обозначим через t_p время горения разряда в приборе и проинтегрируем уравнение (5):

$$\dots \quad (6)$$

В данном выражении левая часть представляет энергию W_c , накопленную в конденсаторе и поступающую в контур при его разряде. В правой части первое слагаемое определяет энергию, потраченную на резистивный нагрев, второе – потерю энергии W_g на объеме разрядника.

Из законов электростатики имеем:

$$\dots \quad (7)$$

В процессе разряда конденсатора ток изменяется от максимального I_0 по экспоненциальному закону:

$$i = I_0 e^{-t/\tau} \quad (8)$$

где τ – постоянная времени цепи разряда конденсатора; $R_{\text{д}}$ – эквивалентное сопротивление дуги в разряднике.

Используя выражения (7) и (8), из (6) находим:

$$W_{\text{д}} = I_0^2 R_{\text{д}} \int_0^{\infty} e^{-2t/\tau} dt \quad (9)$$

В приближенном рассмотрении можно не учитывать долю энергии, остающуюся в конденсаторе на момент погасания разряда, ввиду малой ее величины.

Проинтегрировав (9), получим формулу для энергии дуги, выделившейся при одном цикле коммутации разрядника:

. (10)

В работе [1] для разрядников получена вольт-амперная характеристика, представленная на рис.4, по которой в области малых токов можно найти эквивалентное сопротивление $= 0,55 \text{ Ом}$.

Рис. 4. Типичная вольт-амперная характеристика для разрядников

В условиях эксперимента: $R = 24 \text{ Ом}$, $C = 1 \cdot 10^{-6} \text{ Ф}$, $U_0 = 1200 \text{ В}$, $f = \text{Гц}$. Таким образом, из формулы (10) находим:

Дж.

На электродах выделяется порядка 80 % от данной мощности, т.е. 0,0136 Вт, и распределяется практически поровну между катодом и анодом. Поэтому для мощности, выделяющейся на катоде, будем иметь приблизительное значение $P_k = 6,8 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}$, что удовлетворительно согласуется с результатами температурных измерений (4,8 мВт). Некоторое расхождение связано с тем, что при анализе теплового режима катода и расчете P не учитывались излучения с поверхности катода, неравномерность прогрева катода по толщине и теплоотвод оболочкой.

2

Библиографический список

1. Киселев Ю.В. Исследование электрических характеристик коротких разрядных промежутков среднего и высокого давления и разработка искровых разрядников // Дисс. на соиск. уч. степени д-ра техн. наук Рязань, 1981. 369 с.
2. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1977. 344 с.
3. Дульнев Г.Н. Тепло- и массообмен в радиоэлектронной аппаратуре. М.: Высшая школа, 1984. 247 с.

Материал поступил в редколлегию 1.02.02

УДК 621.385.624

А.А.Шишков
ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИНЕЙНОГО
ГРУППИРОВАТЕЛЯ ДВУХПОТОЧНОГО КЛИСТРОНА
С СИСТЕМОЙ АКТИВНЫХ РЕЗОНАТОРОВ,
РАБОТАЮЩИХ
НА ДВУХ ВИДАХ КОЛЕБАНИЙ

Рассматривается возможность расширения полосы частот клистроны за счет использования двух видов колебаний системы активных связанных резонаторов и особенностей его возбуждения.

В [1] рассмотрена принципиальная возможность увеличения полосы частот и выходной мощности клистронов за счет применения многопоточных электронно-оптических систем и системы связанных активных резонаторов, работающих на нескольких видах колебаний. В этой работе для расчета напряжений на зазорах резонаторов использовалась методика, основанная на представлении результирующего поля в виде суммы волн, многократно отраженных от концов распределенной системы. Для проведения практических расчетов метод собственных волн не совсем удобен, так как предполагает использование таких параметров, как фазовая постоянная, постоянная затухания, волновое сопротивление в режиме бегущей волны, коэффициент отражения, непосредственный расчет которых затруднителен. В данной статье для решения задачи о возбуждении распределенной системы используется другой подход, основанный на представлении поля в виде суперпозиции полей свободных видов колебаний резонатора с амплитудами, зависящими от условий возбуждения [2]. Преимущество такого подхода состоит в использовании при дальнейших расчетах традиционных параметров резонаторов: добротностей, характеристических сопротивлений, резонансных частот. При этом для системы из двух связанных резонаторов достаточно ограничиться лишь

двумя видами колебаний: с синфазными и противофазными напряжениями на зазорах и резонансными частотами и соответственно, полагая, что другие виды колебаний находятся далеко за пределами рабочей полосы частот.

Система из двух связанных активных резонаторов и распределение напряжения для двух рабочих видов колебаний изображены на рис.1.

Результирующее напряжение на каждом из зазоров резонатора представляет алгебраическую сумму напряжений двух видов колебаний и :

(1)

где индексы соответствуют зазорам, а апострофы - различным видам колебаний.

Для входного резонатора напряжения U_1 и U_2 , возбуждаемые одним источником мощностью P , определяются по известным соотношениям

, (2)

где $R_{1,2}$ - эквивалентное и характеристическое сопротивления, добротность, резонансная частота резонатора на соответствующих видах колебаний, f – текущая частота.

В дальнейшем параметры Q, r для двух видов колебаний полагались одинаковыми.

Рассмотрим теперь случай возбуждения системы двумя источниками. Для входного резонатора такими источниками являются два элемента связи, между которыми делится

поровну мощность входного сигнала со сдвигом по фазе j между колебаниями. Для последующих резонаторов такими источниками являются наведенные токи.

Соответственно, напряжения на зазорах получаются в результате сложения напряжений двух видов колебаний, каждое из которых возбуждается двумя источниками:

(3)

Здесь два индекса имеют парциальные напряжения, причем первый индекс – номер зазора, второй – номер источника. Парциальные напряжения на зазорах входного резонатора определяются по (2). Напряжения на последующих резонаторах возбуждаются наведенными токами с амплитудами $I_{i,j}$ и фазами $\varphi_{i,j}$. Из (3) получаем

где $i=1; 2$ – номер зазора, $\theta_{i,j}$ – угол расстройки резонаторов для каждого вида колебаний; разным апострофам соответствуют резонансные частоты двух видов колебаний; верхний знак для $i = 1$, нижний – для $i = 2$.

Амплитуды наведенных токов определяются в линейном приближении через амплитуды конвекционных токов по формулам, приведенным в [3].

На основе изложенной методики разработана программа расчета напряжений на зазорах и токов линейного двухкаскадного группирователя. Расчеты приведены для клистрона со следующими параметрами: длина волны 10 см, подводимая мощность одной секции 500 кВт, 37 лучевая ЭОС в каждой секции, первеанс одного луча $0,3 \text{ мкА/В}^{3/2}$. Характеристическое сопротивление

r

= 50 Ом, добротности первого и второго резонаторов равны 25 и 40, разделение по частоте между видами колебаний резонаторов равно 10 %.

На рис.2 приведены частотные характеристики относительных амплитуд токов группирователя при возбуждении одним элементом связи. Видно, что на втором зазоре имеется провал в частотной характеристике почти до нуля. Следствием этого являются уменьшение КПД прибора более чем в два раза и появление провала в частотной характеристике всего прибора. На рис.3 приводится частотная характеристика токов линейного группирователя при возбуждении двумя элементами связи со сдвигом фаз между колебаниями, равным $\rho/2$. При одинаковых условиях возбуждения входного резонатора частотные характеристики сгруппированных токов в обеих секциях клистрона идентичны и не имеют провалов.

Приведенные результаты подтверждают возможность расширения полосы пропускания клистрона за счет использования двух видов колебаний в системе связанных активных резонаторов и получения частотной характеристики, в которой отсутствуют нерабочие участки.

Библиографический список

1. Шишков А.А. О возможности расширения полосы частот клистрона, использующего резонаторы, работающие на двух видах колебаний // Электронная техника: Межвуз. сб. научн. тр. / РГРТА. Рязань, 1999. С.38-40.

2. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Советское радио, 1957.

3. Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники СВЧ. М.: Советское радио, 1971.

Материал поступил в редколлегию 21.02.02

УДК 621.385

Э.И.Соколовский
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ЭЛЕКТРОДОВ
КАМЕРНОЙ КОНСТРУКЦИИ

На основе методов конформных отображений составлены расчетные соотношения, описывающие электростатическое поле в электродной системе камерной конструкции.

Электроды камерной конструкции находят широкое применение в электронном приборостроении благодаря возможности снизить приэлектродную напряженность электростатического поля. Частным случаем являются камерные аноды импульсных модуляторных ламп [1]. Внедрение таких анодов позволило примерно в два раза повысить напряжение электрического пробоя. Применение электродов камерной конструкции может активным образом повлиять на протекание ряда других процессов в электровакуумных и газоразрядных приборах. Кроме того, решение соответствующего уравнения Лапласа электростатического поля может рассматриваться как самостоятельная проблема в области тепловых задач, процессов диффузии и в ряде других отраслей науки и техники.

Одним из наиболее эффективных способов решения уравнения Лапласа является метод конформных преобразований [2]. В случае расчета поля электродной системы камерной конструкции можно выделить два варианта: плоскопараллельный (рис.1,а) и цилиндрический (рис.1,б). Для определенности внутреннему электроду (обычно отрицательной полярности по отношению к внешнему) присвоим название «катод», внешнему – «анод».

В исходной системе z_0 цилиндрических электродов координаты точек описываются выражением: $z_0 = re^{ij}$. В этой системе обозначений координаты катода: $r = R_k, 0 < j_k < 2p$; анода: $r_a = R_a, 0 < j_a < 2p$; координаты ребер: $(R$

a
– $h) \in r$

p
 $\in R$

a
, j

p
 $= 2pk/n$, где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$, n – количество ребер ($n = 2p R$

a
/p). Первое преобразование:

$$Z_1 = (z_0/R_a)^{(n/2)}. \quad (1)$$

В плоскости Z_1 конфигурация электродов приобретает вид, показанный на рис.2.

Координаты анода: $r_{a1}=1, 0 < (j_{a1} = j_a n / 2) < 2\pi$; ребер: $(1-h/R_a)^{n/2} \leq r_{p1} \leq 1, j_{p1} =$
 $k\pi$, где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$, катода: $r_{k1} =$

$$r_{k1} = (R_a / R_k)^{1/n} \exp(j_{k1})$$

. Поскольку обычно $n > 10$, следует, что $r_{k1} \approx$

$$r_{k1} \approx 1$$

В случае электродной системы плоскопараллельной конструкции исходной моделью для расчета электрического поля может быть координатная сетка $z_0 = x + jy$ (рис.3). В этой системе координаты катода:

$$x = 0, -\frac{a}{2} < y < \frac{a}{2}$$

$$x = X, -\frac{a}{2} < y < \frac{a}{2}$$

$$x = X, y = Y, r_{pk} =$$

Первое преобразование для плоскопараллельного варианта:

$$Z_1 = \exp(\rho z_0/\rho) / \exp(\rho X_a/\rho). \quad (1a)$$

В результате преобразований конфигурация электродов приобретает вид, аналогичный предыдущему (рис.2). Координаты анода: $r_{a1}=1$, $0 < j_{a1} < 2\rho$; ребер: $\exp(-\rho \times h/\rho) \in r_{p1} \in 1$, $j_{p1} =$

$$k_1 = \exp[-\rho X_a$$

$$/ \rho], \quad 0 < j_{a1}$$

$$k_1 < 2\rho. \text{ Поскольку обычно } (\rho X_a$$

$$/ \rho) > 1, \quad r_{p1}$$

$$k_1 < < 1.$$

Следующее преобразование известно как “преобразование Жуковского”:

$$Z_2 = (Z_1 + 1/Z_1)/2. \quad (2)$$

В результате этого преобразования конфигурация электродов приобретает вид, показанный на рис.4.

Координаты анода: $Z_{a2} = \cos(j)$, т.е. $0 < r_{a2} < 1$, $j_{a2} = k\rho$. Ребра становятся продолжением анода, образуя отрезок ab , с координатами крайних точек: $\pm(r$

$$m + 1/r$$

$$m), \text{ где } r$$

$$m$$

$$= (1 - h/R$$

a
)
n
/2

– для цилиндрических и r

m
=

$= \exp(-\rho h/\rho)$ – для плоскопараллельных электродов. Форма катода представляется в виде овала, близкого по форме окружности с радиусом $r_{k2} \gg 1/(2r_{k1})$, $r_{k2} \gg 1$.

Следующее преобразование состоит в масштабном изменении размеров, при котором форма электродов не изменяется:

$$Z_3 = 2Z_2 / (r_m + 1/r_m). \quad (3)$$

В плоскости Z_3 отрезок ab занимает участок от -1 до 1 , поэтому последующее преобразование на плоскость Z_4 с помощью обратной функции Жуковского превращает этот отрезок в окружность единичного радиуса. Последние два преобразования можно объединить:

(4)

При записи в цилиндрической системе координат

(5)

где

$$L = r_m + 1/r_m,$$

,

,

,

.

Для цилиндрической электродной системы $r_1 = (r/R_a)^{n/2}$, $j_1 = nj/2$. Для плоскопараллельной

$$= \exp(\rho x / \rho) / \exp(\rho X$$

$$/ \rho), j$$

$$= \exp(\rho y / \rho).$$

Последней операцией является приведение координатной сетки электродов к масштабу плоскопараллельного поля с потенциалом на аноде, равным U_a , и потенциалом катода, равным 0:

$$W = U + jV = U_a [\ln(Z_4 / r_{k4}) / \ln(r_{a4} / r_{k4})]. \quad (6)$$

Отсюда

$$U = U_a [\ln(r_4 / r_{k4}) / \ln(r_{a4} / r_{k4})], \quad V = U_{aj4} \ln(r_{k4} / r_{a4}).$$

При расчете поля в области катода следует учитывать, что, поскольку $r_{k1} \ll 1$ и $r_{k1} \ll r_m$, то

r k4»

$2/[r$

k

1

$(r$

m

$+1/r$

m

)]. В этой области элек-

тродной системы погрешность расчета максимальна. Погрешность быстро падает при переходе в область анода.

Точность расчета можно существенно повысить применением численных методов. В этом случае данная методика может рассматриваться как первое приближение.

Библиографический список

1. Гордеев Р.Н., Феоктистова Ш.И., Школьник В.И. Повышение надежности импульсных модуляторных ламп //Электронное приборостроение. М.;-Л.: Энергия, 1966. С.51-65.
2. Миролубов Н.Н., Костенко М.В., Левинштейн М.Л., Тиходеев Н.Н. Методы расчета электростатических полей. М.: Высшая школа, 1963. 415 с.

Материал поступил в редколлегию 05.02.02

УДК 531.788

В.К. Базылев, А.В. Щеглов
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ,
ОСНОВАННОГО НА РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ
МОЛЕКУЛАМИ ГАЗА, В ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ НИЖЕ
0,1 ММ РТ. СТ.

Приведены результаты исследования зависимости манометрической чувствительности

от давления газа в области ниже 0,1 мм рт.ст. для метода измерения давления газа, основанного на рассеянии электронов молекулами в скрещенных электрическом и магнитном полях при индукции магнитного поля больше критической. Показано, что снижение манометрической чувствительности обусловлено электрон-электронными столкновениями.

Метод измерения давления газа, основанный на рассеянии электронов молекулами в скрещенных электрическом и магнитном полях при индукции магнитного поля больше критической, позволяет измерять давление в диапазоне 10^{-5} – 760 мм рт. ст. [1]. В области низких давлений, когда средний интервал времени между столкновениями электрона с молекулой больше периода циклоиды, метод базируется на предположении, что электроны могут достичь анода только за счет рассеяния на молекулах. Из него следует, что среднее время дрейфа электронов к аноду обратно пропорционально давлению. Если использовать для измерения давления информативный параметр, обратно пропорциональный времени пролета, то должна наблюдаться его линейная зависимость от давления. Однако в эксперименте наблюдаются нелинейная зависимость этого параметра и низкая манометрическая чувствительность в области давлений ниже 0,1 мм рт. ст. (при снижении давления на четыре порядка измеряемый информативный параметр уменьшался на порядок). В настоящей работе исследовалась причина уменьшения манометрической чувствительности метода в области давлений ниже 0,1 мм рт.ст.

Методика измерения давления состояла в том, что на анод датчика в виде цилиндрического магнетрона (расстояние между анодом и катодом 2 мм, длина катода 30 мм) подавалось переменное напряжение в виде меандра с амплитудой 7,5 В. Вдоль оси датчика накладывалось магнитное поле с индукцией 63 мТл, много большей критической (6 мТл). Частота меандра увеличивалась от 5 Гц до значения, при котором постоянная составляющая тока катода уменьшалась в два раза. Эта частота спада (f_{05}) являлась мерой давления газа. Предполагалось, что уменьшение тока происходит на частоте, при которой длительность положительного полупериода напряжения становится соизмеримой с временем дрейфа электронов от катода к аноду.

На рис.1 представлена зависимость частоты спада от давления воздуха, которая имеет нелинейный характер. Качественно объяснить причину нелинейности можно, если допустить, что электроны накапливаются в межэлектродном промежутке в положительный полупериод анодного напряжения. Накопление приводит к тому, что

уход электронов на анод становится возможным за счет как электрон-молекулярного рассеяния, так и электрон-электронных взаимодействий. Хотя однопоточного характера движения из-за малой плотности тока эмиссии (4×10

-10

A/cm

2

) в соответствии с экспериментальным критерием, приведенным в работе [2], быть не могло, имелись другие возможности накопления электронов, например за счет неортогональности векторов магнитного и электрического полей в межэлектродном промежутке, конечной длительности фронтов импульсов напряжения и др. Накопленные за положительный период анодного напряжения электроны должны уходить на торцевые крышки датчика в отрицательный полупериод, двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля за счет составляющей скорости, направленной вдоль оси датчика. Если время накопления электронов меньше длительности положительного полупериода анодного напряжения, то с ростом частоты напряжения постоянная составляющая тока, текущего на торцевые крышки, должна увеличиваться, поскольку растет число актов накопления и ухода электронов на торцевые крышки в единицу времени. На рис.2 представлена зависимость постоянной составляющей тока на торцевые крышки от частоты при давлении остаточного газа 10

-6

мм рт. ст., амплитуде меандра 7,5 В и индукции магнитного поля 63 мТл, которая подтвердила предположение о её росте при увеличении частоты. Следовательно, можно предполагать накопление электронов в межэлектродном промежутке.

Рассеяние электронов на молекулах должно уменьшать скорость их накопления. Поэтому с уменьшением давления скорость накопления должна увеличиваться. Следовательно, при давлении, когда электрон-молекулярное рассеяние становится сравнимым с электрон-электронным, должен наблюдаться рост частоты f_{05} при понижении давления. По этой причине на зависимости частоты f

05

от давления следует ожидать минимум. Такой минимум наблюдался при использовании в качестве датчика давления магнетрона с накаливаемым катодом с межэлектродным расстоянием 2 мм и индукцией магнитного поля 195 мТл при амплитуде меандра выше 120 В. На рис. 3 представлена зависимость частоты спада от давления аргона в диапазоне давлений $0,5 \times 10$

-7

-1,2×10

-5

мм рт. ст. при амплитуде напряжения 300 В. Положение минимума смещалось в область низких давлений при уменьшении амплитуды меандра.

Таким образом, уменьшение манометрической чувствительности метода измерения при

снижении давления объясняется наличием двух механизмов ухода электронов из межэлектродного промежутка на анод при индукции магнитного поля больше критической. Один из них связан с электрон-молекулярным рассеянием, а другой - с электрон-электронным.

Библиографический список

1. Базылев В.К. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2000. Т. 64. № 7. С. 1382 – 1383.

2. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн. Под общ. ред. академика АН УССР А.Я. Усикова. Киев: Наукова думка, 1986. 366 с.

Материал поступил в редколлегию 05.02.02

Р.А. Рафиков **ИМПУЛЬСНЫЙ МОДУЛЯТОР**

Предложено устройство для формирования импульсов высокого напряжения, основанное на ступенчатом заряде емкостного накопителя и позволяющее оперативно изменять отношение напряжения на нагрузке к напряжению источника питания.

В импульсном модуляторе с полным разрядом емкостного накопителя, собранном по канонической схеме, максимальное значение напряжения на нагрузке не превышает напряжения источника питания. Габариты высоковольтных устройств в большой степени определяются величиной напряжения. Вследствие этого естественно стремление к уменьшению числа элементов, находящихся под высоким напряжением. В случае импульсных модуляторов это означает стремление увеличить отношение напряжения на нагрузке к напряжению источника питания. Решение задачи осуществляется путем модификации разрядных и зарядных цепей.

В первом случае применяют многоступенчатые формирующие линии, импульсные трансформаторы [1] или неоднородные формирующие линии [2].

Во втором – используют трансформаторный заряд [3,4] либо заряд емкостного накопителя с энергией, запасенной в индуктивном накопителе [5].

Каждый из рассмотренных вариантов увеличения отношения напряжения на нагрузке к напряжению источника питания имеет свои преимущества и недостатки, в разной степени выраженные в тех или иных областях применения.

В данной работе предлагается еще один вариант увеличения упомянутого отношения. Задача решается путем изменения способа заряда формирующей линии. Из соотношения $\frac{U}{E}$, связывающего текущее значение напряжения на линии с начальным напряжением E , напряжением источника питания E и резонансной частотой зарядного контура ω , следует, что если после каждого цикла диодно-резонансного заряда накопителя осуществлять его перезарядку, то амплитуда напряжения на накопителе будет расти по закону $U = E e^{n}$, где n – число циклов заряда.

Электрическая схема устройства изображена на рисунке.

Работа его сводится к следующему.

В интервале времени между двумя очередными коммутациями ключа K , обеспечивающими протекание тока по разрядной цепи, происходит несколько циклов диодно-резонансного заряда формирующей линии FL от источника E через индуктивность L с перезарядом через индуктивность L и ключ K в каждом цикле. В результате напряжение на формирующей линии достигает значения, превышающего $2E$, причем коэффициент превышения управляем и определяется числом циклов заряда.

Кроме уменьшения габаритов источника при таком способе заряда накопителя становится возможным также снижения уровня высоковольтной изоляции зарядного дросселя. Возможность управления напряжением на нагрузке путем изменения количества циклов перезаряда позволяет в некоторых случаях избавиться от мощных и громоздких регуляторов напряжения. Этот же эффект может быть использован для построения мощного амплитудного модулятора импульсных сигналов, глубина модуляции в котором определяется количеством управляющих сигналов, подаваемых на ключ K .

паузе между управляющими сигналами, подаваемыми на ключ .

Устройство защищено патентом РФ .

Библиографический список

1. Ицхоки Я.С., Овчинников Н.И. Импульсные и цифровые устройства. М.: Советское радио, 1972. 592 с.
2. Литвиненко О.Н. Формирующие трансформирующие цепи. М.: Советские радио, 1974. 192 с.
3. Гнедин И.Н., Печковский А.К., Пшеничников В.И. Модулятор с резонансно-трансформаторным зарядом емкостных накопителей // Электронная техника. Сер.4. Электровакуумные и газоразрядные приборы. 1977. Вып.9. С.145-148.
4. Васильев В.В., Луконин Е.И., Фурман Э.Г. Импульсная система заряда формирующей линии ускорителя с высокой частотой срабатывания // ПТЭ. 1987. Вып.6. С.81-83.

5. Любутин С.К., Месяц Г.А., Рукин С.Н. и др. Генерирование высоковольтных субнаносекундных импульсов с пиковой мощностью 700 МВт и частотой повторения до 3,5 кГц // ПТЭ. 2001. Вып.5. С.80-88.

Материал поступил в редколлегию 04.03.02

УДК 681.532.8

А.В. Зуев, А.А. Пашков
АВТОМАТИЗАЦИЯ ЮСТИРОВКИ
КАТОДНО-СЕТОЧНОГО УЗЛА ИМПУЛЬСНОЙ
МОДУЛЯТОРНОЙ ЛАМПЫ ГМИ-57Б

Рассмотрены основные требования, предъявляемые к параметрам автоматизированной системы юстировки катодно-сеточного узла электронной лампы с расслоенным потоком.

На основе электронно-оптической системы расслоения [1], обеспечившей высокие значения удельного первеанса электронного потока и коэффициента токопрохождения через крупноструктурную сетку с низкой электрической проницаемостью, был разработан ряд принципиально новых импульсных модуляторных ламп (ИМЛ), имеющих лучший по сравнению с отечественными и зарубежными аналогами комплекс параметров [2]. Параметры таких приборов в значительной степени определяются точностью азимутального совмещения остриев профилированной сетки (рис.1). При производстве ИМЛ ГМИ-57Б юстировка катодно-сеточного узла (КСУ) выполняется визуально, когда монтажница вращает катодный узел относительно сеточного и точность совмещения определяется "на глазок" в плоскости торца катода. Следствием такой технологии сборки являются: значительная трудоемкость, низкая производительность, субъективность в оценке точности юстировки, невозможность обеспечить наилучшую юстировку по всей высоте катода с учетом реально существующих отклонений от номинальных величин размеров, формы и взаимного положения деталей и узлов лампы. В то же время было показано [3], что для конкретных экземпляров катодного и сеточного узлов, изготовленных с определенными допусками, наилучшую юстировку можно выполнить емкостным способом. При таком способе вначале определяется такое угловое положение катодного узла относительно сеточного, при котором входная емкость катод – сетка будет минимальна, что соответствует наименьшему межэлектродному эксцентриситету. А на втором этапе при повороте катода относительно сетки в пределах угла, соответствующего примерно половине периода системы, отыскивается максимум емкости, что соответствует наилучшей юстировке КСУ. Этот процесс может быть автоматизирован, и для разработки автоматизированной системы юстировки необходимо на первом этапе выработать требования к точности измерения межэлектродной емкости и точности поворота катодного узла относительно сеточного.

Результирующая ошибка юстировки определяется погрешностями изготовления деталей и сборки узлов, а также ошибками выполнения собственно операции азимутальной юстировки. К основным погрешностям сборки катодного и сеточного узлов, приводящим к угловому отклонению остриев катода от середин соответствующих траверс сетки, относятся:

ε_n – неконцентричность между посадочным размером цилиндра ножки и нижним торцом катододержателя;

ε_c – неконцентричность между цилиндром ножки и цилиндрическим стаканом сеточного узла, в который вставляется катодный узел;

ε_k – неконцентричность между верхним торцом катода и нижним торцом катододержателя.

Если между катодом и сеткой в некотором поперечном сечении величина неконцентричности равна ε , а два острия катода совпадают по углу с серединами траверс (см. рис.1), то можно показать, что при числе периодов $n \geq 18$ средняя величина углового отклонения между катодом и сеткой равна $\Delta\varphi \approx 0,633\varepsilon/R_c$, где R_c – радиус сетки. Оценим величину $\Delta\varphi$ с учетом номинальных размеров деталей и допусков на их изготовление: $\varepsilon_n = 0,03$ мм; $\varepsilon_c = 0,06$ мм; $\varepsilon_k = 0,03$ мм; $h_k = 12$ мм – высота катода; $h_d = 38$ мм – высота катододержателя; $R_c = 4,15$ мм. Средняя по высоте неконцентричность катода равна $\varepsilon_{ko} = \varepsilon_k(1 - 0,5h_k / h_d)$, а среднее отклонение от концентричности между катодом и посадочным размером цилиндра ножки ε_{kn} можно рассчитать в предположении независимости и случайности величин ε_n и ε_{ko} : $\varepsilon_{kn}^2 = (\varepsilon_n^2 + \varepsilon_{ko}^2)$. Для наихудшего сочетания погрешностей сборки узлов минимальная величина средней неконцентричности между катодом и сеткой может быть рассчитана по формуле

$$\varepsilon_{\min} = 0,5 [e^2 + (c - e)^2] / c,$$

$$\text{где } e = \varepsilon_k + (\varepsilon_{kn} - \varepsilon_{ko}) - \varepsilon_c, \quad c = \varepsilon_k h_k / h_d.$$

Следовательно, рассмотренные погрешности сборки КСУ приведут к возникновению углового рассовмещения между остриями катода и траверсами сетки, средняя величина которого равна

$$\Delta\varphi \approx 0,316(e^2 + (c - e)^2)/(c R_c) \approx 0,0073 \text{ рад} \approx 0,42^\circ.$$

Исходя из анализа влияния углового рассовмещения на токопрохождение было установлено, что если средний угол рассовмещения не превышает $\Delta\varphi_{\max} = 15/n = 15/24 = 0,625^\circ$, то токопрохождение снизится не более, чем на 1%. Следовательно, погрешность

самой операции угловой юстировки должна быть не хуже $\Delta\varphi_{\text{о}}^2 \leq \Delta\varphi_{\text{max}}^2 - \Delta\varphi_{\text{о}}^2$,
т.е. $\leq 0,46$

о

.

Точность выполнения автоматизированной юстировки катодно-сеточного узла в первую очередь зависит от дискретности поворота $\Delta\alpha$ катодного узла относительно сеточного, выполняемого шаговым двигателем, и точности измерения межэлектродной емкости. Для оценки требований к величине угла поворота катодного узла и допустимых погрешностей измерения емкости было выполнено математическое моделирование процесса нахождения максимума межэлектродной емкости. В качестве функции изменения емкости от угла поворота была взята синусоидальная функция. Погрешность измерения емкости моделировалась суммированием функции ошибки δC , которая представляла случайную величину с нормальным распределением и задаваемой дисперсией, определяющей ошибку измерения. Вычисление необходимых для моделирования случайных чисел выполнялось по методу Белла [4]. Кроме того, для учета влияния дискретности шага поворота катода при моделировании менялся шаг выборки функции. После задания ошибки измерения и шага поворота выполнялось модели-

рование измерения емкости при данном дискретном угле поворота. Количество измерений примерно на 30 % превышало величину, соответствующую одному периоду катода. После этого простым методом перебора находился угол, соответствующий максимуму емкости, величина которого в условиях отсутствия погрешностей была заранее известна. Такие измерения при различных выборках случайных чисел повторялись 100 раз, после чего выполнялась их статистическая обработка – находились среднее зна-

чение угла, соответствующего максимуму емкости, и его дисперсия. Серия

моделирования выполнялась для различных дискретных углов поворота и различной ошибки измерений (рис.2).

Результаты моделирования позволяют оценить требования, которые необходимо предъявлять к точности прибора для измерения межэлектродной емкости и дискретности шага поворота механизма поворота катодного узла относительно сеточного в процессе их юстировки.

Библиографический список

1. Горбатов Д.Н. Электронно-оптическая система расслоения электронного потока // Электронная техника. Сер.Электроника СВЧ. 1989. Вып.9. С. 41- 46.
2. Горбатов Д.Н., Дуванова М.М., Зуев А.В. и др. Миниатюризированные импульсные коммутаторы // 100 лет радио: Сб. науч. тр. Рязань: РГРТА, 1995. С. 46-47.
3. А.с. 1493054, СССР МКИ Н01 J 9/02. Способ изготовления катодно-сеточного узла / Д.Н. Горбатов, А.В. Зуев (СССР). № 4325127; Заявл. 09.11.87; Оpubл. 08.03.89.
4. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 278 с.

Материал поступил в редколлегию 11.03.02

УДК 539.25 - 004.5

И.В. Закурдаев, Н.В. Жиженкова, О.В. Киреева, А.В. Пронина
ИНФОРМАЦИОННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КУРСА
«МЕТОДЫ СКАНИРУЮЩЕЙ ТУННЕЛЬНОЙ И
АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ»

Рассматриваются вопросы, связанные с разработкой и внедрением в учебный процесс электронного обучающего комплекса «Методы сканирующей и атомно-силовой микроскопии» и обосновывается необходимость применения данной формы обучения. Приводится структура электронного обучающего комплекса и рассматриваются перспективы его развития и наращивания.

Электронный обучающий комплекс создан в рамках гранта МКП НТО Минобразования России за 1999-2000 гг.

Постановка задачи

Задача анализа поверхности на атомно-молекулярном уровне возникла в связи с возрастающей ролью поверхности твердого тела в современных технологиях производства изделий электронной техники. Прямое отображение геометрической и электронной структур поверхности с разрешением на атомном уровне стало реальностью после создания сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) [1]. СТМ и другие зондовые методы атомного разрешения заняли лидирующее положение в исследовании живой и неживой природы, технологии изделий наноэлектроники. Во всем мире изучению данных методов и их практическому применению посвящены многие курсы в вузах физических, технологических и биологических направлений. Более того – работы в данной области были отмечены Нобелевскими премиями по физике: в 1973 году ее присудили Л. Эсаки, А. Джайверу и Л.Д. Джозефсону за разработку метода туннельной спектроскопии; в 1986 году ее обладателем стали Г. Биннинг и Г. Рорер за изобретение сканирующего туннельного микроскопа; в 2000 году ее удостоился наш соотечественник Ж.И. Алферов. Объем информации по данной проблеме огромен. Авторы настоящей работы накопили большой экспериментальный материал по анализу структуры поверхностей металлов и полупроводников, что побудило их создать электронный обучающий комплекс с элементами моделирования и обработки данных, получаемых с помощью сканирующих зондовых туннельно-микроскопических и атомно-силовых методов исследования.

Сложная экономическая ситуация в России в последние годы не только обусловила резкое сокращение производства, но и усложнила подготовку студентов в области высоких технологий, сохранение интеллектуального потенциала в системе высшего образования. В связи с этим появилась необходимость дополнить традиционную форму обучения новыми дидактическими методами и средствами, которые используют компьютерные технологии и позволяют выйти на качественно иной уровень подачи учебного материала.

Данный электронный обучающий комплекс позволяет на доступном для студентов уровне как изучить теоретические основы зондовых методов, так и освоить практические навыки распознавания атомарного состава поверхности объектов с помощью компьютерной визуализации данной поверхности и возможности ее преобразования к адекватной для исследователя форме.

За период, проведенный студентом в вузе, количество знаний в мире практически удваивается. Темпы научно-технического и технологического прогресса сегодня таковы, что многие знания устаревают в течение 3-5 лет. Опережающее образование требует, чтобы новые знания поступали в систему образования непосредственно в процессе обучения. Поэтому возникло новое условие существования общества - перейти от образования "на всю жизнь", к образованию "через всю жизнь".

Одним из высокоэффективных направлений совершенствования методологии высшего образования является использование в учебном процессе электронного обучающего комплекса (ЭОК). Данная форма обучения базируется на преимущественно самостоятельном получении учащимися знаний по профессии и одновременно предусматривает использование широкого спектра как традиционных, так и новых информационных технологий [4].

Целью создания и внедрения в учебный процесс ЭОК по зондовым методам анализа поверхности, не требовательного к вычислительным ресурсам, является:

- предоставление студентам российских вузов различных технических специальностей возможности познакомиться с основами современных зондовых методов изучения поверхности, наиболее интенсивно развивающихся в мире, таких как СТМ и АСМ;
- получение необходимого опыта работы в режиме удаленного доступа непосредственно к зондовым микроскопам;
- освоение методики работы со сложной информацией, получаемой с помощью зондовых микроскопов, ее адекватная интерпретация и наглядное представление результатов исследования.

Созданный электронно-обучающий комплекс, ориентированный на современные информационные и коммуникационные технологии, позволит снизить "географический фактор" в сфере образования, т.е. увеличить доступность широкого круга студентов не только к теоретическому изучению последних достижений мировых "ноу-хау", но и непосредственно к зондовой аппаратуре в режиме удаленного доступа [2].

Содержание электронно-обучающего комплекса по методам зондовой микроскопии

Основной частью разработанного электронно-обучающего комплекса является база

знаний, состоящая из трех глобальных электронных компонентов (см. рис.1): теоретического – в виде электронного учебника с мультимедийным сопровождением, практического – в виде лабораторных практикумов, информационного – в виде базы данных изображений поверхностей, полученных зондовыми методами [3].

Теоретическая часть представляет собой электронный учебник, построенный по модульному принципу. Здесь рассматриваются теория, принципы действия и управления зондовыми методами атомного разрешения, методика расшифровки получаемой информации. Весь материал логически структурирован и изложен в последовательности, которая определяется сценарием данного электронного курса. Помимо чисто текстовой информации введен иллюстративный материал, а также широко используются компьютерные эффекты (мерцание, выделение цветом, звуковые эффекты, анимация). Электронный учебник позволяет получить более глубокие декларативные (теоретические) [5] знания за счет повышения его наглядности: использование большого объема экспериментальных иллюстраций, организация работы с базой данных и возможности мультимедиа затрагивают не только логические, но и эмоциональные каналы восприятия. В данную часть логически встроена также система проверки знаний студентов, содержащая теоретические вопросы по изучаемому курсу и варианты ответов.

Лабораторный практикум включает в себя элементы обучения процедуральным знаниям. В отличие от декларативных знаний (описания фактов, изложение теорий и т. д.), примером которых является электронный учебник, процедуральные знания формируют умение и способность применять изученную теорию на практике [5].

Лабораторный практикум представлен 4 электронными лабораторными работами:

-компьютерное управление зондовыми микроскопами;

-компьютерная визуализация структуры поверхности;

-компьютерная математическая обработка поверхностей, полученных зондовыми методами;

-кристаллография поверхности.

Каждая лабораторная работа имеет два компонента – методическое описание и программную оболочку, реализующую непосредственное выполнение лабораторной работы в диалоговом режиме. Методическое описание каждой лабораторной работы составлено таким образом, что по каждой заявленной в ней теме могут проводиться также исследовательские работы.

Экспериментальный материал представлен изображениями поверхностей, полученными с помощью зондового микроскопа. Каждое изображение сопровождается описанием и содержит ссылку на небольшой анимационный фильм, моделирующий физические процессы преобразования поверхностей под влиянием изменяющихся факторов внешней среды (температуры, напряжения, тока и др.).

Вышеописанная база знаний реализована в локальном варианте для персональных компьютеров. При использовании электронно-обучающего комплекса в системе дистанционного обучения она может быть трансформирована в базу данных с удаленным доступом. База данных содержит информацию, необходимую для обеспечения учебного процесса по изучению зондовых методов исследования поверхности на атомарном уровне. Она применима как при изучении теоретических основ этих методов в качестве сопровождающих иллюстраций учебника, так и при их практическом освоении, когда реальный эксперимент недостаточно нагляден или невозможен. За счет накопления достаточного объема фактического материала база

данных может быть востребована и при научных исследованиях в качестве справочного материала.

В ЭОК встроены модули, обеспечивающие интерфейс между пользователем (преподавателем или студентом) и системой.

Данный электронно-обучающий комплекс при дальнейшей разработке и наращивании новыми модулями может служить базовой основой для создания наукоемкого электронно-образовательного курса "Диагностика наноструктур" для системы дистанционного образования, который будет включать:

-компьютеры, объединенные по сетевой технологии с автоматизированным аналитическим и технологическим оборудованием (зондовыми микроскопами);

-электронный учебник с мультимедийным сопровождением;

-интерактивные лабораторные работы, проводимые без непосредственного доступа к технологическому оборудованию при удаленном компьютерном управлении им ;

-расширенную базу данных исследования морфологии поверхностей полупроводников, металлов и биологических объектов на наноуровне;

-задания, посвященные изучению технологических обработок наиболее часто используемых в нано-, микроэлектронике материалов;

-электронный пакет документов, регламентирующих взаимоотношения преподаватель - студент в условиях дистанционного обучения, а также вопросы, позволяющие контролировать уровень знаний студента на различных этапах подготовленности.

В заключение отметим, что интенсивное развитие электронных технологий обучения предоставляет хорошие дидактические возможности, реализация которых зависит в значительной степени от уровня методического обеспечения[6], поэтому целесообразны дальнейшее развитие методологии построения электронных обучающих комплексов, расширение сферы их возможного применения, а также включение их в учебные планы высшего профессионального образования.

Библиографический список

1. Бинниг Г., Рорер Г. Сканирующая туннельная микроскопия - от рождения к юности // Успехи физических наук. 1988. Февраль. Т. 154. Вып. 2.
2. Витухин В.Ю., Закурдаев И.В., Киреева О.В. Электронный учебник по методу сканирующей туннельной спектроскопии поверхности твердых тел// Тезисы Всероссийской научно методической конференции// ²Проблемы высшего технического образования ². Казань, 1999.
3. Витухин В.Ю., Закурдаев И.В., Киреева О.В., Шемарин К.В. Лабораторная база знаний по идентификации структуры поверхности твердых тел методами сканирующей зондовой микроскопии //Тезисы докладов конференции "Распознавание образов и анализа изображений РОАИ-5-2000". Самара, 2000. 27 с.
- 4.Соловов А. Информационные технологии обучения в профессиональной подготовке //Высшее образование в России. 1995. №5.
- 5.Ларичев О. И., Нарыжный Е. В. Компьютерное обучение процедуральным знаниям //Психологический журнал. 1999. Т. 20. №6.

6.Царев В. Преимущества дистанционного обучения // Высшее образование в России. 1999. №3.

Материал поступил в редколлегию 12.02.02

УКД 537.533.2

**Н.Н.Чадаев, Ю.В.Лынный, В.М.Геннадьев,
В.А.Иваников, Н.И.Шадрин**
**ОСОБЕННОСТИ ЭМИССИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ
НИТЕВИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ В НАНОСЕКУНДНОМ
ДИАПАЗОНЕ ВРЕМЕНИ**

Разработана методика оценки температуры неравновесно возбужденных электронов при предельных плотностях автоэлектронного тока. Показано, что при длительности управляющего импульса 1,5 мс и напряженности электрического поля $5 \cdot 10^7 - 10^8$ В/см возможен разогрев электронного газа в металле до температуры порядка 10 000 К.

Такие температуры позволяют дать объяснение anomalно большим уровням тока на спаде управляющего импульса.

При исследовании автоэлектронной эмиссии катодов из нитевидных монокристаллов золота в предельных режимах, при напряженности электрического поля у эмитирующей поверхности $5 \cdot 10^7 - 10^8$ В/см и плотностях тока до 10^9 А/см², были зарегистрированы anomalно большие токи на спаде импульса напряжения. Катоды представляли собой многоострийную (10^{-6} см²) систему нитевидных монокристаллов высотой 10-15 мкм и «диаметром» 50-100 ангстрем. Участок микрорельефа поверхности катода представлен на рис.1[1].

Рис. 1. Микрорельеф участка поверхности катода из системы

нитевидных монокристаллов золота

Измерения проводились в макетах, состоящих из катода, анода и двух сеток (первая управляющая, вторая антидинаatronная). Ток регистрировался на аноде, на который подавалось постоянное напряжение 5-7 кВ. На управляющую сетку подавались импульсы напряжения длительностью 0,5-1,5 нс. амплитудой до 2.5 кВ. Изменение температуры эмиттера от 77 до 300 К не приводило к изменению формы регистрируемых импульсов тока. Аномально высокие токи регистрировались в течение десятых долей наносекунды при таком уровне управляющего напряжения, при котором автоэлектронная эмиссия пренебрежимо мала или просто невозможна [1].

Одно из предположений о природе аномального тока – «разогрев» электронного газа в нитевидных кристаллах во время прохождения амплитудного значения тока. Для оценки возможной температуры электронного газа была предложена следующая методика.

По результатам измерений автоэлектронного тока на постоянном напряжении и в импульсном режиме строилась вольт-амперная характеристика, охватывающая пять порядков тока. По этой характеристике вычислялся «гипотетический» импульс автоэлектронного тока для соответствующих значений напряжения управляющего импульса. Гипотетический импульс совмещался с экспериментальными осциллограммами. Осциллограммы импульсов управляющего напряжения (U), зарегистрированного тока (I) и форма рассчитанного тока (I^*) представлены на рис.2.

Рис.2. Осциллограммы импульсов управляющего напряжения (U), анодного тока (I) и форма импульса рассчитанного автоэлектронного тока (I^*)

При расчетах температуры электронного газа полагали, первое, что при амплитудном значении напряжения, соответствующего напряженности электрического поля $8,22 \cdot 10^7$ В/см, все электроны с энергией Ферми туннелируют через потенциальный барьер, а все электроны с более высокими энергиями либо туннелируют, либо беспрепятственно проходят над барьером, а поэтому при максимальном токе «разогрев» электронов не может существенно повлиять на уровень регистрируемого тока автоэлектронной эмиссии. И второе - регистрируемый ток эмиссии пропорционален концентрации электронов, способных преодолеть потенциальный барьер на границе металл - вакуум.

Для максимальной напряженности электрического поля $8,22 \cdot 10^7$ В/см рассчитывался потенциальный барьер на границе металл-вакуум и по распределению электронов по энергии (при 300 К) вычислялась концентрация электронов с энергией выше уровня Ферми, обеспечивавшая ток автоэлектронной эмиссии при амплитудном значении импульса управляющего напряжения.

Далее для токов в контрольных точках на спаде импульса напряжения (соответствующих интервалу времени t_2 - t_3 , когда автоэлектронный ток невозможен) вычислялись потенциальные барьеры для соответствующих напряжений и концентрации электронов над барьерами, способные обеспечить соответствующие токи при выбранных напряжениях; строилось семейство распределений электронов по энергиям для различных температур и методом графического интегрирования рассчитывалась температура, при которой концентрация электронов над барьером могла обеспечить соответствующий ток.

Вторым способом оценки температуры электронов, в том же временном интервале, был расчет вероятной температуры по уравнению термоэлектронной эмиссии.

В интервале времени t_1 - t_2 (при малых уровнях автоэлектронной эмиссии) оценка температуры электронов проводилась по уравнению термоавтоэлектронной эмиссии. На рис.3 приведены рассчитанные значения температур на спаде импульса напряжения.

Рис. 3. Температуры электронов в нитевидном монокристалле, рассчитанные методами термоэлектронной эмиссии (ТЭЕ), термоавтоэлектронной эмиссии (ТАЭЕ) и с помощью распределения электронов по энергиям (F-D)

Полученные результаты подтверждают гипотезу одного из классиков эмиссионной электроники Г.Н. ШУППЕ о возможности разогрева электронов в металлических монокристаллах, диаметры которых составляют десятки ангстрем.

Полученные значения температур 8000-12000 К дают основание предполагать наличие падения напряжения на нитевидном монокристалле

на единицы вольт, что соответствует значениям, ранее рассчитанным с учетом плотности тока и удельного сопротивления кристалла. При этих условиях напряженность электрического поля в кристалле может составлять $5 \cdot 10^3 - 10^4$ В/см, что и может обеспечить «разогрев» электронного газа. Следствием этого является эмиссия неравновесно возбуждённых электронов, обеспечивающая аномально высокий уровень тока на заднем фронте импульса. Полагаем, что в нитевидных монокристаллах с попереч

ными размерами в десятки ангстрем не исключена возможность эмиссии неравновесно возбуждённых электронов не только с вершинки, но и с боковой поверхности, так как поперечные размеры монокристалла на порядок меньше длины свободного пробега электронов в золоте.

1. Чадаев Н.Н., Шуппе Г.Н. Эмиссия неравновесно возбужденных электронов из металла // Р и Э. 1987. Т.32. №8. С.1699-1706.

Материал поступил в редколлегию 12.02.02

УДК 537.533

С.В.Гаврилов, Е.Н.Моос **МОДЕЛЬНЫЙ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР И** **ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ**

Проведен анализ вида решений распределения плотности электронов для нескольких видов потенциальных барьеров: ограниченного твердого тела, полубесконечного с барьером ступенькой, полубесконечного с гладким барьером. Обсуждаются условия получения осциллирующих решений для электронной плотности. Приведен расчет электронной плотности при эмиссии электронов ($T \neq 0$).

В литературе обсуждается существование осцилляций электронной плотности на границе твердого тела (ТТ), получивших название осцилляций Фриделя. Однако сохраняется вопрос о реальности и причинах перераспределения электронов вблизи поверхности. Один из контраргументов состоит в утверждении, что осцилляции есть математический результат и зависят от вида модельного потенциала на границе ТТ.

Действительно, дифференциальные уравнения часто имеют осциллирующие решения. Например, для уравнения вида [1,2]

(1)

нетривиальное решение при постоянных коэффициентах всегда такого типа, если

· (2)

Сравнивая (1) со стационарным уравнением Шредингера, которое тоже является однородным дифференциальным уравнением

, (3)

видно, что коэффициенты (2) равны соответственно

и,

где U - постоянная величина. Это не позволяет, однако, рассмотреть задачу с гладким потенциалом на границе твердого тела. Для барьера–ступеньки (рис.1)

(4)

условие (2) для ограниченной области, например слева от нуля по оси Ox , выполняется и появляется осциллирующее решение.

Для барьера-ступеньки в области слева от точки начала отсчета координат уравнение

Шредингера запишется так

$$\dots \quad (5)$$

Рис.1. Барьер–ступенька: U - шкала энергий; $0x$ - шкала расстояний; U_0 - глубина потенциальной ямы; E_f - энергия Ферми; e_j - работа выхода

Его решение имеет вид стоячей волны [3]

$$\dots \quad (6)$$

где \dots и \dots - константы.

Плотность электронов в ТТ находим из интеграла [4]

$$\dots \quad (7)$$

Наложение на волновые функции дополнительных граничных условий приводит к их

«фазировке» на границе и подобному поведению.

Рассмотрим различные варианты моделирования потенциала на границе ТТ и изменения в поведении электронной плотности (7).

Например, задача для модельного ТТ, имеющего структуру бесконечной по глубине потенциальной ямы, эквивалентна условию и дает решение, представленное на рис.2. Здесь пространственные x и волновые k координаты имеют условные единичные значения, не связанные с конкретным веществом.

Из-за сложности реальной задачи возьмем гладкую модельную функцию [5] в потенциальном рельефе ТТ как более правдоподобную по сравнению со ступенчатым ходом потенциальной энергии U .

Например, для гладкой функции [3]

(8)

плавный ход потенциала, в том числе и внутри ТТ, не удовлетворяет условию (2), так как потенциальная энергия (8) уравнения Шредингера меняется с координатой. В этом случае вывод об осциллирующем характере

Рис. 2. Распределение плотности вероятности по координате x для ограниченного ТТ

решения становится не столь очевидным. Результат решения задачи для металлического Na с гладким потенциалом (8) представлен на рис. 3. Видно, что электронная плотность внутри ТТ постоянна (граница при значении $x=0$); с увеличением координаты x (при удалении от поверхности ТТ) концентрация электронов уменьшается почти по логарифмическому закону.

В то же время электронная плотность для модели барьера - ступеньки (рис.1) при эмиссии ($T \neq 0$) дает осцилляции электронной плотности (см. рис.4). Из графиков на рис.4 видно, что электронный поток вне ТТ, связанный с эмитируемыми электронами, всюду не равен нулю (внешнего поля нет).

Из [4] известно решение задачи с линейно меняющимся на границе ТТ потенциалом

(9)

где s - скорость нарастания потенциала ТТ. Внутри решетки U принимают постоянным, что автоматически удовлетворяет условиям (2) и приводит к осцилляции электронной плотности.

Рис.3. Распределение электронной плотности для кристаллического натрия

Однако для данной модели функция $U(x)$ хотя и является монотонной, но имеет резкое изменение (она непрерывна, но не имеет производной) в точке «сшивания» $x=0$.

Рис.4. Плотность электронов в эмиссионном потоке на границе ТТ ($x=0$):

а - линейный масштаб, б - полулогарифмический

В такой постановке рассматриваемая задача приобретает общий характер. Можно сделать вывод, что нарушение условия непрерывности и дифференцируемости ведет к осциллирующим решениям дифференциального уравнения Шредингера.

Библиографический список

1. Теория неоднородного электронного газа /Пер. с англ. под ред. С. Лундквиста и Н. Марча. М.: Мир, 1987. 400 с.
2. Хартман Ф. Обыкновенные дифференциальные уравнения. М., 1970. 350 с.
3. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т.3. Квантовая механика (нерелятивистская теория). 4-е изд., испр. М.: Наука, 1989. 768 с.
4. Mohammed A. E., Ghaly A. Y., and Frege O. M. Metal surface dipole moment and work function in the linear potential model. II. Nuovo Cimento. 1991. V. 13 D. N. 12. P.1439-1447.
5. Гаврилов С.В., Моос Е.Н. Расчет эмиссионных параметров в модели с гладким потенциалом // Проблемы электронной техники: Межвуз. сб. / РГРТА. Рязань, 1995. С.19-21.

Материал поступил в редколлегию 28.02.02

УДК 537.533

С. В. Гаврилов, Е. Н. Моос
ИЗМЕНЕНИЯ В АВТОЭМИССИОННЫХ
ХАРАКТЕРИСТИКАХ
С УЧЕТОМ СТРУКТУРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ
ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА НА ГРАНИЦЕ
ТВЕРДОГО ТЕЛА

Анализируются характеристики Фаулера – Нордгейма для различных кристаллографических направлений монокристалла Ir, покрытого пленкой Se. Обнаружено проявление дополнительной структуры потенциального вала как изменение хода $I=f(U)$ для области небольших полей.

Эмиссия частиц часто является основой для спектроскопических видов исследования и суждения об энергетической структуре твердого тела (ТТ). В последнее время в связи с развитием новых спектроскопических методов исследования вопросы физики эмиссии становятся особенно актуальными. Особенно это относится к таким современным и перспективным методам, как туннельная спектроскопия, где теория туннелирования электронов имеет ключевое значение. Эти методы благодаря своим возможностям исследования строения микрообъектов перспективны как для анализа поверхности, так и для нанотехнологии.

Для модельных представлений важно их подтверждение в других областях. Так, модель, ранее объяснившая положение максимума энергораспределения при термоэлектронной эмиссии [1], показала [2], что особенности в строении потенциала на границе твердого тела приводят к изменению вида поправки по Шоттки. Эта поправка дает отклонение тока эмиссии от прямой Фаулера – Нордгейма.

В данной работе ставится задача обнаружить особенности проявления дополнительного потенциального вала на эмиссионных спектрах, проводятся исследования обнаружения эмиссионных особенностей и обоснование общности модели на примере перспективной эмиссионной системы церий - иридий.

Объект исследования был тот же, что и в работе [3]. На монокристаллическое острие Ir наносилось несколько (около шести) монослоев Се. Осаждение проводилось при температуре 1700 К дающей равномерное покрытие в пределах кристаллографических граней. Измерения проводились при двух температурных режимах: 300 К и 120 К (охлаждение азотом для снижения уровня флуктуаций и уменьшения фактора теплового уширения спектров). Снимались: характеристики Фаулера – Нордгейма (см. рис.1 и 2), ширина энергораспределения на полувысоте и его асимметрия относительно энергии Ферми (см. рис.3). Энергетические состояния выше уровня Ферми заполнены в результате теплового возбуждения электронов. Измерения проводились для ориентаций {135}, {012}, имевших меньшую работу выхода, и {113} с большей работой выхода.

а) работа выхода 2,87 эВ, $T=300$ К

б) работа выхода 3,03 эВ, $T = 120$ К

Рис.1. Проявление потенциального вала в спектрах с относительно слабым полем при измерениях

В области относительно небольших значений поля, около 0,2 по шкале напряжений, наблюдаются отклонения тока от прямой Фаулера–Нордгейма в сторону меньшей скорости изменения тока от поля [изменение угла наклона зависимости $I=f(U)$]. Действия потенциального вала будут проявляться только при полях перехода к автоэмиссии (рис.1). Но с того же самого образца, при увеличении работы выхода, эмиссия может быть получена только при больших полях (рис.2). При увеличении поля положение ПВ на барьере меняется, что выводит его из области влияния на эмиссию [2].

Получена пропорциональность изменения полуширины (ПШ) на полувысоте работы выхода:

,

где E - напряженность поля, Δ – полуширина, ϕ - работа выхода [3], n - степень. Но из анализа следует, что это - аномальный эффект, так как из модели свободных электронов по Янгу следует, что полуширина обратно пропорциональна работе выхода и определяется как

а) работа выхода 3,16 эВ, $T = 300$ К

б) работа выхода 3,44 эВ, $T = 120$ К

Рис.2. Отсутствие проявления потенциального вала в спектрах с относительно сильным полем при измерениях

.

Наличие дополнительного ПВ на поверхности ТТ также может быть применено к объяснению уширения энергораспределения. Его можно приписать прохождению потенциальным валом области энергий Ферми [2], что должно сказаться на потоке автоэлектронов. Потенциальный вал изменит форму и ширину потенциального барьера в области, эмитирующей электроны.

Замечен различный вклад в уширения энергораспределения электронов, эмитирующих из зон выше и ниже уровня Ферми. Первая составляющая, связанная с темпера-

турным размытием незначительно изменяется при изменении поля. Та же часть энергораспределения, которая определяется электронами ниже энергии Ферми, обеспечивает все изменения полуширины (см.рис.3).

В дальнейшей работе предполагается воспользоваться методом численного эксперимента [1,2] для доказательства предложенных гипотез, качественно, объясняющих особенности автоэмиссии.

Библиографический список

1. Гаврилов С.В., Моос Е.Н. Распределение электронов по энергиям и особенности поверхностного барьера// Проблемы электронной техники: Межвуз. сб. / РГРТА. Рязань, 1996. С.31-35.

2. Гаврилов С.В. и Моос Е.Н. Поправка к работе выхода в нормальном эффекте Шоттки //Радиотехника и электроника. 2000. Т.45. №12. С.1499-1500.

3. Анисимов Н.А., Духовный О.В., Моос Е.Н. и Тумарева Т.А. Определение особенностей электронного строения твердотельных объектов на основе анализа энергетического спектра автоэлектронов //ФТТ. 1993. 35(3). С.552-556.

4. Young R. D. Theoretical total-energy distribution of field-emitted electrons //Phys. Rev. 1959. V.113. N.1. P.110-114.

Материал поступил в редколлегию 28.02.02