

558



LATVIJAS UNIVERSITĀTES ZINĀTNISKIE RAKSTI

ACTA UNIVERSITATIS LATVIENSIS

573

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ
БЕЗЭЛЕКТРОДНЫЕ
ИСТОЧНИКИ СВЕТА

ЛАТВИЙСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
Научно-исследовательская часть
Отдел спектроскопии

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ БЕЗЭЛЕКТРОДНЫЕ
ИСТОЧНИКИ СВЕТА

Научные труды

Том 573

Латвийский университет
Рига 1992

PT-75

573

УДК 535.33/35 + 621.327

Высокочастотные безэлектродные источники
света: Научные труды. Т. 573 / Отв. ред.
Э. Крауля. Рига: ЛУ, 1992. 127 с.

В статьях, вошедших в сборник, приводятся результаты исследований высокочастотных безэлектродных ламп (ВБЛ). Главные направления исследований связаны с усовершенствованием технологии изготовления, спектральной диагностики, с математическим моделированием спектральных линий. Работы выполнены в Латвийском и Московском университетах, Российском институте Радионавигации и Бремене и Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова.

Сборник рассчитан на специалистов, работающих в таких прикладных областях, как спектральный атомно-абсорбционный и атомно-флуоресцентный анализ, создание оптических приборов и источников света, диагностика окружающей среды, и нуждающихся в надежных источниках излучения многих химических элементов. Особо следует отметить лампы наполненные отделёнными изотопами элементов. Сборник рассчитан также на научных работников, специализирующихся в области оптики и спектроскопии, физики плазмы, и на студентов и аспирантов этих специальностей.

Табл. 8, ил. 25, библиогр. 194 назв.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Э. Крауля (отв. ред.), С. Путьня, А. Скудра

©

Латвийский
Университет
LĶE

424-4-02

4

Введение

Высокочастотные безэлектродные лампы (ВБЛ) широко используются как источники интенсивных атомарных спектральных линий в различных приборах и физико-технических устройствах. Потребность в стабильных источниках резонансного излучения особенно возросла в связи с применением атомно-абсорбционных и атомно-флуоресцентных методов в биологии, медицине, геологии, при решении экологических проблем и в атмосферной физике (А. Скудра, В. Хуторшиков).

В сборник включены статьи, посвященные вопросам совершенствования технологии изготовления ВБЛ с целью достижения больших интенсивностей, временной стабильности и удлинения срока службы. Особо следует отметить лампы, заполненные He (А. Скудра) и изотопами Hg (Н. Вязовицкая и др.). ВБЛ для вакуумно-ультрафиолетовой области спектра (А. Убелис). Важны и генераторы для питания ламп (Ю. Силин).

В сборнике также представлены работы по спектроскопической диагностике ВБЛ, которая позволяет найти оптимальные условия для высокочастотного разряда, включает исследования спектрального распределения интенсивности и контуров излучающих линий. Изучение распределения и интенсивности линий по спектру и контуров спектральных линий дает представление о процессах, происходящих при передаче энергии возбуждения, о плотности атомов, константах уширения при столкновениях с собственными и примесными атомами, о температуре высвечивающих атомов (С. Путняя, Д. Берзиня). Для корректного описания высвечивающих спектральных линий экспериментальные результаты сравниваются с модельными расчетами (Г. Ревалде). Флуктуации интенсивности излучения в рубидиевых лампах рассматриваются в статье М. Зейсковой и В. Хуторшикова, а измерительно-вычислительный комплекс для регистрации спектров и температуры спектральных ламп описан в статье О. Васильева и др. В работе У. Кандерса и др. показано, как высокочастотный разряд используется в физике твердого тела.

*А. Скудра
Латвийский Университет
(Рига)*

*В. Хуторицков
Российский институт
Радионавигации и Времени
(Санкт-Петербург)*

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ БЕЗЭЛЕКТРОДНЫЕ ЛАМПЫ С ПАРАМИ МЕТАЛЛОВ

Область применения ВБЛ

Наиболее распространенными источниками света линейчатого спектра в настоящее время являются газоразрядные приборы, среди которых особое место занимают высокочастотные безэлектродные спектральные лампы, наполненные однокомпонентными газами, смесью газов или смесью паров рабочего вещества и инертного газа. Эти лампы представляют собой баллон сферической или цилиндрической формы, лишенный газа и наполненный рабочим веществом. Разряд возбуждается с помощью высокочастотного генератора при частоте 10 - 300 МГц. При правильном выборе теплового режима, мощности возбуждающего поля и конструкции лампы и термостата в этих лампах возникает излучение узких интенсивных спектральных линий.

Высокая плотность оптического излучения обусловила широкое использование подобных источников света при исследовании радиоптического резонанса, сенсibilизированной флуоресценции, при изучении процессов столкновений, исследовании сдвигов и уширений и во множестве других физических экспериментов. Их широко применяют при атомно-абсорбционном, спектральном и атомно-флуоресцентном анализе. Кроме того, ВБЛ применяют в

гонометрах, квантовых стандартах частоты и других устройствах.

Основным требованием к источнику света при атомно-абсорбционном анализе является яркость излучения. Это связано с тем, что основными причинами флуктуаций при измерениях являются не внутренние шумы лампы, а дробовой шум фотоприемника. При увеличении интенсивности света отношение сигнала к напряжению шумов возрастает, пока ширина линии облучающего света остается уже линии поглощения. Это является следствием того, что сигнал пропорционален интенсивности света, точнее интегралу

$$A = \int_0^{\infty} I(\omega) \exp(-k_{\omega} l) d\omega = I_0 \int_0^{\infty} I(\omega) / I_0 \exp(-k_{\omega} l) d\omega,$$

где $I(\omega)$ - контур линии излучения; k_{ω} - коэффициент поглощения на частоте ω ; l - толщина поглощающего слоя. Шумы определяются шумом Шоттки $(\Delta I)^{1/2} = \sqrt{2e I \Delta \Omega}$, где i - фототок; e - заряд электрона; $\Delta \Omega$ - полоса, в которой измеряют шум. Таким образом, шумы пропорциональны $I_0^{1/2}$.

Требования к стабильности излучения в атомно-абсорбционных анализаторах при использовании двухканальных систем регистрации могут быть сравнительно невысокими, но в однолучевых приборах необходимы высокостабильные источники света.

К источникам света предъявляется также требование получения как можно более простого спектра излучения и интенсивных линий большого числа элементов, в том числе трудноразлучаемых. Проведенные исследования [1-3] показали, что в наибольшей степени указанным требованиям удовлетворяют ВВЛ. И если в ранних работах предпочтение в случае трудноразлучаемых элементов отдавалось лампам с полем катода, то в настоящее время применяются лампы с галогенидами. Для атомно-абсорбционных анализаторов разработаны спектральные лампы, в которых используются почти все элементы периодической системы, а также лампы с

двумя, тремя и более элементами.

В последние десятилетия широкое распространение получил атомно-флуоресцентный анализ, отличающийся еще более высокой чувствительностью [4]. Основными требованиями, как и в случае атомно-абсорбционного анализа, являются большая яркость излучаемых резонансных линий, стабильность, простота и безопасность лампы в обращении, большой срок службы и по возможности низкая стоимость и доступность. Но есть и отличия, заключающиеся в том, что при атомно-абсорбционном анализе желательнее, чтобы ширина линии излучения была значительно уже линии поглощения, а при атомно-флуоресцентном анализе для наивысшей чувствительности ширины линий должны быть сравнимы.

В наибольшей степени указанным требованиям удовлетворяют высокочастотные безэлектродные лампы с парами металлов и галогенидов металлов в смеси с инертными газами, а также лампы с полым катодом. В последние годы для спектрального анализа все шире применяются лазеры различных типов. Они используются, например, при анализе сверхмалых количеств вещества и в других случаях, когда реализуются их основные достоинства - узкие монохроматические линии. Однако они сравнительно дороги и громоздки. С ними сложнее проводить исследования, если требуется анализировать значительное число элементов. При использовании перестраиваемых лазеров должна быть обеспечена калибровка по частоте. Развитие лазерной техники способствует созданию новых методов исследований, не затрагивая основной пласт устройств спектрального анализа, достигших определенного уровня совершенства и ориентированных преимущественно на использование высокочастотных безэлектродных ламп.

Наиболее интенсивные исследования ВВЛ проводились в связи с использованием их в оптической накачке и с разработкой квантовых стандартов частоты с оптической накачкой и квантовых магнитометров. Эти приборы позволили достичь чрезвычайно высокой точности при измерении времени и частоты, а также при измерении магнитных полей. Квантовые

стандарты частоты с газовой ячейкой выпускаются большими сериями, отличаются чрезвычайно высокими характеристиками. Например, изменение интенсивности излучения за 10 лет составляет у лучших источников света не более 10%, срок службы достигает 10 лет и более. Однако, в силу специфики применения, достижения в разработке ВБЛ недостаточно освещены в доступной литературе. Настоящий обзор и должен отчасти заполнить этот пробел.

Как известно [5], в квантовых стандартах частоты с газовой ячейкой осуществляется стабилизация кварцевого генератора по частоте атомного расщепления. Для этого необходимо создать неравновесное заселение подуровней в основном состоянии рабочих атомов, а затем зарегистрировать изменение интенсивности света при совпадении частоты зондирующего поля с частотой расщепления.

Создаваемая разность населенностей определяется скоростью оптической накачки W [6]:

$$W = \int_0^{\infty} \omega(k) |\omega_{1j}|^2 dk \frac{\gamma/2}{[k - (k_0 + k_0')]^2 + (\gamma/2)^2}$$

где $\omega(k)$ - спектральная плотность оптического излучения; ω_{1j} - вероятность перехода; i, j - квантовые числа в основном и возбужденном состояниях; $\gamma/2$ - полуширина линии поглощения; k, k_0 - волновые векторы фотонов, взаимодействующих с атомами и соответствующих резонансному переходу; v - скорость атомов.

Из уравнения следует, что эффективность накачки максимальна при совпадении контуров поглощения и излучения. Для создания разности населенностей на подуровнях следует обеспечить разницу в скоростях накачки каждого из подуровней атомного расщепления. Для этого используют фильтрацию одной из компонент, что проще всего осуществить в парах рубидия, благодаря наличию изотопов ^{87}Rb и ^{85}Rb . С этим связано преимущественное использование спектральных ламп с парами рубидия.

Чувствительность метода радиооптического резонанса определяется отношением сигнала резонанса к ширине спектральной линии и спектральной плотности шумов. В связи с этим источник света должен иметь возможно меньшую спектральную плотность шумов, что достигается тщательным выбором режима и конструкции лампы. Кроме того, для уменьшения влияния низкочастотных флуктуаций лампы и элементов схемы на чувствительность метода при наблюдении радиооптического резонанса вводят низкочастотную модуляцию и синхронное детектирование.

Несмотря на принимаемые меры, низкочастотные флуктуации интенсивности вследствие эффекта световых сдвигов ограничивает чувствительность метода. Световые сдвиги уровней в основном состоянии являются результатом возмущения рабочих атомов светом накачки [6]:

$$\Delta E = \int_0^{\infty} u(k) |\omega_{1j}|^2 dk \frac{k \cdot (\vec{k}_0 + \vec{k}_0')}{[k \cdot (k_0 + k_0')]^2 (\gamma/2)^2};$$

$$\vec{k}_0 = k_0 \cdot \Delta E_0,$$

где ΔE_0 - собственная энергия уровня 1.

Сдвиг наблюдается при смещении линии поглощения по отношению к линии излучения, что практически всегда имеет место. Величина и знак сдвига определяются интенсивностью и формой контура облучающего света и его положением по отношению к линиям поглощения. Изменение интенсивности света на 1% приводит к сдвигу частоты атомного перехода от $1 \cdot 10^{-10}$ до 10^{-12} отн. ед. Стабильность частоты квантового стандарта на газовой ячейке за время наблюдения больше $10^3 - 10^4$ с определяется флуктуациями источников света. Повышение стабильности за это время возможно при снижении светового сдвига и при уменьшении флуктуаций источника света. Требования к стандартам частоты весьма высоки и непрерывно возрастают. Этим предопределяется и высокий уровень требований к источникам света. Требования эти

заканчиваются в следующем:

1) разрешение структуры накачиваемых спектральных линий;
2) возможно более высокая спектральная плотность излучения (в различных вариантах квантовых стандартов частоты требования отличаются по интенсивности, но ширина контура должна быть примерно такая же, как ширина контура поглощения);

3) возможно меньшая нестабильность интенсивности излучения (не более 1% в сутки, 10% за весь срок службы);

4) возможно большая долговечность (непрерывная работа в течение 10 лет и более с достаточной интенсивностью света);

5) невозпроизводимость от включения к включению не более 1%, от образца к образцу не более 10%.

6) минимальная потребляемая мощность, малогабаритность, надежность, помехозащищенность.

Аналогичные требования предъявляются к лампам для квантовых магнитометров.

В квантовых стандартах частоты используются спектральные лампы с парами рубидия и инертного газа, в магнитометрах - лампы с парами цезия и калия. В экспериментальных установках использовались лампы с парами серебра и натрия. В последние годы в связи с разработкой стандартов частоты с ионными ловушками сообщалось о создании и исследовании ламп с парами ртути с повышенной интенсивностью резонансных ионных линий. Ко всем подобным источникам света (кроме наполненных парами рубидия и цезия) предъявляются требования повышения стабильности и долговечности.

В настоящее время предпринимаются попытки применять в квантовых стандартах частоты наряду с высокочастотными безэлектродными спектральными лампами инжекционные лазеры. Накопленный опыт позволяет сделать выводы о перспективах их применения. Главный вывод: использование лазеров может привести к созданию принципиально новых стандартов частоты с более высокими, чем у традиционных приборов, характеристиками. Это прежде всего атомно-лучевые стандарты

частоты с оптической накачкой, где лампы в силу специфичности требований (высокая скорость оптической накачки) не способны конкурировать с лазерами. Возможно создание приборов, использующих монохроматичность излучения лазеров, например квантовых стандартов частоты, базирующихся на эффекте пленения населенностей или замедления атомов. Однако в традиционных направлениях, где не требуется слишком большая интенсивность света и вредны слишком узкие линии, лазеры представляются неконкurentоспособными из-за существенно меньшей долговечности, значительно худшей стабильности излучения и сложных электронных систем его стабилизации. По-видимому, будут сосуществовать лазеры и высокочастотные лампы.

ВВЛ также находят применение в гониометрах - приборах, предназначенных для контроля характеристик стекла. При этом используются главным образом лампы, наполненные гелием, водородом, ртутью и кадмием. В случае использования гелиевых - водородных ламп проблемой является достижение высокой интенсивности излучения при приемлемых сроках службы. В последние годы удалось разработать гелиевые лампы с требуемыми параметрами [7].

История создания и исследования ВВЛ

История использования высокочастотного безэлектродного разряда в качестве источника света восходит к началу XX века. Так, автор работы [8] для исследования сверхтонкой структуры линии рубидия использовал излучение разряда, возбуждаемого в трубке диаметром 0,8 см и длиной 5 см высокочастотным электрическим полем, приложенным к электродам, размещенным вне трубки. Последняя была наполнена парами рубидия и смесью гелия и неона при полном давлении 0,5 тор. К электродам, являющимся обкладками конденсатора, прикладывалось высокочастотное напряжение до 2000 В на частоте 10 МГц. Ток через разряд достигал 0,5 А. Для увеличения излучения линий рубидия трубку нагревали. Более подробное описание установки дано в работе [9]. Этот же автор

исследовал излучение безэлектродного высокочастотного разряда в смеси паров цезия и гелия, давление которого составляло 2 тор [10]. Остальные параметры разряда были аналогичны. В этих работах было отмечено, что спектр имеет дуговой характер и отличается высокой спектральной плотностью излучения резонансных линий щелочных атомов, что позволило зарегистрировать сверхтонкое расщепление.

Однако подобные источники света в те годы не были оценены по достоинству и не получили широкого распространения из-за технических трудностей, связанных с созданием высокочастотного поля, получением чистых тяжелых инертных газов и изотопов щелочных металлов, сложностью конструкции источника света. В то же время проводились интенсивные исследования электрических характеристик высокочастотного разряда.

В [11,12] показано, что безэлектродный разряд может быть возбужден в пучности электрического или магнитного поля. При этом в пучности магнитного поля возбуждается интенсивный разряд, существующий, однако, при сравнительно высоких мощностях и представляющий собой значительную нагрузку для генератора. В пучности электрического поля возбуждается разряд с меньшей яркостью излучения, но весьма устойчивый и существующий в широкой области давлений и мощностей. По способу возбуждения в [11] предложено их называть Е- и Н-разрядами.

В [13] было исследовано зажигание высокочастотного безэлектродного разряда в чистых буферных газах Ag, Ne, N₂, Kr, Xe в сферических колбах диаметром 7,2 см при давлении от 10⁻² до 10 тор на частоте от 4 до 8 Мд. При этом наблюдалось зажигание двух внешне отличных разрядов, один из которых автор назвал предразрядом (Vorentladung), а другой — кольцевым разрядом. Их возбуждение автор связал соответственно с потенциальным и вихревым полями, возникающими в индукторе. По воздействию на генератор и внешнему виду их можно сопоставить с Е- и Н-разрядами. В условиях эксперимента при больших давлениях Н-разряд имел

кольцевую форму, а при малых давлениях или мощностях принимал облик диффузионного шара. У стенок баллона наблюдалось возбуждение ионных линий Кг. При увеличении частоты возбуждающего поля уменьшалось давление, соответствующее наименьшему напряжению зажигания. В Кг и Хе отмечено возникновение неустойчивостей разряда, похожих на страты.

Интерес к подобным источникам света резко возрос после сообщений [14, 15], где были описаны сравнительно простые и надежные конструкции источников света на основе высокочастотного безэлектродного разряда в смеси паров рубидия и криптона или рубидия и аргона. В [14] был описан источник света с лампой диаметром 10 мм, наполненной парами рубидия и криптоном при давлении 1,6 тор. Автор отметил дробовой характер шума, высокую долговечность, достигавшую 10 000 ч, высокую плотность оптического излучения ($1 \cdot 10^{17}$ фот/с). В лампе диаметром 3 см получили поток фотонов в резонансных линиях рубидия до $3 \cdot 10^{16}$ фот/с. При этом лампа была наполнена аргоном при давлении 1,5 тор, а мощность генератора на частоте 20 МГц составляла 40 Вт. Аналогичные результаты были получены в [16] при использовании подобной лампы с парами цезия. Проведя сравнительные исследования, автор пришел к выводу, что лучшее наполнение дает ксенон при давлении 1,5 тор. В [17] описана цилиндрическая лампа диаметром 18 мм и длиной 55 мм с парами цезия или рубидия. Световой поток предложенной лампы достигал $3 \cdot 10^{18}$ фот/с, а шум имели дробовой характер. В качестве буферного газа были исследованы аргон, криптон и ксенон, остановились на аргоне (3 тор). Откачка рекомендуется до $1 \cdot 10^{-5}$ тор. Количество вводимого в объем металла составляло 20-30 мг. Температура баллона в случае использования рубидия достигала 230°C , цезия - 200°C , однако температура капли металла не была измерена.

Высокая плотность оптического излучения, относительная простота конструкции, возможность достижения большой

долговечности сделали эти источники незаменимыми для интенсивно развивавшейся в то время техники оптической накачки, практики атомно-абсорбционного анализа. ВВЛ сразу стали объектом целого ряда исследований. В работах [1,2,18-27] обоснована ценность новых источников для решения задач спектрального и особенно атомно-абсорбционного анализа. Была установлена возможность изготовления безэлектродных спектральных ламп с использованием рубидия, калия, цезия, натрия, цинка, кадмия, ртути, селена, теллура. Были выбраны подходящие материалы для баллонов: щелочустойчивые при использовании щелочных металлов, кварцевое стекло - для остальных ламп. Исследование спектральных характеристик позволило установить значительное превосходство высокочастотных безэлектродных ламп перед лампами с полыми катодами. Оказалось, что в кадмиевой ВВЛ при одинаковой ширине излучаемой линии, интенсивность ее в 10^5 раз больше. Отмечена также чрезвычайно высокая интенсивность излучения ламп с парами ртути. Подтверждена возможность обеспечения уровня шумов, не превосходящих дробовые. Были разработаны многоэлементные лампы. Интерпретации физических процессов внимания в этих работах практически не уделялось.

Большой объем исследований источников света был проведен в [28], где была установлена связь интенсивности излучения с режимом работы ламп, наполненных смесью паров рубидия и кryptonа, а также цезия и кryptonа. Оказалось, что лампы с парами рубидия или цезия имеют наибольший поток фотонов в первом резонансном дублете: при использовании рубидия - $6,6 \cdot 10^{17}$ фот/с, а с парами цезия - до $9 \cdot 10^{17}$ фот/с.

В [29] было показано, что спектр излучения ламп от частоты возбуждающего поля практически не зависит. Интерес к этому вопросу не случаен, поскольку длительное время считалось, что причиной особенностей подобных источников света является скин-эффект.

Ширина спектральных линий, по мнению авторов работ [13,30,31], может меняться в зависимости от режима от $2 \cdot 10^3$

до $1 \cdot 10^3$ МГц и более. При этом расстояние между компонентами не отличается от расчетного более чем на 300 МГц, а соотношение между компонентами меняется от 0,6 до 1 [33]. Уширение линий значительно больше расчетного, что авторы связали с процессами в разряде.

В [33] было исследовано смещение линий излучения рубидия по отношению к атомным переходам в газовой ячейке и установлено, что оно составляет не более 145 МГц при наполнении лампы аргоном при давлении 2-2,5 тор. Проведенные авторами работы [34] с помощью интерферометра Фабри-Перо при расстоянии между зеркалами 30 см, тщательные исследования структуры линий рубидия и последующая математическая обработка данных, позволили увидеть расщепление линии рубидия 794,76 нм, обусловленное сверхтонкой структурой в $P_{1/2}^2$ состоянии, и установить, что уширение линий в исследуемых режимах доплерово. Измерения ширины спектральных линий с использованием мультиплекса, а также специальная обработка интерферограмм на SPM дали возможность определить уширение линий в высокочастотной безэлектродной лампе в режиме высокой интенсивности [35]. Дальнейшая обработка интерферограмм, снятых мультиплексом, дала возможность оценить атомную температуру в лампах [36].

В результате проведенных исследований ламп было установлено, что интенсивность спектральных линий зависит от сорта и давления буферного газа. Наилучшим для обеспечения узких линий считалось давление 1,4 тор [38]. Интенсивность спектральных линий уменьшается в ряду Ne-Ar-Kr-Xe, однако, поскольку при этом одновременно уменьшается вероятность возникновения релаксаций, обычно рекомендуется использовать Kr [14] или Xe [15]. При диаметре ламп 10-13 мм, исходя из условия получения наилучшего зажигания, рекомендуется давление Kr 1,6 тор [14]. При выборе газа никогда следует принимать во внимание интенсивность излучения спектральных линий буферного газа, которая у Kr значительно больше, чем у Ar или Xe [37]. Сота засветки ухудшает отношение сигнал/шум на фоточувствител.

Несколько отличен вывод о наиболее пригодном газе, сделанный в [38] при исследовании спектральных характеристик ламп с естественным рубидием. Авторы рекомендуют использовать аргон, но необходимое давление не указывают. В работе [17] рекомендуется аргон при давлении 5 тор.

В работе [39], как и в [40-42], отмечена зависимость срока службы лампы от давления инертного газа. Рекомендовано напускать в лампы буферный газ при давлении в несколько тор.

Если требуется обеспечить высокую интенсивность излучения наряду с повышенной надежностью целесообразно использовать лампы с повышенным давлением буферного газа [43-45]. В этом случае при правильном выборе режима лампы можно получить спектральную плотность излучения, близкую к наивысшей, и обеспечить повышенный ресурс благодаря снижению потока ионов на стенку баллона лампы.

К началу 70-х годов в Советском Союзе был освоен выпуск ламп различного наполнения диаметром 10 и 20 мм. В [46] сообщается о разработке ламп с улучшенными эксплуатационными характеристиками благодаря использованию вакуумной рубашки у лампы. Лампы такой конструкции изготавливались с парами K, Na, Rb, Cs, Cd, Zn, Se, Te, Sb, Sn, Tl и Cu. В источниках света с лампой такой конструкции уменьшались рабочий ток, время выхода в рабочий режим и стабильность излучения. Однако малый рабочий ресурс и низкая надежность этих ламп вынуждали разработчиков соответствующей аппаратуры продолжать исследования и разрабатывать свои источники света. В частности, вакуумированные лампы для квантовых стандартов частоты с минимальным потреблением были созданы еще в 1975 г. [47] и с тех пор используются в ряде выпускаемых промышленностью приборов.

Результаты работ, связанных с созданием ламп типа КСб, изложены в [48, 49].

В начале 70-х годов П. И. Юнсовым были разработаны и

исследованы лампы желудковидной формы, наполненные парами рубидия и криптона [50]. Лампы показали высокую стабильность: интенсивность менялась не более чем на 8% за 14 000 ч непрерывной работы. Была определена и абсолютная интенсивность излучения ламп, которая оказалась в исследованных режимах более 5 мВт/стер. Цокольная конструкция держателя лампы допускает ее быструю замену. Некоторые результаты исследований подобных источников света приведены в [51].

В Латвийском Университете в течение примерно двадцати лет разрабатывалась технология, которая позволила изготовить опытные партии высокочастотных безэлектродных ламп с улучшенными (по сравнению с лампами серийного производства) параметрами [52]. Исследовались атомарные и ионные спектральные линии металлов наполнения и линии инертного газа. Измерения проводили от вакуумно-ультрафиолетовой до инфракрасной области спектра.

Большое внимание было уделено разработке и исследованию ламп на основе гелия и изотопов ртути. Основные результаты исследований гелиевых ламп, долговечность которых составляет более 1000 ч, даны в [53]. В спектре излучения регистрируются гелиевые спектральные линии с уровнем ≤ 20 . Наблюдаются также излучение молекулы гелия и спектральные линии кислорода и водорода. Путем аппроксимации контура излучаемой спектральной линии функцией Фойхта определены константы уширения в столкновениях с атомами гелия для ряда синглетных линий.

Много работ посвящено изготовлению и исследованию ламп на основе ртути и изотопов ртути [54]. Это связано с их применением в спектроскопии, фотохимии, магнитометрии и других областях науки и техники. Требования к источнику излучения при использовании в разных областях различны. Лучшие спектральные характеристики безэлектродных ламп достигаются изменением конструкции, наполнения и технологии изготовления.

В гониометрах-спектрометрах желательно, чтобы одна лампа излучала спектральные линии нескольких элементов. В связи с этим разработана лампа с комбинированным наполнением Hg Cd [56]. Добавка ртути в лампах с рубидием уменьшает интенсивность излучения криптона [56]. Разработаны также методики дозирования элемента в лампу и тренировки колб высокочастотным разрядом.

Разработан источник питания безэлектродных ламп на транзисторах, максимальная мощность которого составляет 50 Вт, частота возбуждения 81,36 МГц. С помощью кабеля к генератору подключен резонатор диаметром 35 мм и длиной 60 мм, в котором закреплена лампа диаметром 10-12 мм.

В [57] особенности ламп объяснены перераспределением атомов по объему в условиях высокой концентрации электронов. В работах [58-61] рассмотрены методы математического моделирования процессов в высокочастотных лампах, которые использовались при расчетах характеристик ламп. Моделирование показало, что атомы в основном состоянии концентрируются у стенки лампы, а в возбужденном - на некотором удалении от нее, и именно с этим связаны особенности спектра и характерный вид разряда в лампе. Предположение о концентрации излучающих атомов вблизи стенки было высказано также в [38,62] (предполагается, что в основном состоянии атомы равномерно заполняют объем лампы). Экспериментальное исследование распределения атомов по объему лампы, проведенное уже в 80-е годы, подтвердило концентрирование атомов в основном и возбужденном состоянии у стенок лампы.

Нами показано [63], что при отсутствии реабсорбции интенсивность излучения пропорциональна концентрации атомов щелочного металла. При повышении температуры и увеличении в связи с этим оптической толщины рост интенсивности замедляется и контролируется реабсорбцией в слое атомов в основном состоянии вблизи стенки лампы. Оптическая толщина слоя, определенная по разности интенсивности света, оказалась близкой к расчетной, найденной другими методами

[63], она изменялась от 0,1 до 5,0 и более. Показано также, что из предложенной модели разряда вытекает наличие значительных градиентов плотности атомов, а следовательно, и направленных потоков атомов. Следствием этого эффекта должен быть сдвиг между линиями излучения и поглощения, достигающий нескольких десятков МГц. В [62] независимо было высказано предположение о существовании сдвига 30 МГц между линиями излучения и поглощения, обуславливавшего процесс формирования линий. Учет самопоглощения позволил объяснить особенности формирования контура излучения, включая его асимметрию, во всем диапазоне исследованных температур (75-120°C).

Для правильного представления о радиационно-кинетических явлениях в плазме высокочастотного разряда были сопоставлены теоретические и экспериментальные данные. Сравнение для ламп с аргоном и криптоном дало хорошее совпадение [64].

Систематические исследования долговечности и надежности ламп начали проводиться с 70-х годов. В работе [65] дана зависимость продолжительности срока службы τ от мощности W потребляемой источником: $\tau \sim W^{-\alpha}$, где $\alpha = 2-3$.

Исходя из этого сделали вывод о возможности увеличения долговечности ламп до 10-20 лет при снижении мощности. Однако мощность, потребляемая генератором, является недостаточно надежной характеристикой из-за возможного изменения КПД генератора, в том числе из-за неизбежного изменения теплового режима ламп. Исследования [65] показали, что значительно более слабая зависимость надежности ламп от мощности разряда. Была установлена связь скорости старения с конструкцией и режимом лампы.

Авторами [67] был обнаружен (при уменьшении мощности) новый вид отказа, обусловленный металлизацией стенок лампы и экранированием внутренних областей разряда. Процесс образования пленки наиболее интенсивно происходит в областях, непосредственно соприкасающихся с плазмой ВЧ-разряда. Это приводит к изменению рабочего импеданса лампы.

а также к увеличению потенциала поджига ВЧ-разряда и уменьшению интенсивности спектральных компонент излучения.

Работоспособность лампы может быть восстановлена при прогреве ее до 150°C и более. В связи с этим в режим работы источника света введен режим восстановления - прогрев спектральной лампы до $200-250^{\circ}\text{C}$.

Исследование долговечности ламп, наполненных ртутью, посвящена работа [39]. Исследовались лампы двух конструкций - шариковые и дисковые. Оказалось, что интенсивность излучения шариковых ламп за 10 000 ч падает до 60-65% от первоначальной, а дисковых до 45%. Старение генератора давало вклад не более 10%. Уменьшение светового потока было обусловлено прежде всего потемнением баллона лампы которое наблюдается уже через 1000 ч. Интересно, что при прогреве лампы светлеет, но при повторном включении быстро снова темнеет, что свидетельствует, по мнению авторов, о необратимых изменениях в стекле баллона.

Для успешного решения проблемы повышения долговечности и надежности потребовалось разработать методы контроля параметров ламп [40, 66, 68, 69], создать теорию процессов в них [36, 42, 57], экспериментально ее проверить [42], исследовать факторы, определяющие старение ламп [42, 67], провести испытания в реальном масштабе времени [41] и с ускорением [66]. В результате проведенных до 1975 г. исследований было установлено, что в лампы следует напускать не менее 0,03 мг и не более 0,2 мг рубидия [41, 42] и криптона при давлении $1,8 \pm 0,1$ тор. Дальнейшие исследования позволили скорректировать оптимальное наполнение, которое стало по техническим условиям на лампы от 0,03 до 0,035 мг для ламп объемом $0,5 \text{ см}^3$ и ламп без термостата объемом 1 см^3 . Для термостатируемых ламп с повышенным ресурсом - от 0,63 до 0,2 мг [43] и давление криптона $3,2 \pm 0,2$ тор, а в определенных случаях даже 5-10 тор [45].

Проведенные в середине 80-х годов аналогичные исследования по наполнению в США [45] также показали

необходимость напуска рубидия в количестве от 0,03 до 0,2 мг.

В результате проведенной работы были выбраны режимы, обеспечивающие достижение долговечности 50 000 - 100 000 ч, усовершенствована технология наполнения и контроля параметров. В частности, была обоснована целесообразность использования маломощных режимов разряда (E-разрядов) [42] при необходимости достижения высокой надежности источника света. Следует отметить, что в атомно-абсорбционном анализе, в экспериментах по оптической накачке в квантовой магнитометрии, а также в квантовых стандартах частоты, разрабатываемых за рубежом используются режимы высокой интенсивности (H-разряды). В СССР в квантовых стандартах частоты разработки 60-х и начала 70-х годов использовались источники в режиме H-разряда, а с середины 70-х годов преимущественно в режиме E-разряда [42, 47, 67]. При правильной технологии изготовления, использовании специально обработанного отечественного щелочустойчивого стекла маломощный режим позволяет достигнуть практически неограниченного срока службы ламп.

Несмотря на успехи в решении проблемы ресурса, некоторые фирмы приступили к разработке ламп из сапфира (FB), которые обладают чрезвычайно высокой щелочустойчивостью и позволяют поэтому рассчитывать на достижение высокой долговечности и надежности.

Стабильность безэлектродных спектральных ламп ограничивается также переносом и конденсацией металла, которые устраняют подбором градиента температуры между областью разряда и резервуаром.

В [11] утверждается, что при температурной стабилизации лампы и рациональном выборе условий работы генератора флуоресценции излучения лампы могут быть снижены до предела, определяемого дробовыми флуктуациями приемника света. Измерение стабильности излучения линии Cs 455,5 нм показало, что вплоть до световых потоков, соответствующих

фототоку $4 \cdot 10^{-11}$ А, уровень флуктуаций не превышает уровня дробового шума, составляя 0,03% от сигнала (при постоянной времени регистрирующего устройства 0,2 с).

Флуктуационные характеристики ламп начали систематически исследовать лишь в 80-х годах, и эти работы еще далеки от завершения. Основные результаты измерений и анализа флуктуаций в области частот $10^3 - 10^7$ Гц и времен наблюдений $1 - 10^7$ с приведены в статье, публикуемой в настоящем сборнике [70].

Наличие реабсорбции излучения приводит, по [71, 72], к вымораживанию основного состояния атомов металлов. Однако этот эффект, как и обнаруженное в [73] перераспределение интенсивностей сверхтонких компонент при высокочастотной модуляции излучения, носит универсальный характер: он должен проявляться в любой другой разновидности разряда.

Заключение

За 30 лет, прошедших с момента создания высокочастотных безэлектродных спектральных ламп, проведены обширные и весьма глубокие их исследования. В настоящее время известны основные оптические характеристики безэлектродных ламп, изучены физические процессы в них, факторы, определяющие их надежность и долговечность, формирование контура излучения. Однако и до сих пор отсутствует количественная теория работы ламп, тем более источников света в целом. Недостаточно систематичен материал об их спектральных характеристиках, распределениях атомов по объему лампы, практически не исследована проводимость плазмы разряда в зависимости от наполнения и режима работы лампы. Совершенно недостаточно исследованы флуктуационные характеристики.

Решение этих задач позволит качественно улучшить параметры источников света и расширить область их применения.

Список литературы

1. Львов Б. В. Атомно-абсорбционный спектральный анализ. М.: Наука, 1966. 392 с.
2. Иванов Н. П. Теоретические основы и аппаратура атомно-абсорбционного анализа // Методы анализа химических реактивов и препаратов. М.: ИРГА, 1968. Вып. 10. С. 21-23.
3. Atkinson R. I., Chapman G. D., Krause L. Light Sources for Excitation of Atomic Resonance Fluorescence in Potassium and Rubidium // JOSA. 1965. Vol. 53. P. 1269-1274.
4. Зайдель А. Н. Атомно-флуоресцентный анализ. М.: Наука, 1980. 192 с.
5. Григорьянц В. В., Золин Н. Н., Жаботинский М. Е. Квантовые стандарты частоты. М.: Наука, 1968. 288 с.
6. Cohen-Tannoudji. Quantum Theory of Optical Pumping. // Advances in Quantum Electronics. New York: Columbia University Press, 1961. P. 114-119.
7. Берзиня Д. К., Скудра А. Я. Исследование оптических параметров высокочастотных безэлектродных ламп гелия // Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им П. Стучки, 1983. С. 162-167.
8. Jackson D. A. The Hyperfine Structure of the Lines of the Arc Spectrum of Rubidium // Proc. Roy. Soc., Ser. A. 1933. Vol. 139, N. 839. P. 673-682.
9. Jackson D. A. The Hyperfine Structure of the Arc Spectrum, and the Nuclear Rotation of Indium // Proc. Roy. Soc., Ser. A. 1930. Vol. 128, N. 808. P. 508-512.
10. Jackson D. A. Hyperfine Structure in the Arc Spectrum of Caesium and Nuclear Rotation // Proc. Roy. Soc., Ser. A. 1928. Vol. 121, N. 787. P. 432-447.
11. Бабаг Г. И. Безэлектродные разряды и некоторые связанные с ними вопросы // Вестник электропромышленности. 1942. Т. 2. С. 1-12.
12. Бабаг Г. И. Безэлектродные разряды и некоторые связанные с ними вопросы (Окончание) // Вестник электропромышленности. 1942. Т. 3. С. 2-8.
13. Strauss K. J. Untersuchungen über den

Existenzbereich der Elektrodenlösen Ringentladung // Ann. Phys. 1958. Vol. 1. P. 281-295.

14. Белл В. Е., Блум А. Л., Линч Е. Спектральные лампы, наполненные парами щелочных металлов // Приборы для научных исследований. 1961. № 6. С. 79-84.

15. Бререр Р. Мощные рубидиевые лампы с малыми шумами // Приборы для научных исследований. 1961. № 12. С. 86-89.

16. Франц Ф. Цезиевые лампы высокой интенсивности для оптической накачки // Приборы для научных исследований. 1963. № 5. С. 129-130.

17. Gerard V. B. Laboratory Alkali Metal Vapour Lamps for Optical Pumping Experiments // J. Sci. Instr. 1962. Vol. 39. N 5. P. 217-218.

18. Иванов Н. П., Минервина Л. В., Баранов С. В. Применение в атомно-абсорбционном анализе спектральных ламп с высокочастотным возбуждением спектра // Химические реактивы и препараты. М.: ВНИИ ИРЭА, 1966. Вып. 27. С. 276-282.

19. Иванов Н. П., Минервина Л. В., Баранов С. В., Пофралиди Л. Г., Безэлектродные лампы с высокочастотным возбуждением спектра In, Ga, Bi, Sb, Tl, Pb, Mg, Ca, Cu как источник света для атомно-абсорбционного анализа. Сообщение I // ЖАХ. 1966. Т. 21. Вып. 9. С. 1129-1131.

20. Баранов С. В., Иванов Н. П., Пофралиди Л. Г., Князев В. И., Балалаев В. Ш., Васильев Е. Н. Иодидные лампы для атомно-абсорбционного определения серебра, свинца и железа. Сообщение // ЖАХ. 1969. Т. 24. С. 1649-1652.

21. Баранов С. В., Макатаков Л. К., Пофралиди Л. Г. Основные характеристики высокочастотных безэлектродных ламп и их приборов питания // ЖПС. 1969. Т. 10. Вып. 4. С. 596-598.

22. Жеребенко А. В. Исследование высокочастотных безэлектродных ламп и применение их в атомно-абсорбционной спектроскопии. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Алма-Ата, 1972. 211 с.

23. Баранов С. В. Применение новых источников резонансного излучения в атомно-абсорбционном анализе

объектов редкометаллической промышленности и веществ особой чистоты. Автореф. ... дис. канд. техн. наук. М., 1971. 26 с.

24. Dagnall R.M., West T.S. Some Applications of Microwave Excited Electrodeless Discharge Tubes in Atomic Spectroscopy // Appl. Optics. 1968. Vol.7, N.7. P.1287-1294.

25. Mansfield J.M., Bratzel M.P., Norgordon H.O., Klapp D.O., Zacha K.E., Winefordner J.D. Experimental Investigation of Electrodeless Discharge Lamps as Excitation Sources for Atomic Fluorescence Flame Spectrometry // Spectrochim. Acta. 1968. Vol.23 B. P.389-402.

26. Haarsma J.R.S., de Jong G.J., Agterdenbos J. The Preparation and Operation of Electrodeless Discharge Lamps. A Critical Review // Spectrochim. Acta. 1974. Vol.29 B, N.1. P.1-18.

27. Шерноф Д. Ртутная лампа для оптической накачки // Приборы для научных исследований. 1969. № 11. С. 39-41.

28. Базаров Е.Н. Квантовые стандарты частоты с оптической накачкой. Дис. ... докт. физ. мат. наук. М. 1971. 397 с.

29. Зозуля Г.В., Сиволова О.В. Влияние частоты возбуждения разряда на параметры оптического излучения высокочастотных безэлектродных рубидиевых ламп // Труды метрологических институтов СССР. 1971. Вып. 7. С. 375-381.

30. Обухова Е.С., Пихтелев А.И., Рудневский Н.К. Спектральные исследования рубидиевых источников света // ЖЭ. 1966. Т. 5, Вып. 6. С. 793-794.

31. Гухва Ю.Г., Семенов С.В. Исследование спектральных источников оптической накачки // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОТ. 1967. Вып. 3. С. 38-42.

32. Семенов С.В., Якобсон Н.Н. Исследование некоторых параметров света накачки в стандартах частоты на газовой ячейке с парами ⁸⁷Rb // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОТ. 1968. Вып. 6. С. 138-143.

33. Истова С.Л., Фриш М.С. Смещение частоты излучения

резонансных линий рубидия в газонаполненных безэлектродных лампах // Опт. и спектр. 1972. Т. 33, Вып. 4. С. 798-799.

34. Полушкина И. Н., Сорин Е. А., Федотов Ю. Ф. // Тез. докл. 8-го Сибирского совещания по спектроскопии. Томск, 1974. С. 17б.

35. Изотова С. Л., Преображенский Н. Г., Тамбовцев Б. Э., Фриш М. С. О методах корректной обработки контуров спектральных линий // Опт. и спектр. 1975. Т. 38, Вып. 5. С. 842-846.

36. Агапов А. С., Матвеев А. А., Хуторщиков В. И. Вычисление атомной температуры в ВЧБЭСЛ // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОВР. 1984. Вып. 2. С. 114.

37. Зозуля Г. В. Спектральные исследования рубидиевых источников света // Труды метрологических институтов СССР. 1974. Вып. 159(219). С. 147-152.

38. Tako T., Koda J., Hirano J. Spectral Profiles of Rubidium-D Lines // Jap. J. Appl. Phys. 1975. Vol. 14, N. 5. P. 591-598.

39. Лопатин В. М., Терземан В. Ф. Об изменении светового потока ртутных безэлектродных ламп при длительной работе // ЖПС. 1977. Т. 27, Вып. 5. С. 916-919.

40. Хуторщиков В. И. Об измерении давления в спектральных лампах // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОТ. 1975. Вып. 2. С. 110-114.

41. Хуторщиков В. И. О долговечности ВЧБЭСЛ // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОТ. 1975. Вып. 2. С. 115-119.

42. Хуторщиков В. И. Исследование высокочастотных безэлектродных спектральных ламп с парами металла для оптической накачки // Дис. ... канд. техн. наук. Л.: ЛНИРТИ, 1976. 178 с.

43. А. с. 1124181. СССР. Высокочастотная безэлектродная лампа / Годунов А. М., Евлампиев Ю. К., Семенов С. В., Хуторщиков В. И.

44. Скудра А. Я., Хуторщиков В. И., Шина Г. Г. Спектральные характеристики высокочастотных безэлектродных рубидиевых ламп // Столкновительные и радиационные процессы

с участием возбужденных частиц. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1987. С. 141-146.

45. А. с. 1321204. СССР. Спектральный источник света / Хуторников В. И., Пшина Г. Г.

46. Баранов С. В., Баранова И. В., Иванов Н. П., Князев В. И., Константинова М. Г., Пытова В. И. Высоочастотные безэлектродные спектральные лампы с термостабилизацией разрядного баллона // ЖАХ. 1977. Т. 32. Вып. 8. С. 1524-1528.

47. А. с. 533251. СССР. Спектральный источник света / Пихтелев А. И., Сапожников Ю. М., Шеронов А. П.

48. Баранов С. В., Баранова И. В., Иванов Н. П. Спектральные лампы для атомно-абсорбционной спектрометрии. (Обзор) // ЖПС. 1982. Т. 36. Вып. 3. С. 357-369.

49. Безлепкин А. И., Хомяк А. С., Александров В. В., Воронина Т. И., Мельникова О. В. Серийные спектральные лампы для атомно-абсорбционного анализа // ЖПС. 1983. Т. 39. Вып. 3. С. 367-373.

50. Ионов В. Н. Малогабаритный атомный дискриминатор // Электронная техника. Сер. 10. 1977. Вып. 3. С. 73-75.

51. Базлепкин А. И., Шупелева Н. М. Спектральные лампы для квантовых мер частоты // Электронная техника. Сер. 4. 1980. Вып. 3. С. 63-65.

52. Путняня С. Я., Силиньш Ю. А., Скудра А. Я., Убелис А. П. Высоочастотные безэлектродные лампы для оптических и спектроскопических измерений // Приборы для научных исследований. Рига: Зинатне, 1986. С. 34-37.

53. Лездинь А. Э., Путняня С. Я., Скудра А. Я. Спектральные параметры гелия в высокоочастотном разряде // Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985. С. 99-106.

54. Лездинь А. Э., Путняня С. Я., Скудра А. Я. Спектроскопические исследования высокоочастотных безэлектродных ртутных ламп // Столкновительные и радиационные процессы с участием возбужденных частиц. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1987. С. 133-140.

55. Bérziņa D.K., Putniņa S.Ya., Révalde G.V., Skudra A.Ya. High-Frequency Electrodeless Lamps with Combined Hg-Cd filling // Abstr. XI Conf. on Analytical Atomic Spectroscopy. USSR, Moscow, 1990. P. 89.

56. А. с. 11/0922. СССР. Спектральный источник света / Диндаров В. Э., Скудра А. Я., Хуторщиков В. И.

57. Семенов С. В., Смирнова Г. М., Хуторщиков В. И. Физические процессы в высокочастотных безэлектродных лампах // Реферативная информация по радиоэлектронике. 1978. № 17. ВИМИ.

58. Агапов А. С., Хуторщиков В. И. Высокочастотные безэлектродные спектральные лампы с парами металла. Теория и эксперимент // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОВР. 1983. Вып. 9. С. 111-118.

59. Агапов А. С., Смирнова Г. М., Хуторщиков В. И. Формирование линий излучения в безэлектродных спектральных лампах в режиме Е- и Н-разрядах // Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1983. С. 152-161.

60. Агапов А. С., Калачникова А. И., Матвеев А. А., Семенов С. В., Хуторщиков В. И. Оптимизация источников света для оптической накачки. Моделирование физических процессов // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОВР. Вып. 8. 1984. С. 91-98.

61. Агапов А. С., Матвеев А. А., Хуторщиков В. И. Математическое моделирование процессов в ВВЛ // Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985. С. 89-98.

62. Hirano J. Spectre de la raie D du Rb dans gas d'une lampe spherique // Rev. de Phys. Appl. 1977. Vol. 12, N. 9. P. 1253-1263.

63. Калачникова А. И., Хуторщиков В. И. К вопросу о разработке источника света для оптической накачки // Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1981. С. 164-173.

64. Бульшев А. Е., Денисова Н. В., Скудра А. Я. Оптические характеристики безэлектродного ВВЛ разряда в аргоне и

криптоне // *Опт. и спектр.* 1969. Т. 67, Вып. 4. С. 788-791.

66. Oyama H., Takaghashi H., Sato Y., Yshida H. Stability of Rb-lamp for Atomic Clock // *NRC Res. and Development.* 1976. N. 43. P. 69-74.

66. Агапов А. С., Калачникова А. И., Матвеев А. Л., Смирнова Г. М., Хуторщиков В. И. Ускорение испытания спектральных приборов. // *Тез. докл. 6-ой Всесоюз. конф. "Метрология в радиоэлектронике"* М.: ВНИИЭИ, 1984. С. 201.

67. Шеронов А. П., Сапожников Ю. М., Селиванов С. М., Тресков И. С., Фремина И. И. // *Техника средств связи.* Сер. РНТ. 1976. Вып. 2. С. 62-64.

68. Семенов С. В., Хуторщиков В. И. Некоторые вопросы изготовления высокочастотных безэлектродных газоразрядных спектральных ламп // *Тез. докл. 4-ой Всесоюз. конф. по газоразрядным приборам.* Рязань, 1974. С. 70.

69. А. с. 1141927. СССР. Способ дозирования металла в спектральные лампы / Видковский О. О., Николаева Т. И., Семенов С. В., Смирнова Г. М., Хуторщиков В. И.

70. Земскова М. В., Хуторщиков В. И. Флуктуации интенсивности излучения рубидиевых источников света // *Настоящий сборн.* С. 76-86.

71. Александров Е. Б., Безуглов Н. И., Якобсон Н. Н. Оптическая самонакачка таллия в разряде // *Опт. и спектр.* 1979. Т. 46, Вып. 6. С. 1061-1066.

72. Александров Е. Б., Якобсон Н. Н. Оптическая самонакачка в UTC основного состояния ^{87}Rb // *Опт. и спектр.* 1980. Т. 48, Вып. 4. С. 828-830.

73. Volk C. M., Frueholz R. F., English T. C., Lynch T. J., Riley W. J. Lifetime and stability of Rb Discharge Lamps for use in Atomic Frequency Standards // *Proc. of 38th Annual Control. Sympos.* 1984. P. 387-400.

С.Путнина
 Латвийский Университет
 (Рига)

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Характеристики оптического излучения важны для исследований физики низкотемпературной плазмы, так как большая часть подводимой к плазме мощности превращается в излучение. Во всех реальных источниках излучения низкотемпературной плазмы для многих спектральных линий оптическая плотность достигает величины $\kappa_0 L \gg 1$ (L - характерный размер источника). Это приводит к неизбежной реабсорбции излучения, что в свою очередь связано с возникновением диффузии (пленения) излучения. Пленение существенным образом влияет на все основные спектральные характеристики излучения - интенсивность линии, форму ее контура, кинетику распада возбужденных атомов.

В основном влияние пленения излучения является отрицательным эффектом, заметно ухудшающим параметры источника. Однако имеется возможность при исследовании интенсивностей и контуров линий получить полезную информацию о происходящих в плазме элементарных процессах и характеристиках плазмы [1,2]. Диффузия излучения в объеме приводит к нескольким проблемам.

Во-первых, пленение излучения существенно изменяет распределение возбужденных атомов по объему. Согласно принципу полного перераспределения по частотам (ППЧ) атом испускает фотон с частотой, не зависящей от частоты поглощенного кванта. В таком приближении процесс переноса излучательной энергии через оптически плотную среду описывается уравнением Вибержана-Холстейна [3,4],

характеризуем изменение заселенности возбужденных атомов под влиянием излучения и столкновений:

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -(\gamma + \alpha)n(\mathbf{r}, t) + \gamma \int n(\mathbf{r}', t) G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d^3 r' + F(\mathbf{r}, t). \quad (1)$$

Здесь первый член определяет дезактивацию уровня радиационными и столкновительными процессами; второй член определяет заселение уровня процессом поглощения в точке \mathbf{r} кванта, ранее испущенного в точке \mathbf{r}' ; и третий член соответствует функции первичных источников, которая в рассматриваемых случаях связана с заселением радиационного уровня в электронно-атомных столкновениях; γ - скорость радиационного распада ($\gamma = 1/\tau$, где τ - радиационное время жизни атома).

Вероятность пленения фотона $G(\rho)$, где $\rho = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ в объеме выражается следующим образом:

$$G(\rho) = \frac{1}{4\pi\rho^2} \int P(\omega) \kappa(\omega) \exp[-\kappa(\omega)\rho] d\omega, \quad (2)$$

где $P(\omega)$ - нормированное распределение, определяемое формой линии излучения, $\kappa(\omega)$ - коэффициент поглощения. Условие ПЭИ означает, что $\kappa(\omega) = \kappa_0 P(\omega)$.

При излучении низкотемпературной плазмы контур линии в элементарном объеме в основном определяется доплеровым и столкновительным механизмами уширения линии. При максвелловом распределении возбужденных атомов по скоростям результирующий контур описывается функцией Фойхта. Количественное соотношение вкладов столкновительного и доплерова уширения характеризуется фойхтовым параметром a .

Если известна форма контура линии, то для определенной геометрии источников излучения (интегрирование по объему в (1)) при известной функции $F(\mathbf{r}, t)$ и оптической плотности $\kappa_0 l$ можно из (1) и (2) получить распределение $n(\mathbf{r}, t)$.

Во-вторых, явно неравномерное распределение $n(\mathbf{r}, t)$ приводит к сильной деформации формы контура излучения. форма контура излучения из оптически плотного источника в

однолучевом приближении описывается формулой [5]

$$I(\nu) = I_0 \int_0^l g_e(\nu, l) P_e(\nu, l) \exp\left[-s \int_0^l P_a(\nu, l') g_a(l') dl'\right] dl, \quad (3)$$

где g_e, g_a - нормированное распределение излучающих и поглощающих атомов, l_0, l - длина хорд, вдоль которых распространяется луч света; $P_e(\nu), P_a(\nu)$ - профиль линии излучающих и поглощающих атомов соответственно; $S = (4\pi^2/\hbar c) \sum_{ik} f_{ik} N_a$; N_a - усредненная по лучу наблюдения концентрация поглощающих атомов.

Самообращенные контуры возникают из-за неравномерного распределения атомов по объему. Авторами работы [6] получены картины распределения атомов Rb в возбужденном и основном состояниях в ВБЛ Rb-Kr. Эти данные использовались для расчета формы контура излучения. В работе показано, что особенности оптического излучения ВБЛ обусловлены перераспределением атомов по объему лампы.

В-третьих, пленение излучения приводит к уменьшению скорости радиационного распада возбужденных атомов в объеме [7]. Расчет эффективной вероятности $g\gamma$ распада фундаментальной моды осуществляется в рамках теории Бибермана-Холстейна. Определение g -фактора пленения сводится к отысканию наименьшего собственного числа ядра интегрального оператора уравнения (1). Зависимость фактора пленения от оптической плотности в центре линии $\kappa_0 R$ для цилиндрического объема рассчитана в работе [8]. Полученные кривые для разных значений параметра Фойхта наглядно показывают возрастающую роль столкновительного уширения в процессе пленения излучения при увеличении оптической плотности. Важность полученных точных данных о константах уширения при расчете переноса излучения нельзя переоценить. Особенно важно при этом учитывать уширение резонансных линий в столкновениях как с атомами собственного газа, так и с атомами примеси.

Чаще всего излучающий контур аппроксимируют

аналитическими моделями, зависящими от небольшого числа параметров. Затем, варьируя эти параметры, вычисляют форму контура линии излучения. Сравнивая экспериментально полученные контуры с расчетными, находят неизвестные параметры распределений. При этом требуется априорная информация о конкретных моделях и области их применения.

В настоящей работе на основании результатов других авторов и наших исследований рассмотрены некоторые вопросы излучения низкотемпературной плазмы в условиях пленения излучения.

В связи с переносом излучения особо надо рассмотреть резонансные линии с СТС [9]. Рассмотрим линию ртути 253,7 нм ($6^3P_1 - 6^1S_0$) (рис. 1). Десять сверхтонких и изотопических компонент в источнике излучения низкотемпературной плазмы образуют пять отдельных групп с приблизительно равной интенсивностью, расстояние между

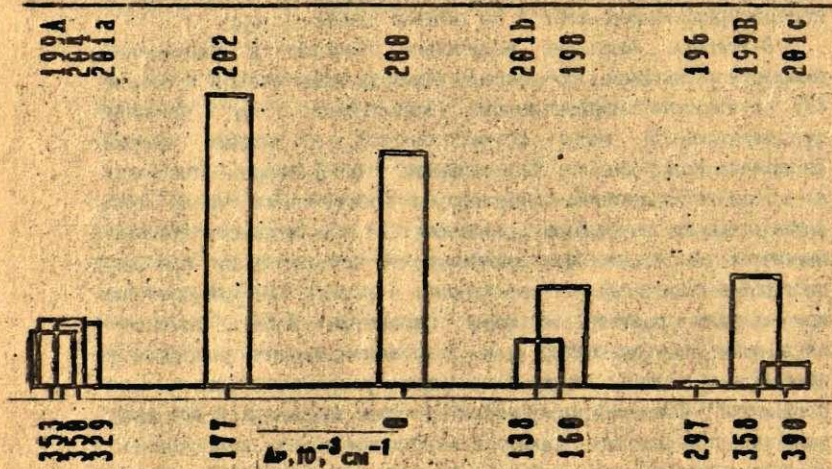


Рис. 1. Сверхтонкая структура линии ртути 253,7 нм. Ширина столбиков диаграммы соответствует доплерову уширению компонент при 500 К.

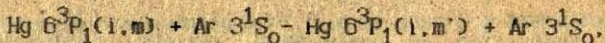
которыми почти в 3 раза больше, чем доплерово уширение при 800 К. Этим объясняется существенное уменьшение эффективного времени высвечивания ртутного источника, заполненного натуральной смесью изотопов, на длине волны 253,7 нм. Каждая разрешаемая компонента поглощает только то излучение, которое испускает. Так как линия имеет пять разрешенных СТ-компонент, эффективное время высвечивания сокращается приблизительно в пять раз по сравнению с тем, каким оно было бы при той же плотности, если бы лампа была заполнена одним четным изотопом.

С увеличением эффективного времени высвечивания возрастает вероятность тушения резонансного уровня. Точные данные об изменении эффективного времени высвечивания в зависимости от параметров разряда дают возможность найти пути повышения эффективности источника излучения.

В работе [10] исследована возможность сокращения $\tau_{эф}$ путем введения в газоразрядный источник излучения смеси изотопов ртути с увеличенным количеством Hg-196, концентрация которого в натуральной смеси составляет лишь 0,146%. Количественные данные о снижении $\tau_{эф}$ получены, при решении уравнение Бибермана-Холстейна для каждой отдельной сверхтонкой компоненты с последующим суммированием их вклада. В оптимальном варианте $\tau_{эф}$ уменьшается на 10-15%, в результате чего эффективность генерации излучения увеличивается на 4%. Концентрация изотопа Hg-196 должна быть увеличена до 2-4%. Оказалось, что при расчетах $\tau_{эф}$ для лампы с измененным изотопным составом по уравнению Бибермана-Холстейна необходимо учесть эффекты перекрытия сверхтонких компонент, перемешивания компонент в столкновениях и столкновительное уширение линии. Передача энергии в резонансных соударениях



происходит между любыми изотопами i и j . Перемешивание в столкновениях ртути с буферным газом происходит между сверхтонкими подуровнями, соответствующими одному нечетному изотопу



где 1 - нечетный изотоп, а ш и ш' - его сверхтонкие компоненты. Уравнение Бибермана-Холстейна надо дополнить членами, учитывающими перемешивание компонент при столкновениях с собственными атомами и (относительно заселенности конкретного сверхтонкого уровня ш выборного изотопа 1) членом, учитывающим перемешивание между сверхтонкими компонентами данного нечетного изотопа в столкновениях с инертным газом.

Расчет по приближенной модели дал увеличение эффективности 3-4% для шести компонент с одинаковой интенсивностью, что означает необходимость добавления 17% изотопа Hg-196.

Нами исследовались изменения частотного распределения интенсивностей в пределах контура спектральной линии 253,7 нм изотопных ртутных ВВЛ при термостатировании отрезка лампы, являющегося резервуаром для ртути. В лампы сферической формы диаметром 20 мм вводили ртуть, обогащенную до 99,8% изотопом Hg-202, и аргон при давлении 2 тор. Температуру термостата изменяли от 20 до 80°C, что соответствует давлению насыщенного пара ртути $\sim 1 \cdot 10^{-3}$ - $\sim 9 \cdot 10^{-2}$ тор. Лампу возбуждали в индукторе высокочастотного генератора ПНЛ-3М. Ток генератора изменяли от 50 до 180 мА. Контур спектральной линии регистрировали с помощью интерферометра Фабри-Перо, сканируемого давлением. Контур резонансной линии 253,7 нм оказались самообращенными практически во всем исследованном диапазоне температур и режимов возбуждающего генератора. Качественно степень самообращения можно охарактеризовать отношением интенсивности в максимумах самообращенной линии изотопа Hg-202 к интенсивности в центре линии. На рис. 2 отражены полученные в эксперименте отношения в зависимости от температуры отрезка при разных режимах работы высокочастотного генератора. Самообращение линии при определенной температуре отрезка снижается при увеличении тока генератора. Термостатирование отрезка обеспечивает определенное давление ртути в лампе. На плотность атомов

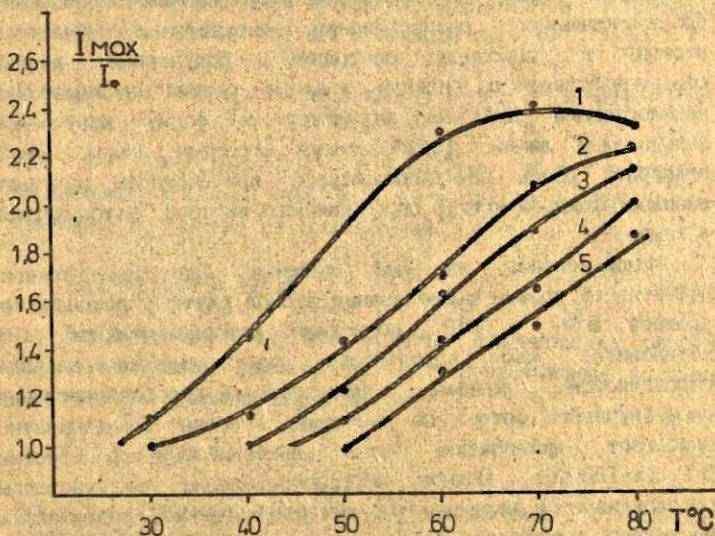


Рис.2. Степень самообращения компоненты Hg-202 линии 253,7 нм от моноизотопной ВЕЛ в зависимости от давления ртути в лампе при разных режимах работы генератора: 1- $I = 60$ мА; 2- $I = 80$ мА; 3- $I = 100$ мА; 4- $I = 120$ мА; 5- $I = 140$ мА.

обратно пропорциональна температуре, повышающейся при увеличении тока генератора. Кроме того, меняются и распределения возбужденных и атомов в основном состоянии при увеличении тока [8]. В спектре зарегистрированы также σT -компоненты примесных изотопов, появляющиеся в результате передачи резонансной энергии при плотности атомов ртути более 10^{14} см⁻³ [11]. На наших экспериментальных интерферограммах видно, что при $I_{\text{max}}/I_0 < 1,4$ из спектра исчезают и компоненты других изотопов, что указывает на существенное повышение температуры излучающих атомов при увеличении тока генератора.

Для детального анализа самообращенных контуров необходимо было бы выолнить независимые измерения пространственного распределения возбужденных атомов и атомов в основном состоянии. Полученные данные свидетельствуют о сильном влиянии режима эксплуатации моноизотопной ВБЛ на структуру и форму излучаемой резонансной линии. Термостатируя отросток лампы, можно подобрать режим ее эксплуатации, при котором излучает самообращенный контур определенного изотопа, находящегося в лампе.

Использование лазерной техники для исследования эффективных времен высвечивания атомов ртути с резонансных уровней 6^3P_1 и 6^1P_1 позволило авторам работы [12] установить, что вероятность радиационного распада определяется разными функциями перераспределения переизлученного фотона по частотам. Условие ПЧ адекватно описывает эффективное время высвечивания с уровня 6^3P_1 ($\tau=120$ нс). Полное перераспределение по частотам обуславливается наличием упругих столкновений, разрушающих частотную корреляцию фотона за радиационное время жизни атома. Однако экспериментальные значения эффективного времени высвечивания с уровня 6^1P_1 ($\tau=1,3$ нс) при определенной плотности атомов ртути были меньше почти на порядок по сравнению с рассчитанными в предположении ПЧ. При объяснении результатов экспериментального исследования эффективного времени высвечивания короткоживущих резонансных уровней в условиях большой оптической плотности излучающего объема необходимо учитывать корреляцию между частотами поглощенного и переизлученного фотонов, когда скорость упругих столкновений меньше, чем скорость излучения. Эта корреляция и обуславливает неполное перераспределение по частотам (НЧ). Характер изменения частоты в акте рассеяния зависит от конкретного механизма уширения линии [13].

С учетом доплеровского и столкновительного механизмов уширения спектральной линии вводят функцию неполного

перераспределения $R(\omega', \omega)$. Тогда $\kappa_0 R(\omega', \omega) \sqrt{\pi} ds$ обозначает вероятность поглощения фотона с частотой ω' в интервале частот ds и перепоглощения в области $d\omega$ [14]

$$R(\omega', \omega) = V(\omega') \{ (1 - P_C) \{ (1 - a(\omega')) G(\omega) + a(\omega') \delta(\omega' - \omega) \} + P_C V(\omega) \},$$

где $\omega = [(v - v_0)/v_0] c/v$; $v = \sqrt{2kT/m}$; $a(\omega)$ - функция со значениями $a(\omega) \approx 0$ при $|\omega| \ll \omega_C$ и $a(\omega) \approx 1$ при $|\omega| \gg \omega_C$. Значение ω_C находят из соотношения

$$\exp(-\omega_C^2) / \sqrt{\pi} = a / \pi \omega_C^2.$$

Вероятность того, что упругие столкновения разрушат корреляцию между поглощенным и переизлученным фотонами, выражается следующим образом:

$$P_C = \gamma_C / (\gamma_C + \gamma).$$

где γ_C - скорость упругих столкновений; γ - скорость радиационного распада.

В функции перераспределения множитель $V(\omega')$ обозначает поглощение фотона с частотой ω' по всему фойхтову профилю. Второй множитель характеризует перепоглощение с частотой ω и состоит из двух слагаемых. Множитель $(1 - P_C)$ перед первым слагаемым указывает на отсутствие декоррелирующих столкновений. Тогда по-разному ведут себя фотоны, поглощенные на крыльях линии и в центре ее. Фотоны с частотой, соответствующей крылу линии, переизлучают на той же частоте, а фотоны с частотой, соответствующей центру линии, переизлучают по всему гауссову профилю. Второе слагаемое описывает ситуацию, когда столкновения приводят к ППЧ, ибо декоррелирующие столкновения имеют место.

Эффективным методом исследования пленения излучения является численное моделирование физических процессов методом Монте-Карло. Таким образом, реально моделируются процессы эмиссии, поглощения и переноса энергии в

столкновениях в определенном источнике излучения с множеством фотонов. Результаты детально отражают характеристики излучающей системы, включающие испущенный спектр и объемное распределение [15]. В работе [16] методом Монте-Карло рассчитана скорость высвечивания Ag при длине волны 106,6 нм из цилиндрического объема радиусом 1,9 см при давлении 0,01-10,0 тор. В области давления аргона 0,03-3,0 тор частота переизлученного фотона выбрана соответственно функции ППЧ $R(\omega', \omega) / V(\omega)$. При меньшем давлении использовано приближение ППЧ с доплеровым уширением, а при большем давлении ППЧ обеспечивается резонансными столкновениями.

В этой же работе показано и рассчитанное распределение излучаемой спектральной линии при разном давлении аргона. Из полученных результатов следует, что излучающий профиль представляет собой самообращенный гауссов профиль с увеличивающейся степенью самообращения в центре линии. По мере увеличения давления аргона нарастает столкновительное уширение и увеличивается число фотонов, высвечивающих в крыльях линии. Эти результаты согласуются с данными о зависимости скорости высвечивания от давления.

ВВЛ с аргоном как излучательным элементом наряду с ВВЛ с криптоном, азотом, водородом и другими химическими элементами, имеющими резонансные линии в УФ- и ВУФ-области спектра, широко применяются для исследований в атмосферной физике. Эти лампы имеют специальную конструкцию, созданную с учетом специфики УФ- и ВУФ-области [17]. благородные газы Ag и Kг присутствуют в атмосфере в количестве <1%. Это определяет их пригодность для определения общего давления в различных слоях атмосферы. Однако экспериментальные измерения в ВУФ-области крайне затруднительны. Вопрос о форме высвечивающей резонансной линии Ag 106,6 нм от ВВЛ конкретной конструкции рассмотрен в работе [18]. Лампа имела форму короткого цилиндра радиусом и длиной 10 мм. Излучающий контур моделировали методом Монте-Карло с различной температурой высвечивающих атомов (1300 К) и

температурой поглощающих атомов (300 К). В модели использованы следующие параметры: $\Delta\nu_D = 5,52 \cdot 10^9$ Гц; $\Delta\nu_{\text{col}} = 3,96 \cdot 10^7$ Гц; $\Delta\nu_{\text{res}} = 1,11 \cdot 10^5$ Гц.

Моделированный контур является сильно самообращенным с максимумами при редуцированной частоте $\omega = (2(\nu - \nu_0) \sqrt{\Gamma \nu_0 / \Delta\nu_D}) = 2$ и коэффициентом абсорбции в центре линии $\kappa_0 = 170$.

Авторы работы [19] исследовали контуры резонансной линии азота от ВБЛ на длинах волн 119,93, 120,02 и 120,07 нм. Кварцевая ВБЛ диаметром 7 мм и длиной 45 мм имела окну, прозрачное в ВУФ-области спектра. Лампу помещали в катушку микроволнового генератора так, чтобы был невозбужденный объем длиной 10 мм до входной щели спектрометра. Рассмотрены два случая, когда через лампу прокачивали смесь 0,1% азота в гелия и 1% азота в гелии при давлении 0,4-3,7 тор. Микроволновая мощность составляла 50 Вт и лампа охлаждалась струей воздуха при комнатной температуре. Контуры линий измеряли дифракционным спектрометром. Излучение регистрировали от торца лампы. Ввиду специфики возбуждения в лампе создается слой с невозбужденными атомами. В модель, выбранную для аппроксимации самообращенных экспериментальных контуров, включено три параметра, характеризующих оптическую плотность разных слоев лампы и эффект пленения излучения. Эмиссионный и абсорбционный контур элементарного объема представляет собой гауссов контур спектральной линии при температуре 700 К.

Расхождение экспериментального и модельного контуров может быть связано кроме неточного определения аппаратного контура с учетом вклада столкновительного уширения в формирование самообращенной линии излучения. Интерпретация подгоночных параметров затруднена тем, что при решении многопараметровой нелинейной задачи существенную роль играет сильная корреляция между определяемыми параметрами [20].

Нами разработаны и исследованы гелиевые ВБЛ [21], ВБЛ

представляла собой цилиндр длиной 40 мм и диаметром 22 мм, заполненный гелием при определенном давлении. Излучение спектральных линий регистрировали с торца лампы. При исследовании спектральных параметров гелиевых ВБЛ нами были изучены также контуры ряда спектральных линий синглетных переходов. Контуры спектральных линий измеряли с помощью интерферометра Фабри-Перо, сканируемого давлением. Анализ полученных результатов показал, что линии гелия 667,8 нм ($3^1D_2 - 2^1P_1$) и 501,6 нм ($3^1P_1 - 2^1S_0$) могут быть реабсорбированы [22]. Реабсорбцию излучения рассчитывали по методу, предложенному автором работы [23], где рассмотрен случай измерения реабсорбированного фойхтова профиля спектральной линии от однородного слоя интерферометром Фабри-Перо. Автором даны аналитические выражения для описания интерференционной картины. По методике, рассмотренной в работе [22], найдены значения оптической плотности в центре линии $\kappa_0 l$. На рис. 3 показано изменение

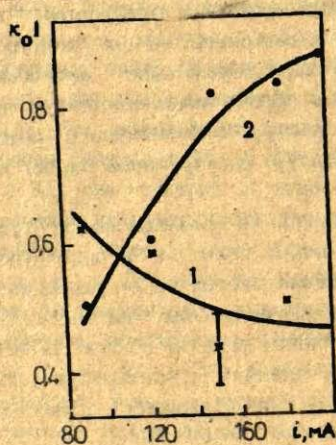


Рис. 3. Оптическая плотность в центре линии в зависимости от тока генератора для спектральных линий гелия от гелиевой ВБЛ: 1-501,6 нм ($3^1P_1 - 2^1S_0$); 2-667,8 нм ($3^1D_2 - 2^1P_1$).

значения $\kappa_0 L$ в зависимости от тока возбуждающего высокочастотного генератора ППБЛ-3М для лампы с давлением гелия 0,64 тор. Концентрация возбужденных атомов на метастабильном уровне 2^1S_0 при силе тока генератора 120 мА оказалась равной $2,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ на резонансном уровне 2^1P_1 при тех же условиях $5,2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Ход зависимостей на рис. 3 связан с тем, что при малых значениях тока генератора дезактивация метастабильного уровня происходит в основном вследствие диффузии атомов до стенок лампы, что является более медленным процессом, чем излучение с резонансного уровня. С увеличением тока генератора из-за пленения излучения населенность резонансного уровня 2^1P_1 увеличивается, в то время как в дезактивации метастабильного уровня 2^1S_0 все большую роль играют столкновительные процессы.

Ясное представление о контурах спектральных линий источников резонансного излучения и их изменениях в зависимости от режима эксплуатации очень важно как при диагностике плазмы, так и при оптимизации ламп для их успешного применения в количественном спектральном анализе и для изучения физических процессов в различных средах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Karabourniotis D. Self-reversed Emission Lines in Inhomogenous Plasmas. Radiative Processes in Discharge Plasmas, ed. by J.M.Proud. New York: Plenum Press, 1986. P. 171-247.
2. Berzinya D.K., Putninya S.Y., Ubelis A.P. Shapes of Helium Spectral Lines from High Frequency Electrodeless Sources // Abstr. 9-th Internat. Conf. on Spectral Line Shapes. Poland, Torun. 1988. D. 32.
3. Holstein T. Imprisonment of Resonance Radiation in Gases // Phys. Rev. 1947. Vol. 72, N. 12. P. 1212-1233.
4. Биберман Л.М., Доробьева В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М. Наука, 1986. 375 с.

5. Преображенский Н. Г. Спектроскопия оптически плотной плазмы. Новосибирск: Наука, 1971. 179 с.

6. Агапов А. С., Хуторшиков В. И. Высоочастотные безэлектродные спектральные лампы с парами металлов. Теория и эксперимент // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОВР. 1983. Вып. 9. С. 111-118.

7. Ключарев А. Н., Янсон М. Л. Элементарные процессы в плазме щелочных металлов. М: Энергоиздат, 1988. 215 с.

8. Асадуллина Р. И., Безуглов Н. Н., Борисов Е. Н., Редько Т. П. Распад 5^1P_1 -уровня стронция при столкновении с атомами аргона в условиях пленения излучения // Опт. и спектр. 1987. Т. 62. Вып. 2. С. 279-284.

9. Walter G., Schweitzer Jr. Hyperfine Structure and Isotope Shifts in the 2537 Å Line of Mercury by a New Interferometric Method // JOSA. 1963. Vol. 53, N. 9. P. 1055-1072.

10. Grossman M. W., Lagushenko R., Maya J. Isotope Effects in a Low-pressure Hg-rare Gas Discharges // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 34, N. 5. P. 4094-4102.

11. Walsh P. J. Effect of Simultaneous Doppler and Collision Broadening and of Hyperfine Structure on the Imprisonment of Resonance Radiation // Phys. Rev. 1969. Vol. 116, N. 3. P. 511-515.

12. Van de Weijer P., Cremers R. M. M. Pulsed Optical Pumping in Low-pressure Mercury Discharge. Radiative Processes in Discharge Plasmas, ed. by J. M. Proud. New York: Plenum Press, 1980. P. 65-93.

13. Булышев А. Е., Преображенский Н. Г., Суворов А. Е. Перенос излучения в спектральных линиях // УФН. 1988. Т. 150, Вып. 1. С. 153-176.

14. Post H. A. Radiative Transport at the 184.9 nm Hg Resonance Line. I. Experiment and Theory // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 33, N. 3. P. 2003-2016.

15. Anderson J. B., Maya J., Grossman M. W., Lagushenko R., Waymouth J. F. Monte Carlo Treatment of Resonance Radiation Imprisonment in Fluorescence Lamps // Phys. Rev. 1985.

Vol. 31, N. 5. P. 2968-2975.

16. Verheersch F., Fiermans V., Ongena J., Post H.A., Wieme W. Monte Carlo Investigation of Imprisonment of Resonance Radiation with partial frequency redistribution // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1988. Vol. 21. P. 1933-1937.

17. Убелис А. Высокочастотные безэлектродные лампы для вакуумно-ультрафиолетовой области спектра // Настоящий сборник. С. 87-93.

18. Zuber A. Resonance Light Sources and their Use in Atmospheric Research. University of Stockholm, 1989.

19. Wood D.R., Skinner G.B., Lifshitz A. Measurement and Modeling of Nitrogen Resonance Line Profiles from an Electrodeless Discharge Lamp // J. Chem. Phys. 1987. Vol. 87, N. 9. P. 5092-5096.

20. Реваде Г. Моделирование контуров спектральных линий // Настоящий сборник. С. 44-52.

21. Скудра А. Высокочастотные безэлектродные лампы гелия // Настоящий сборник. С. 67-75.

22. Берзиня Л. Сравнение графических методов обработки контуров спектральных линий // Настоящий сборник. С. 53-66.

23. Ballik E.A., Elliot C.J. Evaluation of Absorption and Gain from Spontaneous Emission Profiles // Appl. Opt. 1966. Vol. 5, N. 11. P. 1858-1861.

Г.Ревалде
Латвийский Университет
(Рига)

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНТУРОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Важным источником информации о процессах, происходящих в низкотемпературной плазме ВВЛ, являются контуры спектральных линий. Их высокая информативность обусловлена многообразием факторов, влияющих на формирование контура линии в источнике излучения.

Регистрируемый интерферометром Фабри-Перо, контур спектральной линии отличается от истинного контура, испускаемого источником излучения. Этот контур является сверткой аппаратного и истинного контуров, что можно описать следующей формулой:

$$f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f^*(x-y) f'(y) dy + \xi(x),$$

где $f(x)$ - регистрируемый контур; $f^*(x)$ - функция истинного контура спектральной линии; $f'(x)$ - аппаратная функция; $\xi(x)$ - функция, характеризующая случайные погрешности.

Проблема состоит в том, как определить истинный контур линии. Один из подходов - решение обратной задачи. Однако из-за неминуемых случайных погрешностей в экспериментах такое решение нестабильно, т.е. ошибки в результатах могут создать произвольно большую неопределенность в решении. Для корректного решения задачи необходима априорная информация, полученная независимым образом. В работе [1] предлагаются два подхода к решению плохо обусловленных обратных задач: применение методов регуляризации и аппроксимация экспериментальных данных модели.

Второй подход реализуем, если имеется ясное представление о физических процессах, происходящих в исследуемом объекте, об экспериментальной аппаратуре. Тогда задачу определения неизвестных величин можно решить прямым путем - вычислить наблюдаемый контур спектральной линии по аппроксимирующим функциям и сравнить его с экспериментально зарегистрированным контуром. Расчет проводится при различных наборах значений искомых параметров истинного контура, и в ходе решения устанавливаются те значения параметров, при которых соответствие расчетной и экспериментальной линий наилучшее.

Теоретическая модель

При выборе функций, описывающих форму контура спектральной линии, необходимо понять процессы, в результате которых формируется контур.

В низкотемпературной плазме главной причиной уширения спектральных линий является доплерово уширение, характеризующее температуру высвечивающих атомов. Предполагается, что распределение светящихся атомов по скоростям максвеллово, что приводит к гауссовой форме контура:

$$G(u) = I_0 \exp\left[-4 \ln 2 \left(\frac{u}{\Delta\nu_D}\right)^2\right],$$

где $\Delta\nu_D = 7.16 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\lambda} \sqrt{T}$, а $u = \nu - \nu_0$. Найдя ширину гауссовой функции, можно определить температуру светящихся атомов.

Естественное уширение $\Delta\nu_{\text{ест}}$, резонансное уширение $\Delta\nu_{\text{рез}}$ и уширение спектральной линии, вызванное взаимодействием атома с окружающими его частицами $\Delta\nu_{\text{ст}}$, описывается лоренцевой функцией: $L(u) = \frac{\Delta\nu_L}{\pi} / (4u^2 + \Delta\nu_L^2)$, где $\Delta\nu_L = \Delta\nu_{\text{ест}} + \Delta\nu_{\text{рез}} + \Delta\nu_{\text{ст}}$. Поскольку все процессы, приводящие к гауссовой и лоренцевой форме линии, происходят одновременно, результирующий контур спектральной линии является суммой функции Гаусса и Лоренца и называется функцией Фойхта:

$$V(a, \omega) = \frac{a}{\pi} \int \frac{\exp(-y^2) dy}{a^2 + (\omega - y)^2}$$

где $a = \Delta\nu_{\text{л}} \sqrt{\text{Tn}2} / \Delta\nu_{\text{г}}$; $\omega = 2\pi \sqrt{\text{Tn}2} / \Delta\nu_{\text{г}}$;
 $y = 2(\nu - \nu^*) \sqrt{\text{Tn}2} / \Delta\nu_{\text{г}}$.

Излучение, в основном резонансное, по пути к выходу из светящегося объема претерпевает множество актов абсорбции и испускания и становится реабсорбированным. Тогда контур спектральной линии можно аппроксимировать фойхтовим контуром, искаженным реабсорбцией [2]:

$$I(u) = I_0 P(\omega) e^{-\kappa_0 I} \sum \frac{n! \kappa_0 I^{2j}}{(2j)! n!}$$

где I_0 - интенсивность в максимуме; $P(\omega)$ - функция контура излучения в элементарном объеме - в нашем случае $V(a, \omega)$; $\kappa_0 I$ - оптическая плотность; n - целое число, характеризующее неоднородность источника. Если $n=1$, источник излучения однородный, $n \geq 13$ - крайне неоднородный источник. Учитываются также сверхтонкие компоненты линии I_1, I_2, \dots, I_k с относительными сдвигами $\Delta\nu_1, \Delta\nu_2, \dots, \Delta\nu_k$, где k - число компонент. Наглядным примером моделирования спектральной линии со сложной сверхтонкой структурой является резонансная линия ртути $\lambda = 253,7$ нм [3, 4].

В качестве аппаратной функции использована функция Эйри с эффективным коэффициентом отражения $R_{\text{эф}} \leq R_{\text{зерк}}$. Таким образом включаются некоторая разъюстировка интерферометра и влияние всего спектрометра в целом. Интерферометр характеризует также свободная спектральная область $\Delta\sigma = 1/2l$, где l - расстояние между зеркалами.

Результирующим контуром спектральной линии является свертка искаженного реабсорбцией контура Фойхта с аппаратным контуром.

Статистическое моделирование

Итак, теоретическая модель включает пять неизвестных параметров: $\Delta\nu_{\text{г}}$, $\Delta\nu_{\text{л}}$, R , n , $\kappa_0 I$. Параметры, характеризующие компоненты сложной структуры линии I_1, I_2, \dots, I_k и

$\Delta y_1, \Delta y_2, \dots, \Delta y_k$ обычно считаются известными. Мы должны определить те значения параметров, при которых достигается наилучшее соответствие модельного и экспериментального контуров, т. е. необходимо найти минимум целевой функции. В качестве целевой функции выбрана взвешенная сумма квадратов отклонений между экспериментальными данными y_i и рассчитанными по модели $f(x)$:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} (y_i - f(x_i))^2.$$

Для достижения минимума выбран симплекс-метод [5].

При математической обработке экспериментальных результатов важно не только определить значения неизвестных параметров, но и оценить стабильность и точность решения. Необходимо исследовать, как экспериментальные погрешности влияют на результаты расчета. Скажем, мы определили минимум целевой функции χ_{\min}^2 и получили наилучшие оценки параметров, которые можно обозначить вектором θ в параметровом пространстве. При небольшом изменении в экспериментальных данных, например, при наличии ошибок, минимум целевой функции перемещается и определяется другим вектором θ^* . Важно установить, при каких изменениях в экспериментальных данных наши оценки все еще можно считать достоверными и соответствующими области ξ - неопределенности целевой функции $|\chi^2(\theta) - \chi_{\min}^2(\theta^*)| \leq \epsilon$, где ϵ - число, определяющее уровень значимости.

Для нелинейных и многопараметровых задач из-за коррелированности параметров это практически невозможно. При определении точности и стабильности решения таких задач используется статистическое моделирование, которое включает следующие этапы: 1) генерирование "экспериментального" контура с истинными значениями параметров; 2) наложение случайных ошибок; 3) определение параметров для этого "эксперимента". Многократно повторяя эту процедуру, устанавливаем ковариационную матрицу параметров и смещение оценок от "истинных" значений параметров [6].

Неопределенность оценок плохо обусловленных многопараметровых задач уменьшает учитывание априорной информации о решении. Известно [2], что сильно коррелированными являются величины n и κ_0 . Контур линии с $n=1$ и $\kappa_0=4$ практически такой же, как контур линии с $n=0$ и $\kappa_0=2,4$. Наблюдается только 7%-ное различие интенсивностей в крыльях линии. Ясно, что перед решением задачи какой-то один параметр, очевидно n , следует оценить. В данной работе чаще используются для крайние возможности - $n=1$ однородная и $n=0$ крайне неоднородная среда, хотя ясно, что это идеализация.

Итак, число неизвестных параметров уменьшается до 4: $\Delta\nu_{\Gamma}$, $\Delta\nu_{\Delta}$, κ_0 , R .

Статистическое моделирование проводилось при значениях параметров $\Delta\nu_{\Gamma} = 0,032 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\nu_{\Delta} = 0,001 \text{ см}^{-1}$, $\kappa_0 = 1,9$, $R = 0,8$ для крайне неоднородного источника. Число отсчетов $m = 30$, $\Delta\sigma = 0,2 \text{ см}^{-1}$, число компонент $k = 1$, случайные ошибки задавались значениями дисперсий 0,05 и 0,1. Стандартные отклонения σ и парные коэффициенты линейной корреляции ρ приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Стандартные отклонения

σ^2	$\sigma_{\Delta\nu_{\Gamma}}$	$\sigma_{\Delta\nu_{\Delta}}$	σ_{κ_0}	σ_R
0,05	0,0011	0,0003	0,05	0,02
0,10	0,0013	0,0004	0,30	0,02

Таблица 2

Парные коэффициенты корреляции

σ^2	$\rho(\Delta\nu_{\Gamma}, \Delta\nu_{\Delta})$	$\rho(\Delta\nu_{\Gamma}, \kappa_0)$	$\rho(\Delta\nu_{\Delta}, \kappa_0)$	$\rho(\Delta\nu_{\Gamma}, R)$	$\rho(\Delta\nu_{\Delta}, R)$	$\rho(\kappa_0, R)$
0,05	0,07	0,28	0,47	0,57	0,66	0,82
0,10	0,14	1,00	0,50	0,51	0,61	0,54

Самая сильная, притом отрицательная, корреляция наблюдается между шириной гауссова контура и оптической плотностью. Сильно отрицательно коррелированы также Δv_L и κ_{O1} ; κ_{O1} и R , а позитивно коррелированы Δv_T и R ; Δv_L и R .

Полученные результаты показывают, что значение $\rho(\Delta v_T, \Delta v_L)$ очень мало, но так как коэффициент корреляции есть показатель того, насколько связь между случайными величинами отскакивает от строгой линейной зависимости, то это означает или слишком большую долю случайности, или слишком большую криволинейность этой связи. Хуже всего определяется Δv_L (с отклонением 50 % и порой даже больше), поскольку она численно очень мала и ее влияние на образование суммарного контура несущественно. В связи с этим и $\rho(\Delta v_T, \Delta v_L)$ может показать сильную случайность. Статистическое моделирование проводилось также для задачи с тремя неизвестными параметрами Δv_T , Δv_L и κ_{O1} , поскольку в процессе работы характеристики установки могут быть уже установлены. Полученные при разных значениях R , σ и ρ приведены в табл. 3.

Таблица 3

Парные коэффициенты корреляции и стандартные отклонения

R	$\rho(\Delta v_T, \Delta v_L)$	$\rho(\Delta v_T, \kappa_{O1})$	$\rho(\Delta v_L, \kappa_{O1})$	$\sigma_{\Delta v_T}$	$\sigma_{\Delta v_L}$	$\sigma_{\kappa_{O1}}$
0,7	-0,45	-0,30	-0,61	0,0008	0,0005	0,17
0,9	-0,82	-0,4	-0,67	0,0005	0,0004	0,05

Из табл. 3 видно, что в случае трех неизвестных параметров все-таки выявляется сильная отрицательная корреляция между Δv_T и Δv_L . Это совпадает и с данными [7]. При уменьшении значения R ухудшается точность определения параметров, что и понятно, потому что широкая аппаратная функция скрывает много информации, и характеризующий ее параметр сильно коррелирует со всеми остальными. Это хорошо видно на рис. 1, где показаны 20%-ые доверительные области трехпараметровой модели в координатах отклонений $\delta(\Delta v_T)$, $\delta(\Delta v_L)$, $\delta(\kappa_{O1})$ для разных значений R и для истинных

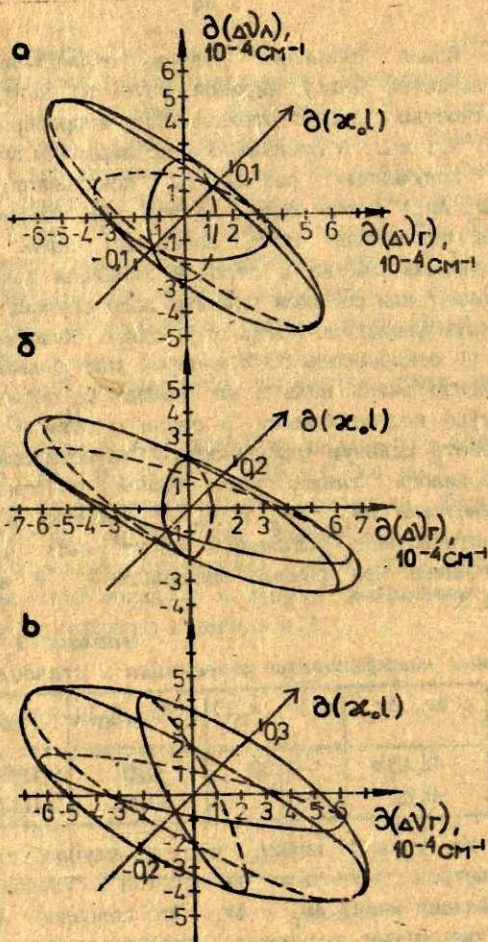


Рис.1. 20%-ные доверительные области трехпараметровой модели при истинных значениях параметров $\Delta\nu_\lambda = 0,039 \text{ см}^{-1}$; $\Delta\nu_\Gamma = 0,001 \text{ см}^{-1}$: а) $R=0,9$; б) $R=9,8$, в) $k=0,7$.

значений параметров $\Delta\nu_1 = 0,032 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\nu_2 = 0,001 \text{ см}^{-1}$, $\kappa_0 = 1,9$, $n = 13$, $\Delta\sigma = 0,2 \text{ см}^{-1}$, $\sigma^2 = 0,05$, $m = 30$. Для $R = 0,8$ в этом случае температуру светящихся атомов можно получить с точностью до 25°C . Довольно хорошо можно оценить и оптическую плотность среды, но нельзя доверять оценке лоренцевой ширины $\Delta\nu_1$. Число повторов в статистической модели $N = 20-30$. Конечно, надежность оценок зависит также от $\Delta\sigma$ и m . Довольно важно для симплекс-метода подгонки выбрать начальный пункт в координатном пространстве параметров. Обычно в ходе работы уже можно сделать какие-то предположения о значениях параметров, что позволяет исходную точку взять близко к минимуму. Проводя более одного запуска программы при разных начальных точках, можно решить эту проблему, а также проверить, является ли найденный минимум глобальным или локальным.

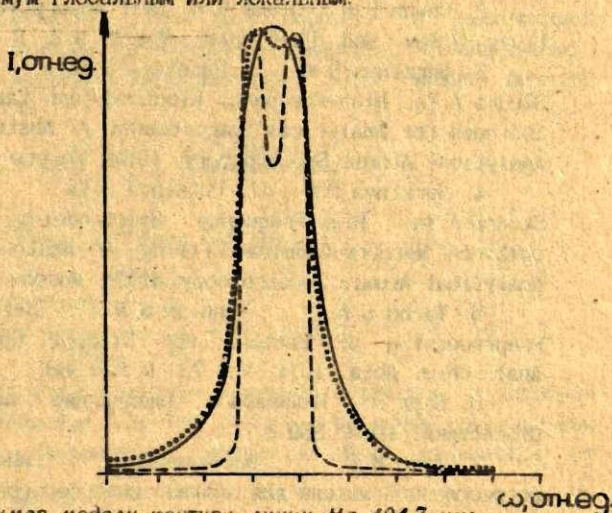


Рис.2. Пример модели контура линии Hg 404,7 нм:

- - - расчет истинного контура при $\Delta\nu_1 = 0,034 \text{ см}^{-1}$; $\Delta\nu_2 = 0,001 \text{ см}^{-1}$; $\kappa_0 = 2,1$;
- расчет с учетом аппаратной функции для $R = 0,7$;
- эксперимент.

Особое внимание в нашей работе уделяется комбинированным ВБЛ. В последнее время изучались лампы с наполнением Hg - Cd [7]. На рис. 2 приведен пример модели для линии ртути 404.7 нм при наполнении лампы 98% нм изотопом Hg-200.

Таким образом, можно сделать вывод: несмотря на то, что параметров много, и они сильно коррелированы, но разумное использование известной информации по данному методу позволяет хорошо оценить характеристики спектральных линий ВБЛ.

Список литературы

1. Bertero M., De Mol C., Viano G. A. The Stability of Inverse Problem. Inverse Scattering Problems in Optics. Berlin: Springer, 1980. P. 161-214.
2. Cowan R. D., Dieke G. H. Self-Absorption of Spectrum Lines // Rev. Mod. Phys. 1948. Vol. 2. N. 2. P. 418-488.
3. Берзина Д. К., Пугния С. Я., Реваде Г. В., Скудра А. Я. High-Frequency Electrodeless Lamps on Mercury Isotopes for Analytical Spectroscopy // Abstr. XI Conf. on Analytical Atomic Spectroscopy. USSR, Moscow, 1990. P. 90.
4. Берзина Д. К., Пугния С. Я., Реваде Г. В., Скудра А. Я. High-Frequency Electrodeless Lamps with combined Mercury-Cadmium Filling // Abstr. XI Conf. on Analytical Atomic Spectroscopy. USSR, Moscow, 1990. P. 89.
5. Yarbo L. A., Penning S. N. Selection and Preprocessing of Factors for Simplex Optimization // Anal. Chim. Acta. 1974. Vol. 73. P. 391-398.
6. Бард Я. Нелинейное оценивание параметров. М. Статистика, 1979. 360 с.
7. Лукс И. П. Исследование многопараметровой регрессионной модели для анализа интерферограммы Фабри-Перо // Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1983. С. 123-131.
8. Берзина Д. К., Пугния С. Я., Реваде Г. В. Спектральные характеристики ртутных изотопных ВБЛ // Тез. докл. VIII Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Ч. II. Минск, 1991. С. 151-152.

Д. Берзина
Латвийский Университет
(Рига)

СРАВНЕНИЕ ГРАФИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ КОНТУРОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Контуры спектральных линий ВБЛ

На контур спектральной линии одновременно воздействует несколько факторов: тушение излучения, доплеров эффект, столкновения атомов, а иногда и резонансное уширение линии. Если такой контур линии возникает вследствие композиции гауссовой функции (доплеров эффект) и независимой лоренцевой функции (естественное уширение, столкновения), то результирующую интенсивность линии можно описать выражением [1]

$$H(a, \omega) = \frac{I(\nu)}{I(\nu_0)} = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2} dx}{a^2 + (\omega - x^2)^2}$$

$$\text{где } a = \frac{\Delta\nu_{\text{нат}} + \Delta\nu_{\text{сод}} + \Delta\nu_{\text{рез}}}{\Delta\nu_{\text{доп}}} \sqrt{\ln 2}$$

$$\text{и } \omega = \frac{2 \sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu_{\text{доп}}} (\nu - \nu_0)$$

Профиль такого контура называют - фойхтсв, и интеграл $H(a, \omega)$ табулирован [2]. При работе с реальным спектральным аппаратом регистрируемое излучение $F(x)$ отличается от истинного:

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} H(a, \omega) A(x) dx$$

Здесь $A(x)$ - аппаратная функция. Чтобы узнать истинный контур, нужно решить интегральное уравнение для каждой

точки на кривой. Это очень трудоемкий процесс, поэтому выработаны методы, с помощью которых можно рассчитать составляющие контура только по некоторым точкам на интерферограмме.

Иногда интерферограмма спектральной линии показывает, что контур асимметричен. Обычно это заметно на глаз. Возможны следующие причины асимметрии: уширение линии ионами или нормальными атомами, которое может быть описано в статистическом приближении; наложение на исследуемый контур другой спектральной линии, не разрешенной спектрометром; сверхтонкая структура линии и изотопический сдвиг, неразрешимые из-за уширения линии; неравномерность сканирования. Если не удастся исключить асимметрию, то производится обработка более тонкой части контура, т.е. той части профиля, которая наиболее удалена от линии изотопа или свободна от статистического крыла. Такая обработка позволяет по измеренной ширине контура и форме его крыла найти отдельно лоренцову и гауссову ширину линии.

Обработка широких контуров

Для неискаженного контура один из простейших методов обработки предложил Баллик [3] в 1966 г. Метод можно с успехом применять только для обработки широких контуров, когда ширина линии незначительно меньше свободной спектральной области $\Delta\sigma = 1/\Delta t$, где t - расстояние между зеркалами интерферометра Фабри-Перо.

Балликом получено выражение

$$I(x) = \frac{\frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\operatorname{Re}^{-L})^n e^{-\frac{n^2 D^2}{4}} \cos nx}{\frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\operatorname{Re}^{-L})^n e^{-\frac{n^2 D^2}{4}}}$$

где $x = \pi(\nu - \nu_0)/\Delta\sigma$, а L и D - параметры Баллика. По этому выражению рассчитаны разные значения параметров и построен график Баллика. С его помощью контур Фойхта

голиевой линии 501,6 нм ($3^1P_1 - 2^1S_0$) разложен на составляющие (табл. 1).

Таблица 1
Значения составляющих контури Фойхта без учета и с учетом реабсорбции.

N 10 ²⁰ ат/см ³	$\Delta\nu_{\text{Ф}}$ см ⁻¹	$\Delta\nu_{\text{Г}}$ см ⁻¹ (Балл1)	$\Delta\nu_{\text{Л}}$ см ⁻¹ (балл1)	$\Delta\nu_{\text{Д}}$ см ⁻¹	κ_0^1 (Бург)	$\Delta\nu_{\text{Л}}$ см ⁻¹ (Балл2)	κ_0^1 (Балл2)
0.6	0.156	0.152	0.016	0.133	0.85	0.032	0.43
1.1	0.159	0.150	0.017	0.134	0.90	0.023	1.00
1.6	0.168	0.153	0.028	0.134	0.60	0.031	0.40
2.3	0.167	0.150	0.031	0.135	0.50	0.034	0.30
2.8	0.167	0.151	0.030	0.138	0.61	0.032	0.46
3.5	0.170	0.151	0.036	0.138	0.53	0.038	0.45
4.5	0.167	0.150	0.030	0.140	0.65	0.030	0.32
7.1	0.167	0.142	0.046	0.138	0.46	0.039	0.45
10.1	0.166	0.145	0.035	0.138	0.28	0.036	0.28
16.3	0.170	0.145	0.045	0.134	0.38	0.044	0.21
22.4	0.177	0.150	0.046	0.132	0.30	0.049	0.30

$\Delta\nu = 0,417 \text{ см}^{-1}$; $i = 100 \text{ мА}$; $\lambda = 501,6 \text{ нм}$. $\Delta\nu_{\text{Ф}}$, $\Delta\nu_{\text{Г}}$, $\Delta\nu_{\text{Л}}$, $\Delta\nu_{\text{Д}}$ - фойхтова, гауссова, лоренцева, допллерова ширина контура; κ_0^1 - усредненные значения коэффициента абсорбции по пяти толщинам интерферометра; Балл 1 - см. рис. 2а, Балл 2 - см. рис. 2б.

Пример. По контуру (рис. 1) находим $I_{\text{мин}}/I(\nu_0) = 0,075$; $\Delta\nu/\Delta = 0,402$. Применяя график Баллика (приведенный на рис. 2а), находим $\nu/\Delta\nu = 0,22$ и $\text{Re}^{-L} = 0,81$. Так как параметры Баллика с гауссовой и лоренцевой частью связаны соотношениями $\Delta\nu_{\text{Г}} = \nu/\Delta\nu \sqrt{2 \ln 2} \Delta\nu$ и $\Delta\nu_{\text{Л}} = -\ln(\text{Re}^{-L}) \Delta\nu/\Delta$, получаем $\Delta\nu_{\text{Г}} = 0,153 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta\nu_{\text{Л}} = 0,023 \text{ см}^{-1}$. По данным табл. 1 можно построить график $\Delta\nu_{\text{Л}} = f(N)$. Наклон этой прямой характеризует константу уширения линии при соударениях с

атомами гелия в основном состоянии: $V = (10,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-20} \text{ см}^{-1} \text{ см}^3$ [4,5]. Точка пересечения проведенной прямой с осью ординат соответствует сумме ширины аппаратного контура и естественной ширины линии (последнюю рассчитываем по известным вероятностям переходов). Эффективное число интерферирующих пучков $N_R = 18$ характеризует ширину аппаратного контура.

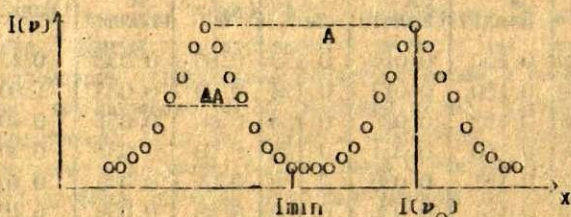


Рис.1. Интерферограмма спектральной линии

Достоинством этого метода является быстрое получение результата, но метод не имеет широкого применения, так как достоверные данные можно получить только в узкой области величин $0,05 \leq I_{\text{шп}}/I(v_0) \leq 0,25$ и $0,2 \leq \Delta A/A \leq 0,4$.

Для реабсорбированного контура наши результаты для константы уширения гелиевой линии 501,6 нм ($3^1P_1 - 2^1S_0$) $V = (10,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-20} \text{ см}^{-1} \text{ см}^3$ не совпадает с теоретическими $V_{\text{теор}} = 5,5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^{-1} \text{ см}^3$ и экспериментальными $V_{\text{эксп}} = (8,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-20} \text{ см}^{-1} \text{ см}^3$ данными Малверна и др. [6]. Это привело нас к мысли, что профиль не фойгтов, а действительно деформирован вследствие реабсорбции. Тогда описанный метод разложения контура на составляющие теряет смысл.

Гауссова часть уширяется вследствие реабсорбции, она связана с доплеровской шириной через оптическую плотность $\kappa_0 l$ формулой (7):

$$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_L} = \frac{1}{4 \ln 2} \sqrt{\ln \left[\kappa_0 l / \ln \left(\frac{2}{1 + e^{-\kappa_0 l}} \right) \right]}$$

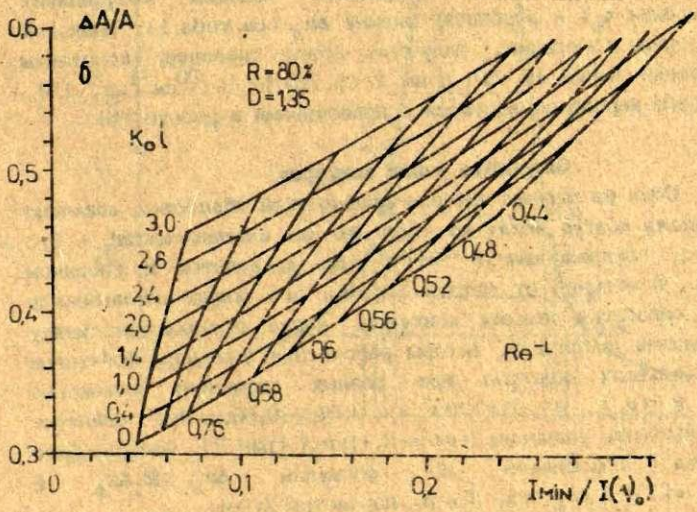
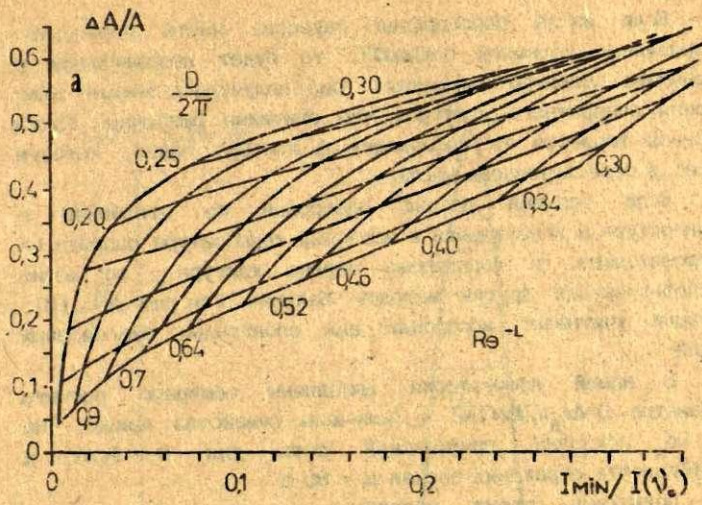


Рис.2. — Номограммы Баллика для:
 а) неабсорбированного контура;
 б) реабсорбированного контура.

Если из-за реабсорбции гауссова часть определена неправильно (слишком большая), то будет неправильной и лоренцева (слишком маленькая): она получилась меньше даже ширины аппаратного контура, что очевидно ошибочно. Таким образом теряется та информация о контуре линии, которую несет в себе лоренцева часть.

Если газовый разряд однороден по отношению к температуре и возмущению и известна температура разряда (а следовательно, и доплерова ширина контура), то можно воспользоваться другим методом Баллика (см рис. 26) [8], который учитывает абсорбцию для спонтанных эмиссионных линий.

В нашей лаборатории выполнены обширные расчеты параметра $D = \Delta\nu_{\text{л}} / \Delta\nu_{\text{ДП}} \sqrt{T}$ и получены семейства кривых. На рис. 26 показана графическая сеть для $D = 1,35$ и коэффициента отражения зеркал $R = 80\%$.

Пользуясь этими графиками, находим коэффициент абсорбции κ_0 и лоренцеву ширину $\Delta\nu_{\text{л}}$ (см табл. 1). Прделав указанные операции, получаем новые значения константы уширения линии He 501.6 нм $B = (8,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-20} \text{ см}^{-1} \text{ см}^3$ [9], которые хорошо согласуются с приводимыми в работе [5].

Обработка узких контуров

Один из первых методов графической обработки, согласно которому контур делят на части по оси интенсивностей, - это метод, предложенный в 1947 г. Ван-де-Хулстом и Рисинком [10]. В отличие от метода Баллика его можно использовать для обработки тонких контуров, когда переложение между порядками небольшое. Авторы рассчитали значения фойхтовых составляющих контура при разных значениях отношения $I(\nu)$ к $I(\nu_0)$ - $I(\nu)/I(\nu_0) = 0,01 - 0,80$, но советуют использовать значение $I(\nu) = 0,1 I(\nu_0)$ (рис. 3). Составляющие $\Delta\nu_{\text{л}}$ определяем по формулам $\Delta\nu_{\text{л}} = \beta_1 \Delta\nu_{\text{ф}}$ и $\Delta\nu_{\text{р}} = \beta_2 \Delta\nu_{\text{ф}}$, где β_1 и β_2 параметры Хулста.

15 лет спустя Дейвис и Баугхан [11] конкретизировали расчеты своих коллег и предложили очень удобные для работы

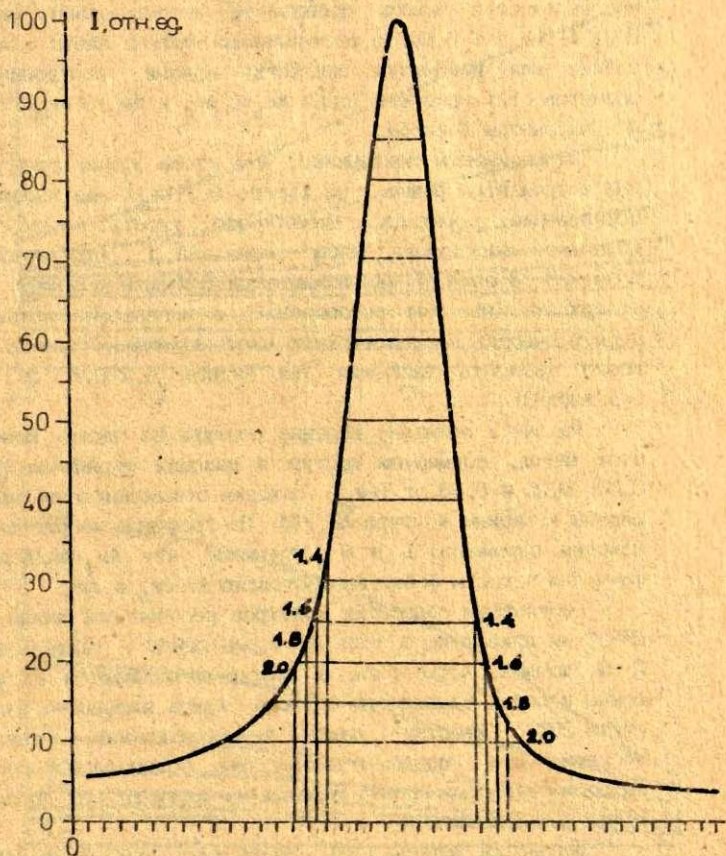


Рис.3. Деление контура на части по оси ординат (метод Дейвиса) и по оси абсцисс (метод Элсте) для определения гауссовой и лоренцевой составляющих

таблицы. Известно [2], что наиболее велико различие между гауссовой и лоренцевой частями в области $0,05 \leq I(\nu_0) \leq 0,25$ (если $I(\nu_0)=1$). Деление контура по оси интенсивностей можно произвести в интервале значений $0,01 \leq I(\nu_0) \leq 0,95$, а составляющие Фойхта найти с помощью таблиц или используя семейства кривых, построенных по расчетам (11) (рис. 4). Тогда $\Delta\nu_L = L \cdot \Delta\nu_\Phi$ и $\Delta\nu_r = G \cdot \Delta\nu_\Phi$, где L и G - параметры Лейвиса.

Эксперименты показывают, что столь узкие контуры для ВВЛ встречаются редко - на высоте $0,1I(\nu_0)$ еще наблюдается переложение порядков. Чтобы это учесть, надо брать маленькое расстояние между зеркалами t , что не всегда возможно. В области интенсивностей $0,7-0,8$ от $I(\nu_0)$ трудно утверждать, что нет реабсорбции, а поглощение искажает в первую очередь именно верхнюю часть контура, поэтому лучше всего выбирать значения по высоте $0,2-0,3$ от $I(\nu_0)$ (см. табл. 2).

На рис. 3 показано деление контура на части. Используя этот метод, нормируем контур и находим ширину на высоте $0,30, 0,25$ и $0,20$ от $I(\nu_0)$. Находим отношения этих значений ширины к ширине контура $\Delta A_1/\Delta A$. По графикам на рис. 4а и 4б находим параметры L и G . Учитывая, что $\Delta\nu_\Phi = \Delta A/\Delta \nu$, по формулам находим фойхтовы составляющие $\Delta\nu_L$ и $\Delta\nu_r$.

Результаты обработки контуров резонансной линии ртути $253,7$ нм приведены в табл. 2. Форма лампы - гантель длиной 6 см, диаметр шара 2 см, а контур записывается с "шейки" лампы и более удаленного баллона. Лампа наполнена изотопом ртути 202 , "хвостик" лампы термостатирован. Результаты обсудим ниже, после ознакомления с методом, согласно которому интерферограмма делится на части по оси абсцисс, а не по оси ординат.

Используя работы [10], Элсте [12] (рис. 5) в 1953 г. составил свои таблицы. Они сходны с приведенными в работе [11], но $\Delta\nu_r$ надо умножать на $2\sqrt{2}$, поэтому для работы удобнее использовать таблицы [11].

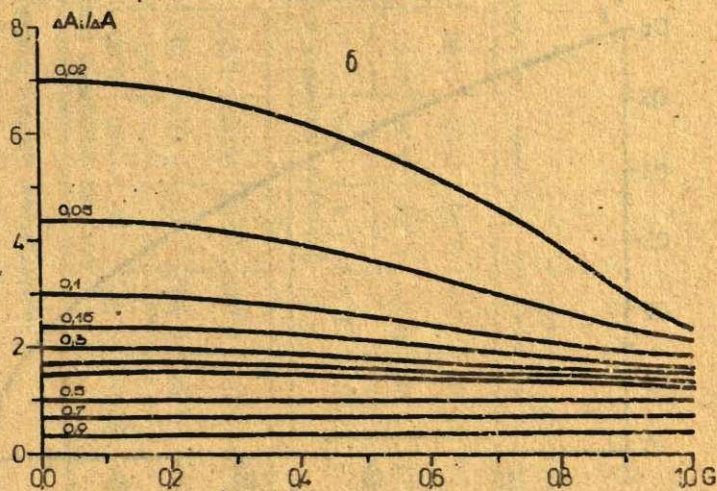
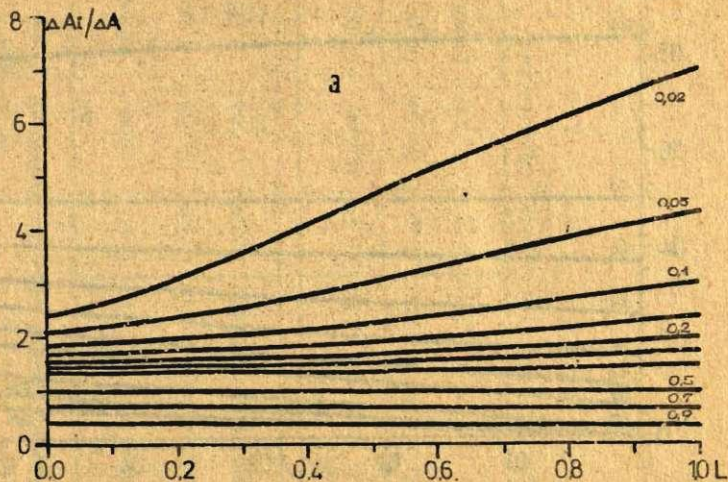


Рис.4. Определение параметров Дейвиса: а) L и б) G

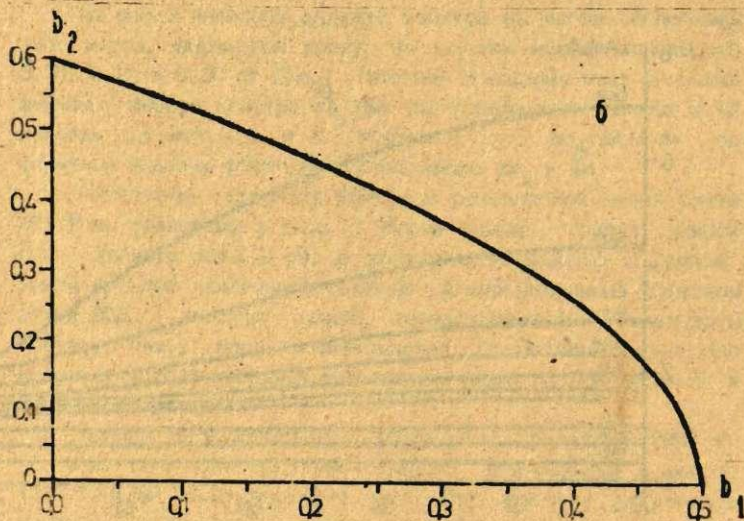
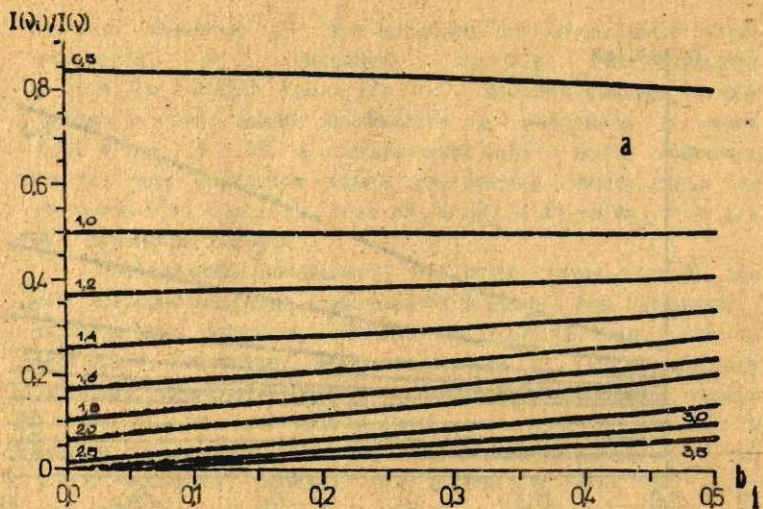


Рис.5. Определение параметров Эласте: а) b_1 и б) b_2

Таблица 2
Составляющие контура Фойхта с "шейка" гантелеобразной лампочки ^{202}Hg

[II]	Значения отношений $I(v_1)$ к $I(v_0)$											
	0,85	0,80	0,70	0,60	0,40	0,30	0,25	0,20	0,15	0,10	полуш.	полуш.
1	0,472	0,575	0,500	0,410	0,637	0,610	0,666	0,680	0,748	0,850	0,065 ±5	0,069 ±4
q	0,715	0,639	0,694	0,758	0,589	0,610	0,560	0,550	0,490	0,370	0,064 ±4	0,061 ±3

[12]	Значения отношений $\Delta\lambda_1$ к $\Delta\lambda$											
	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9	2,0	полуш.	полуш.
b_1	0,30	0,20	0,35	0,28	0,28	0,30	0,29	0,31	0,33	0,33	0,063 ±9	0,065 ±5
b_2	0,62	0,76	0,53	0,65	0,65	0,62	0,63	0,60	0,57	0,57	0,065 ±7	0,065 ±4

Звездочкой помечены величины, значения которых достаточно для определения конечного результата.

Элсте предложил и другой метод, - деления зарегистрированного контура по оси абсцисс [12]. После нормирования полуширины на единицу можно провести ординаты по контуру на расстоянии 0,1-3,9 (см.рис.3) в долях полуширины. На практике так много делений не делают, потому что в верхней части контура и на крыльях очень велика ошибка. Найдя отношения $I(v_1)/I(v_0)$ по таблицам или графикам (см.рис.5), рассчитываем параметры Элсте b_1 и b_2 . Составляющие контура Фойхта рассчитываем по формулам $\Delta v_{\Gamma} = b_1 \Delta v_{\Phi}$ и $\Delta v_{\Gamma} = 2\sqrt{1+b_2} b_2 \Delta v_{\Phi}$ (см. табл. 2 и 3).

Таблица 3

Составляющие контура Фойхта с дальнего баллона гантелеобразной лампы 202 Нг

[11]	Значения отношений $I(v_1)$ к $I(v_0)$			полуш.
	0,20	0,15	0,10	
b_1	0,164	0,378	0,620	0,053 ±32
b_2	0,910	0,778	0,600	0,1050 ±215

[12]	Значения отношений ΔA_1 к ΔA						полуш.	полуш. *
	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9	2,0		
b_{1i}	0,01	0,10 *	0,13	0,17 *	0,20	0,23 *	0,040 ±20	0,046 ±20
b_{2i}	0,09	0,89	0,85	0,80	0,76	0,72	0,1150 ±130	0,1110 ±120

Звездочкой помечены величины, значения которых достаточно для определения конечного результата.

Этим методом пользуется и Л.А. Луизова [13], но надо учесть, что в [13] результаты представлены в мегагерцах, а во всех предыдущих работах - в обратных сантиметрах.

В пределах ошибки значения b_1 и b_{1i} должны совпасть, если форма контура действительно фойхтова. Из результатов.

представленных в табл. 2 видно, что для "шейки" безразлично, делить ли контур по оси ординат или абсцисс. Для узкого контура трудно произвести деление по оси абсцисс, так как отдельные части слишком маленькие. Лучше всего делить контур на части по оси интенсивностей. Полученные результаты показывают, что в случае фойхтова профиля нет нужды делать исчисления в десяти или более точках, вполне достаточно 3-4. (в табл. 2 и 3 помечены звездочкой).

Если контуры широкие и линия заметно реабсорбирована, этими методами пользоваться нельзя. Из табл. 3 видно, что L_1 и b_{11} монотонно растут. Применение методов (10-12) искажает ожидаемый результат. Чаще всего для узких контуров в случае реабсорбции надо решать задачу методом подгонки параметров на ЭВМ.

Список литературы

1. Mitchell A.C.G., Zemansky M.W. Resonance Radiation and Excited Atoms. Cambridge Univ. Press, 1934. 97 p.
2. Posener D.W. The Shape of Spectral Lines: Tables of the Voigt Profile // Aust. J. Phys. 1959. No 12. P. 184-196.
3. Ballik E.A. The Response of Scanning Fabry-Perot Interferometers to Atomic Transition Profiles // Appl. Opt. 1966. Vol. 5, N. 1. P. 170-172.
4. Лездинь А.Э., Путнина С.Я., Скудра А.Я. Спектральные параметры гелия в высокочастотном разряде // Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига. ЛГУ им. П. Стучки, 1985. С. 99-106.
5. Lezdinsh A.E., Berzina D.K., Putnina S.Y., Petrakiev A. Spectroscopic Plasma Studies in High Frequency Electrodeless Helium Light Sources // Abstr. XI Nat. Conf. on Atomic Spectroscopy. Bulgaria, Varna. 1986. P. 357-360.
6. Malvern A.R., Pinder A.C., Stacey D.N., Thompson R.C. Self-broadening in Singlet Spectral Lines of Helium // Proc. Roy. Soc. (Lond). 1980. Vol. A371. P. 259-278.
7. Burger H.C., Van Cittert P.H. Verbreiterung von

Spektrallinien durch Selbstabsorption // Z. Phys. 1928. Vol. 51. S. 638-651.

8. Ballik E. A., Elliott C. J. Evaluation of Absorption and Gain from Spontaneous Emission Profiles // Appl. Opt. 1966. Vol. 5. N. 11. P. 1858-1861.

9. Berzinya D. K., Putnina S. Y., Ubelis A. P. Shapes of Helium Spectral Lines from High Frequency Electrodeless Sources // Abstr. 9-th Internat. Conf. on Spectral Line Shapes. Poland, Torun. 1988. D32.

10. Van de Hulst H. C., Reesinck J. J. M. Line breaths and Voigt Profiles // Astrophys. J. 1947. Vol. 106. P. 121-127.

11. Davies J. T., Vaughan J. M. A New Tabulation of the Voigt Profile // Astrophys. J. 1963. Vol. 137. N. 4. P. 1302-1306.

12. Elste G. Die Entzerrung von Spektrallinien unter Verwendung von Voigtfunktionen // Z. Astrophys. 1953. Bd. 33. N. 1. S. 39-73.

13. Луизова Л. А. Некоторые оптические методы диагностики плазмы. Ч. 4. Петрозаводский ГУ им. О. В. Куусинена. 1975. С. 203-215.

*А.Скудра
Латвийский Университет
(Рига)*

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ БЕЗЭЛЕКТРОДНЫЕ ГЕЛИЕВЫЕ ЛАМПЫ

Высокочастотные безэлектродные лампы (ВБЛ) обычно наполняют инертным газом и элементом-излучателем, но гелий для этих целей используют редко из-за ограниченного срока их службы. По данным [1], такие лампы работают лишь 2 ч. Причиной быстрого выхода ВБЛ из строя является диффузия атомов гелия через горячие стенки баллона. Это подтверждается тем, что при уменьшении содержания в баллоне лампы гелия как буферного газа сокращается срок ее работы [2]. Случаи изготовления и исследования ВБЛ, наполненных только гелием, нам неизвестны. Но гелиевые ВБЛ необходимы как источники света при постройке прецизионного голомометра-спектрометра. Нами разработана технология изготовления гелиевых ламп и созданы опытные образцы, срок службы которых составляет более 1000 ч, который достигнут выбором марки стекла, толщиной баллона лампы и технологией изготовления. ВБЛ, наполненные только одним газом, проще и позволяют лучше понять процессы возбуждения в высокочастотном разряде. Нами проведены тщательные измерения спектральных характеристик гелиевых ламп. Наиболее важные результаты исследований приведены в данной работе.

Мы изготовили лампы цилиндрической формы диаметром 22 ± 1 мм и длиной около 40 мм, для возбуждения которых использовали стандартный генератор ПЭВЛ-3М. ВБЛ наполняли различным количеством гелия. Установлено, что интенсивность спектральных линий с уровнем $n=3$ максимальна при давлении 0,6-1,2 тор. Оптимальное давление гелия несколько отлжно

для синглетных и триплетных спектральных линий, оно зависит от мощности возбуждающего генератора [3]. Абсолютные значения интенсивности быстро уменьшаются вдоль одной спектральной серии и для линий с высоких уровней ($n \geq 10$) очень мало зависят от тока возбуждающего генератора [4]. При этом максимум их интенсивности находится в области меньших давлений. Интенсивность излучения молекулярного спектра гелия (фоновое излучение), при увеличении тока возбуждающего генератора возрастает быстрее, чем интенсивность атомарных спектральных линий с высоких уровней [5]. Зависимость интенсивности фонового излучения от давления гелия в лампе имеет приблизительно такой же характер, как зависимость основных спектральных линий от давления.

На рис. 1 дана зависимость интенсивности спектральных линий гелия 667,8 нм ($3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$) и 587,6 нм ($3^3D \rightarrow 2^3P$) от давления гелия в лампе, которая соединена с резервуаром, где разряд не возбуждался (кривые 1 и 2), и для сравнения — та же зависимость для лампы без резервуара (кривая 3). Оптимальное давление гелия зависит от конструкции лампы. Для ламп с резервуаром, где разряд не возбуждается, оно составляет 1-4 тор и практически не различается для синглетных и триплетных спектральных линий. Такие лампы следует использовать, если срок службы должен составлять 10 000-100 000 ч, но пока они мало исследованы.

В спектре излучения ВГЛ наблюдаются все спектральные линии гелия с уровней $n \leq 20$. Абсолютные значения интенсивности серии $n^1D \rightarrow 2^1P$ от $n=3$ до $n=14$ уменьшаются приблизительно на шесть порядков [4]. При большом токе возбуждающего генератора ПГБЛ-3М и давлении гелия в лампе несколько тор интенсивность спектральных линий с высоких уровней меньше, чем интенсивность излучения гелиевых молекул. В спектре излучения наблюдаются линии водорода и кислорода, хотя во время изготовления ламп при вакууме $1 \cdot 10^{-6}$ тор была проведена тщательная очистка баллонов заготовок ламп. При недостаточно тщательной обработке

I , отн. ед.

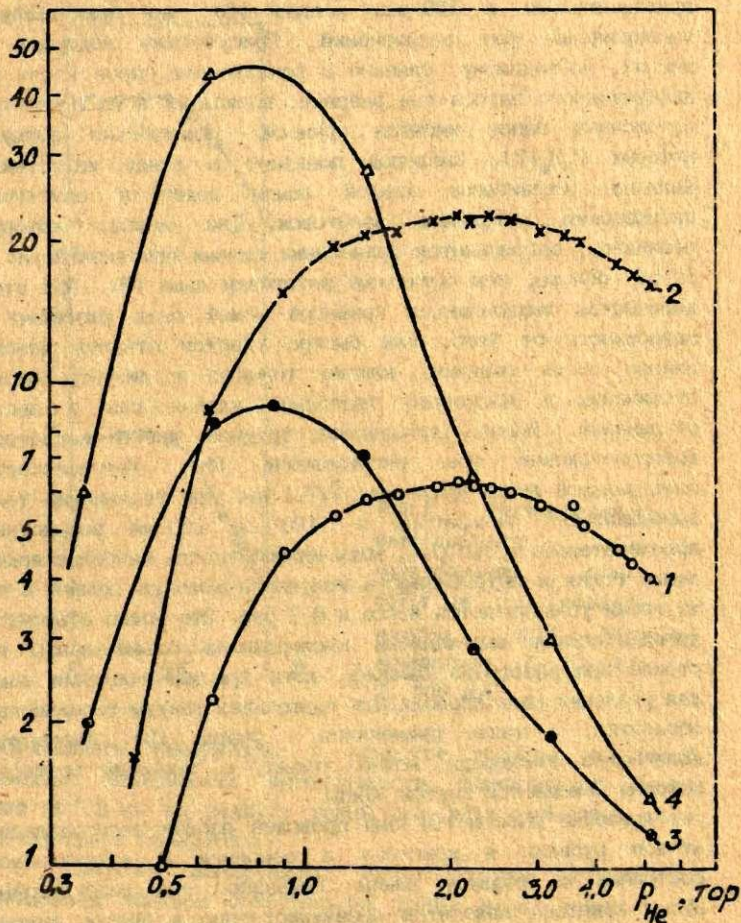


Рис. 1. Интенсивность спектральных линий гелия в зависимости от давления гелия в лампе при токе генератора 200 мА. С резервуаром (1- $\lambda=667,3$ нм; 2- $\lambda=587,5$ нм) и без резервуара (3- $\lambda=587,6$ нм; 4- $\lambda=581,0$ нм).

стекла лампы интенсивность излучения линий гелия приблизительно в 100 раз меньше [6], но присутствует молекулярный фон загрязнений. Присутствие водорода в лампах, по-видимому, связано с разложением паров масла из диффузионного насоса при разряде, поскольку в масс-спектре остаточных газов имеется примесь, химическая формула которых C_2H_{10} [7]. Кислород попадает в лампу из стекла баллона. Отпайвание каждой лампы ведет к заметному загрязнению остальных заготовок, но лампа, которую отпайваем, загрязняется примесными газами приблизительно в 10 раз больше, чем остальные заготовки ламп [8]. При этом количество выделившихся примесей может быть различно в зависимости от того, как быстро удастся отпаять лампы, каково пламя горелки, каковы толщина и диаметр места отпайвания и насколько тщательно удален газ в месте отпайвания. Именно отпайвание труднее всего поддается воспроизведению при изготовлении ВБЛ. Интенсивность спектральной линии кислорода 777,1 нм, при увеличении тока возбуждающего генератора с 100 до 200 мА возрастает приблизительно в 100 раз, хотя интенсивность наиболее ярких линий гелия и интенсивность излучения молекул гелия в то же время увеличивается всего в 6-7 раз. Это можно объяснить дополнительным выделением кислорода в объем лампы из стекла при разогреве баллона, хотя при изготовлении ламп для удаления газа проводилась тщательная вакуум-термическая обработка, а также применялся разряд [6]. Уменьшить количество кислорода можно только с помощью геттера, который помещается внутри лампы.

Авторами работы [9] был проведен расчет распределения атомов рубидия и криптона в основном и возбужденном состоянии по радиусу лампы. Показано, что возбужденные атомы криптона находятся преимущественно в центре лампы. Экспериментально измеренные радиальные зависимости интенсивности спектральных линий гелия тоже характеризуются тем, что в центре лампы интенсивность всех спектральных линий наибольшая и она очень мало зависит от мощности

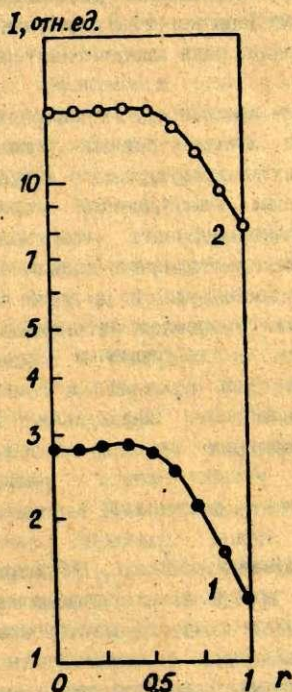


Рис.2. Распределение интенсивности спектральной линии 667,8 нм по радиусу лампы при токе генератора: 1- 100 мА; 2- 200 мА.

возбуждающего генератора. В качестве примера на рис 2 приведена зависимость интенсивности спектральной линии гелия 667,8 нм по радиусу лампы при двух значениях тока возбуждающего генератора.

С помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо исследованы контуры спектральных линий атома гелия. В качестве математической модели для аппроксимации экспериментальной интерферограммы использовали интеграл Фойхта. Регистрируемый контур разделяли на гауссову и лоренцеву составляющие, используя метод предложенный в работе [10]. Температуру излучающих атомов внутри лампы

определяли по гауссовой части контуров спектральных линий, она составляет около 500 К. По лоренцевой составляющей контуров спектральных линий определены константы уширения в столкновениях с атомами гелия для ряда синглетных линий [3,11].

Нами проведены измерения интенсивности спектральных линий гелия в высокочастотных безэлектродных гелиевых лампах в зависимости от длительности возбуждающего импульса (0,1-10,0 мкс) при непрерывном возбуждении слабой интенсивности [12]. Выявлена закономерность: чем больше главное квантовое число n уровня, тем длиннее должен быть импульс для дополнительного его заселения. С уровнями $n \geq 10$ короткий возбуждающий импульс даже уменьшает интенсивность спектральных линий по сравнению с непрерывным фоном. Особенно ярко минимум выражен для уровней n^1P . Это показывает, что ионизация наиболее эффективна при столкновениях с высоко возбужденными уровнями гелия с медленными электронами, и установившемся разряде ступенчатая ионизация является основным источником электронов.

В математической модели безэлектродного ВЧ-разряда низкого давления предполагается максвеллово распределение электронов по энергиям, амбиполярная диффузия электронов к стенкам, самосогласованность параметров электромагнитного поля и плазмы [13]. Другие возможности возбуждения, кроме возбуждения электронами в объеме, до сих пор ни одна модель ВЧ-разряда не учитывает. Но известно, что в инертных газах аргон и гелий электроны срывают с поверхностей твердых тел соединения типа Ag_2^{++} , He_2^{++} , Ag_2^* , He_2^* . Времена жизни этих первичных кластеров, согласно результатам измерений длительности послесвечения, составляют не меньше 10^{-6} - 10^{-5} с. Авторы работы [14] указывают на большую эффективность срыва кластерных ионов с поверхности стекла. Так как продолжительность жизни кластерных ионов сравнительно невелика, эти ионы, отлетев от поверхности успевают расвалиться и вызвать излучение атомов и молекул

раньше, чем произойдет их рекомбинация с электронами. Предполагается [14], что фотоны должны также срывать с поверхностей твердых тел и возбужденные кластерные ионы. Особенно эффективным срыв ионов фотонами должен быть в разряде гелия из-за большой энергии резонансных фотонов. Число возбужденных частиц в высокочастотном разряде, возникающих в результате диссоциации сорванных с поверхности баллона лампы кластерных ионов, сравнимо с числом частиц, возбуждаемых электронами в объеме. Одинаковая закономерность изменения интенсивности излучения молекул гелия и атомарных спектральных линий гелия от тока возбуждающего генератора указывает на определяющую роль срыва ионов с поверхности стекла в процессе возбуждения. Кроме гелия электроны и фотоны с поверхности стекла срывают и кластерные ионы кислорода O_2^* , O_2^+ , вследствие чего возникает интенсивное излучение спектральных линий атомов кислорода.

В спектре ВБД наблюдаются также линии запрещенные для дипольного перехода. Более детально исследована линия 381,0 нм ($^3D_{1,2,3} \rightarrow ^3S_1$) (не выполняются правила отбора для дипольного перехода $\Delta L=0, \pm 1$). Кривая 4 на рис. 1 показывает изменение интенсивности в зависимости от давления гелия в лампе. Максимальная интенсивность для линий 587,0 и 381,0 нм наблюдается при одинаковом давлении гелия, но для запрещенной линии эта зависимость выражена более ярко. Поскольку абсолютная интенсивность линии 381,0 нм приблизительно в 10^5 раз меньше интенсивности основных линий гелия, то вероятно, что это квадрупольный переход.

Гелиевая ВБД очень удобна для исследований и понимания процессов в высокочастотном разряде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goode S.R., Otto D.C. A Critical Evaluation of Fabrication Details and Operating Conditions Influencing Microwave-excited Electrodeless Discharge Lamps // Appl. Spectr. 1978. Vol. 32, N. 1. P. 63-69.

2. Michel R.G., Coleman J., Winefordner D.J. A Reproducible Method for Preparation and Operation of Microwave Excited Electrodeless Discharge Lamps: SIMPLEX Optimization of Experimental Factors for a Cadmium Lamp // Spectrochim. Acta. 1978. Vol. 33B, N. 7. P. 195-215.

3. Лездинь А.Э., Путинья С.Я., Скудра А.Я. Спектральные параметры гелия в высокочастотном разряде // Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985. С. 99-106.

4. Берзиня Д.К., Лездинь А.Э., Путинья С.Я., Скудра А.Я. Исследование спектральных параметров ВБЛ гелия // Элементарные процессы при атомных столкновениях. Чебоксары, 1984. С. 84-88.

5. Ревалде Г.В., Скудра А.Я., Убелис А.П. Роль столкновений возбужденных атомов гелия в высокочастотном разряде // Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по электронным и атомным столкновениям. Чебоксары, 1981. С. 127.

5. А.с. 1398684, НОIJ 9/395, 1978. СССР. Способ изготовления высокочастотных безэлектродных гелиевых ламп / Скудра А.Я., Силиньш Ю.А., Лездинь А.Э.

7. Геваркьян А.Г., Смирнова Г.М., Хуторщиков В.И. Об изготовлении спектральных приборов. Обезгаживание в разряде // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОБР. 1984. Вып. 2. С. 79-82.

8. Видковский О.О., Геваркьян А.Г., Смирнова Г.М., Чопый В.В. Об изготовлении спектральных приборов. Газовыделения на различных этапах изготовления // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОБР. 1984. Вып. 2. С. 83-87.

9. Агапов А.С., Матвеев А.А., Хуторщиков В.И. Методы расчета параметров высокочастотных безэлектродных ламп // Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985. С. 80-98.

10. Krielkopf J.F. Deconvolution of Instrumental Response for Asymmetric Spectral Lines // JOSA. 1973. Vol. 69, N. 3. P. 482-483.

11. Berzina D.K., Putina S.Y., Ubelis A.P. Shapes of

Helium Spectral Lines from High Frequency Electrodeless Sources // Abstr. 9-th Internat. Conf. on Spectral Line Shapes. Poland, Torun. 1988. D. 32.

12. Левадин А. Э., Путьня С. Я., Скудра А. Я. О процессах заселения возбужденных уровней в высокочастотном безэлектродном разряде. // Элементарные процессы при столкновениях атомных и молекулярных частиц. Чебоксары, 1987. С. 31-38.

13. Булышев И. П., Денисова Н. В., Скудра А. Я. Оптические характеристики безэлектродного ВЧ-разряда в аргоне и криптоне // Опт. и спектр. 1989. Т. 67. Вып. 4. С. 788-791.

14. Богданова И. П., Яковлева В. И. Альтернативная аэрозольная модель образования возбужденных атомов, молекул и их ионов в верхних слоях стратосферы // Опт. и спектр. 1990. Т. 69. Вып. 3. С. 540-542.

*М. Земскова, В. Хуторщиков
Российский институт
Радионавигации и Времени
(Санкт-Петербург)*

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ РУБИДИВЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА

Основными характеристиками источников света для оптической накачки на основе высокочастотных безэлектродных спектральных ламп являются интенсивность и стабильность излучения, которые определяют функциональные возможности многих устройств, использующих эти лампы. Исследования спектральных характеристик ламп посвящены работы [1-4]. Систематических исследований флуктуационных характеристик ламп до последнего времени не проводилось, однако уже в первых работах отмечалась возможность достижения дробового уровня шума [5-7], а позже в [8] сообщалось о достижении стабильности излучения 1-2% за 1-6 ч и до 5% за 20-200 ч. В [9] нестабильность излучения оказалась не более 0,8% за 30 мин наблюдения. В [10] отмечена нестабильность излучения не более 3% за 14 тыс. ч. В [11,12] приведена вариация нестабильности излучения лампы в зависимости от времени измерения и показана ее связь с наблюдаемой стабильностью частоты квантового стандарта.

До настоящего времени не исследовано влияние режима работы спектральной лампы на ее флуктуационные характеристики. Совершенно не изучены флуктуации в области частот 10^{-1} - 10^{-8} Гц. В то же время в ряде случаев, например в квантовых стандартах частоты на газовой ячейке, параметры устройства определяются всем спектром флуктуаций. В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования флуктуаций интенсивности излучения

высокочастотных безэлектродных ламп с парами рубидия в диапазоне частот 0,1-300 Гц при времени измерения 1-10⁶с.

Обычно при оптической накачке для регистрации излучения используют фотодиоды, фототок которых пропорционален числу попавших на фотодиод фотонов: $i/e = \eta n_{\text{ф}}$, где i - фототок, e - заряд электрона, η - квантовый выход фотодиода. Для описания случайного процесса в частотной области используют спектральную плотность $g(\omega)$, а во временной области дисперсию флуктуаций $\sigma_{\text{д}}$, причем дисперсия может быть определена по известной спектральной плотности следующим образом:

$$\sigma_{\text{д}}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) d\omega.$$

В действительности процесс измерения занимает конечный промежуток времени, и в этом случае спектральная плотность связана с дисперсией за данное время измерения $t_{\text{и}}$ и наблюдения $t_{\text{н}}$ формулой

$$\sigma_{\text{д}}(t_{\text{и}}) = \int_{[t_{\text{н}}]}^{[t_{\text{и}}]} g(\omega) d\omega.$$

При этом для исключения влияния на результат более долговременных процессов $t_{\text{н}}$ принималось нами равным $10 t_{\text{и}}$.

Флуктуации фототока обусловлены как собственными шумами, так и модулирующими интенсивность света помехами и флуктуациями различных элементов устройства. Спектральная плотность флуктуаций светового потока может быть представлена в виде

$$g_{\text{сдл}}(\omega) = |k_{\text{л}}(i\omega)|^2 |k_{\text{мп}}(i\omega)|^2 |k_{\text{п}}(i\omega)|^2 \{g_{\text{е}}(\omega) + k_{\text{ген}}(i\omega) g_{\text{иц}}(\omega)\},$$

где $g_{\text{е}}(\omega)$, $g_{\text{иц}}(\omega)$ - спектральная плотность естественных флуктуаций генератора, источников питания, $k_{\text{л}}(i\omega)$, $k_{\text{мп}}(i\omega)$, $k_{\text{п}}(i\omega)$, $k_{\text{ген}}(i\omega)$ - передаточная функция линз и стекол, системы термостатирования и внешних полей, плазмы разряда, автогенератора по отношению к флуктуациям источника питания.

Все функции характеризуются различными постоянными и проявляются в разных частотных диапазонах. Линзы и стекла медленно меняют свою прозрачность, и это ведет к постепенному уменьшению интенсивности света. Влияние системы термостатирования, имеющей при импульсном режиме терморегулятора постоянную порядка нескольких секунд, обусловлено протеканием тока, подогревающего термостат. Стабилизаторы напряжения или тока, питающие автогенератор, могут предопределять спектральную плотность флуктуаций во всем частотном диапазоне, в котором проводятся измерения.

В дальнейшем для описания флуктуаций в области частот 10^{-1} - 10^5 Гц мы будем пользоваться спектральной плотностью, а при более низких частотах - дисперсией интенсивности света за соответствующие времена измерения и наблюдения. Это оправдывается как используемой методикой измерений в каждой из областей, так и требованиями опытного эксперимента по оптической накачке.

Экспериментальная установка

Блок-схема установки для исследования спектра флуктуаций источника приведена на рис.1. Исследовалось излучение лампы 1, возбуждаемой высокочастотным автогенератором 2, питаемым источником напряжения 3. Лампу помещали в термостат 4, температуру которого поддерживали заданной путем изменения силы тока, протекающего через нагревательный элемент термостата. Постоянную температуру поддерживал терморегулятор 5, излучение проходило через стеклянное окно 6 и попадало на фотодиск 7. Фототок фотоприемника поступал на вход согласующего усилителя 8, постоянную составляющую напряжения с выхода которого измеряли посредством 9 - анализатором спектра С4-72 при измерении спектральной плотности или дифференциальным вольтметром В2-34 при измерении дисперсии процесса. Сигнал регистрировался самописцем 10.

Исследуемые спектральные лампы имели диаметр 13,010,5 мм, были наполнены ксеноном при давлении

3.2±0,2 тор и насыщенными парами рубидия. Конструкция источника света при Н-разряде описана в [13], при Е-разряде - в [14].

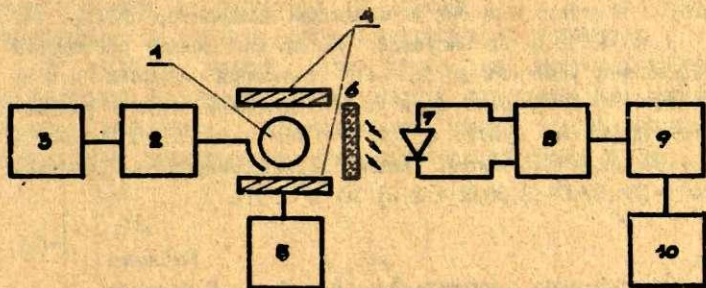


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки для измерения флуктуаций: 1- ВВН Rb; 2- высокочастотный автогенератор; 3- источник напряжения; 4- термостат; 5- терморегулятор; 6- стеклянное окно; 7- фотодиод; 8- усилитель; 9- анализатор спектра или дифференциальный вольтметр; 10- самописец.

Результаты экспериментальных исследований

В области частот 30-300 Гц, как нами показано в работе [14], при изменении режима разряда спектральная плотность флуктуаций сохраняется постоянной, причем, если при Н-разряде она равна спектральной плотности дробовки флуктуаций, то при Е-разряде она в 1,3 раза выше. Это отличие связано с различной чувствительностью источников света к флуктуациям питающего автогенератора напряжения, которая у источника света при Н-разряде оказалась $dI/I dU = 0,016 \text{ В}^{-1}$ а у источника света при Е-разряде $dI/I dU = 0,13 \text{ В}^{-1}$. Измерение спектральной плотности флуктуаций стабилизатора позволило оценить ее величиной

2,5 мкВ/Гц^{1/2}. Шумы, обусловленные стабилизатором, меньше дробовых шумов при Н-разряде, но больше, чем при Е-разряде.

В области частот 0,1-30 Гц для измерения спектральной плотности флуктуаций был использован анализатор спектра С4-72 (см. рис. 1). Согласующий усилитель имел постоянный коэффициент усиления до 10² Гц. Измерения показали, что до частот 5-10 Гц уровень флуктуаций постоянный (для Н-разряда равен дробовому шуму), а при меньших частотах зависимость спектральной плотности, можно аппроксимировать функцией $S(\omega) = [23,5/\omega^2 + 2,38/\omega + 2,5] \cdot 10^{-12} \text{ В}^2/\text{Гц}$.

Таблица
Спектральная плотность флуктуаций при Е-разряде

Источ- ник питания	Спектральная плотность флуктуаций при частоте, Гц									
	0,6	0,9	1,2	1,9	2,2	2,8	3,2	5,5	7,5	20
стабили- затор	1,74	1,09	0,79	0,53	0,43	0,36	0,34	0,26	0,21	-
аккумуля- тор	1,07	0,66	0,58	0,40	0,36	-	0,30	0,28	0,22	0,20

Из таблицы, где приведены результаты измерений с помощью анализатора спектра С4-72 (полоса обзора 20 Гц) спектральной плотности флуктуаций на выходе согласующего усилителя при питании автогенератора от стабилизатора напряжения и аккумулятора, видно, что в случае Е-разряда уровень флуктуаций значительно выше при использовании стабилизатора, чем при использовании аккумулятора, т.е. измеряются флуктуационные характеристики источника питания. По этим данным можно определить коэффициент в выражении для спектра флуктуаций напряжения источников питания $A/|\omega|^2$, которые оказываются в случае использования стабилизатора равными $2,9 \cdot 10^{-12}/\omega^2$, а в случае использования аккумулятора $1,0 \cdot 10^{-12}/\omega^{1,4}$. Сравнение с данными автора [15] показывает, что показатели степени одинаковы, а

коэффициенты A различны. Для нашего стабилизатора значение A гораздо меньше, что можно объяснить совершенствованием электронных схем. Однако повышенный уровень флуктуаций при использовании аккумулятора не совсем ясен и, вероятно, наблюдаемые флуктуации присущи согласующему усилителю.

В области частот менее 1 Гц мы непосредственно исследовали флуктуации интенсивности излучения при разных временах измерения. Интенсивность света регистрировали фотодиодом, подключенным через резистор ко входу БЭ-34.

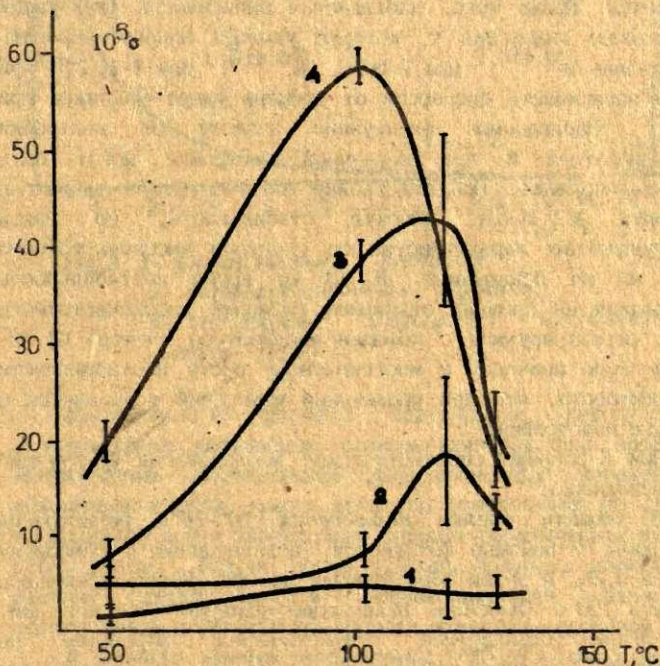


Рис.2. Зависимость дисперсии интенсивности светового потока от температуры термостата T при разных временах измерения: 1- $\tau=1\text{с}$, 2- $\tau=10\text{с}$, 3- $\tau=90\text{с}$, 4- $\tau=900\text{с}$.

Для времени измерения $1-10^3$ с результаты в случае Н-разряда приведены на рис. 2. Погрешность определена как среднеквадратичное отклонение от среднеарифметического значения, полученное при десятикратном повторении измерений в данных условиях. Из рис. 2 видно, что при повышении температуры, в отличие от измерений спектральной плотности на частотах 50-300 Гц, дисперсия флуктуаций сначала возрастает, а при $T \geq 130^\circ\text{C}$, т.е. при переходе в режим преимущественного излучения линий рубидия, несколько снижается. Кроме того, наблюдается зависимость флуктуаций от времени измерения τ , которую удалось аппроксимировать выражением $A\tau^{0.4 \pm 0.2}$ при $T=50^\circ\text{C}$, $A\tau^{0.4 \pm 0.3}$ при $T=103^\circ\text{C}$. При 130°C зависимость дисперсии от времени имеет максимум при $\tau=90$ с. Наблюдаемые флуктуации зависят от настройки автогенератора и при неудачной настройке могут быть значительно выше. При подстройке автогенератора удавалось получить и более высокую стабильность, но связи флуктуационных характеристик со спектром высокочастотного поля мы не обнаружили. В то же время нестабильность напряжения на крыльях отдельных гармоник высокочастотного поля, регистрируемая с помощью анализатора спектра С4-72, определенно приводит к многократному росту нестабильности интенсивности, что при проведении измерений устраняется с помощью подстройки.

При Е-разряде систематические исследования флуктуаций не проводились.

В области времен наблюдения 10^3-10^6 с регистрации проводили с помощью фотодиодов, подключенных к самописцу класса 0,25, а затем обрабатывали на ЭВМ. Время единичного отсчета 150 с. Массивы, включающие примерно 500 значений, подвергали стандартной статистической обработке по алгоритму: 1) - исключение линейного тренда, 2) - построение гистограммы, 3) - расчет автокорреляционной функции, 4) - расчет спектральной плотности. Характерные зависимости приведены на рис. 3.

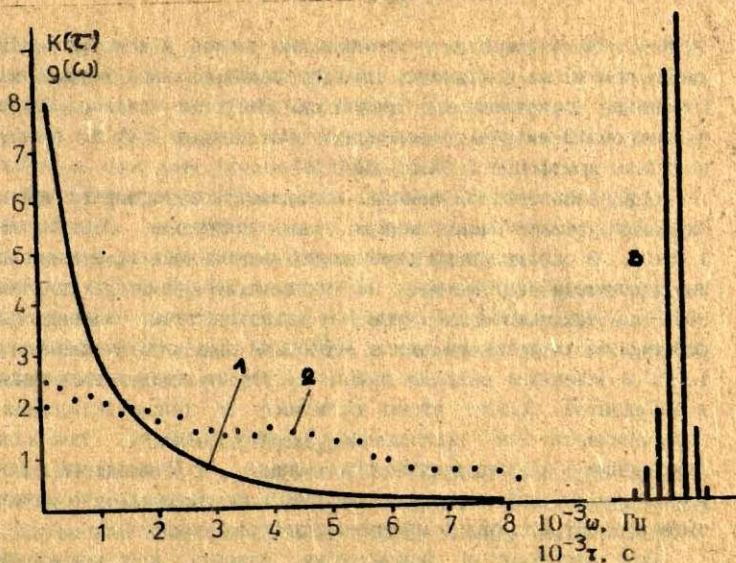


Рис.3. 1- Спектральная плотность;
 2- автокорреляционная функция;
 3- гистограмма флуктуаций интенсивности
 света $\tau = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ с}$.

Измерения и расчеты подтвердили недопустимость использования импульсных терморегуляторов при проведении прецизионных исследований флуктуационных характеристик источников света. Низкая точность определения отсчетов по диаграммной ленте значительно снижает практическую ценность этого метода. Тем не менее удалось получить качественную картину флуктуаций и аппроксимировать зависимость спектральной плотности от времени измерения функцией $\tau^{0,5}$.

В области времен наблюдения $10^5 - 10^6 \text{ с}$ было испытано несколько партий спектральных ламп и установлено наличие дрейфа интенсивности излучения, зависящего от технологии изготовления, наполнения и режима работы лампы, от ее конструкции. Наибольший дрейф наблюдался в ранних (1975-

1978 г.) экспериментах с источниками света, в которых лампа диаметром 10 мм находилась на теплоизолированном держателе. Изменение интенсивности достигало 3-5% за 1000 ч. Лампы диаметром 13 мм в экспериментах, выполненных в то же время, показали дрейф 0,5-1,5% за 1000 ч.

При использовании ламп на металлическом держателе дрейф оказался значительно меньше, он составлял 0-0,2% за 1 месяц. В определенных режимах не наблюдалось изменения ни интенсивности излучения, ни наполнения ламп в течение 5000 ч, в частности при H-разряде при температуре резервуара с русидием менее 95°C или при его температуре 125°C и мощности разряда лампы 1,2 Вт (в последнем случае возбуждается только атомный русидий). В целом испытания, проводившиеся на протяжении 40 000-70 000 ч, показали сохранение работоспособности ламп и незначительное изменение их параметров, если они качественные, что может быть проконтролировано на этапе изготовления.

При переходе к маломощному разряду долговременная стабильность многократно возрастает и становится возможной стабильная работа на протяжении 10 лет и более.

Обсуждение результатов

Исследования спектральной плотности флуктуации в области частот 0,1-300 Гц и дисперсии при времени измерения 1-10⁵с показали большую (примерно в 1,3 раза) нестабильность излучения источников света при E-разряде. Это отличие объяснено повышенной чувствительностью источников света при E-разряде к флуктуациям источников питания и стабилизаторов напряжения. Оказалось, что стандартные стабилизаторы обладают достаточно низкой спектральной плотностью флуктуации для источников света при H-разряде, но недостаточной при E-разряде.

В области времен измерения более 10⁵с дрейф интенсивности света при H-разряде, как правило, превосходит флуктуации. Однако при правильном выборе режима систематический дрейф интенсивности может быть уменьшен до

0,2% и менее за месяц. В этом случае соотношение между флуктуациями и дрейфом будет полностью зависеть от конструкции источника света, параметров источника питания, условий эксплуатации, и, в принципе, флуктуации могут сравняться или даже превзойти дрейф интенсивности.

При E-разряде благодаря меньшей мощности разряда наблюдаемые систематические изменения интенсивности существенно меньше и преобладают ее флуктуации.

Флуктуации, наблюдаемые при времени измерения более 1 с, далеко не предельны. Исследование параметрических нестабильностей должно привести к повышению долговременной стабильности источников света.

Список литературы

1. Atkinson R. J., Chapman C. D., Krause L. Light Source for the Excitation of Atomic Resonance Fluorescence in Potassium and Rubidium // JOSA. 1968. Vol. 55, N. 10. P. 1269-1274.
2. Hirano I. Spectre de la raie D du Rb dans de gas d'une lampe spherique // Revue de Phys Appl. 1977. T. 12. P. 1253-1263.
3. Аганов А. С., Хуторщиков В. И. Высокочастотные безэлектродные лампы. Теория и эксперимент // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОВР. 1983. Вып. 9. С. 111-118.
4. Земскова М. В., Истова С. Л., Хуторщиков В. И., Фриш М. С. О форме контура излучения резонансных линий рубидия в высокочастотных безэлектродных спектральных лампах // Вестник ЛГУ. Сер. Физика. 1991. № 3. С. 79-82.
5. Белл В., Блум А., Линч Д. Спектральные лампы, наполненные парами щелочных металлов // Приборы для научных исследований. 1961. № 6. С. 79-84.
6. Бререр Р. Мощная рубидиевая лампа с малыми шумами // Приборы для научных исследований. 1961. № 12. С. 86-89.
7. Львов В. В. Атомно-абсорбционный спектральный анализ. М.: Наука, 1966. 392 с.
8. Обухова Е. С. Пыхтелев А. И., Рудневский Н. К.

Спектральные исследования рубидиевого источника света // ПТС. 1966. Т. 5. Вып. 6. С 793-794.

9. Безлепкин А. И., Шупелева Н. М. Спектральные лампы для КМЧ // Электронная техника. Сер. 4. 1960. Вып. 3. С. 63-65.

10. Ионов В. Н. Малогабаритный атомный дискриминатор // Электронная техника. Сер. 10. 1977. Вып. 3. С. 73-75.

11. Volk S. H., Frueholz R. P. The Role of Long-term Lamp Fluctuations in the Random Walk of Frequency Behavior of the Rubidium Frequency Standard. A Case Study // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57, N. 3. P. 980-983.

12. Коллеров Б. С., Румянцева И. Г., Хуторщиков В. И. Фликкер-шум в высокочастотных лампах с парами металлов // Тез. докл. Второго Всесоюз. симп. по оптической ориентации Атомов и Молекул. Л.: АН СССР, 1989. С. 45.

13. Калачникова А. И., Хуторщиков В. И. К вопросу о разработке источников света для оптической накачки // Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ. им. П. Стучки, 1981. С. 164-172.

14. Земскова М. В., Хуторщиков В. И. К исследованию спектральной плотности шумов безэлектродных ламп с парами рубидия // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОВР. 1990. Вып. 20. С. 96-99.

15. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М.: Наука, 1968. 660 с.

А. Убелис
Латвийский Университет
(Рига)

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ БЕЗЭЛЕКТРОДНЫЕ ЛАМПЫ ДЛЯ ВАКУУМНО-УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Известно, что в условиях высокочастотного безэлектродного разряда в диапазоне радиочастот возбуждаются атомные спектры практически всех элементов периодической системы [1,2]. В спектрах наиболее интенсивны линии основных атомных переходов, и практически не представлены ионные линии. Это представляет интерес не только для спектроскопистов, но и для людей, занимающихся прикладными вопросами в науке, и работающих на производстве.

Известно, что у ряда элементов спектральные линии основных атомных переходов расположены в далекой УФ- и ВУФ-области спектра в диапазоне 110-250 нм (табл.) [3].

Лампы ВБЛ на основе этих элементов для ВУФ-области спектра пока не получили широкого распространения и в основном создавались только в лабораторных условиях [1,2,4]. Цель настоящей работы обобщить наш опыт в этой области. При создании ВБЛ для ВУФ-области спектра на основе перечисленных в таблице элементов приходится решать ряд проблем, и прежде всего - технологических. В конструкциях ВБЛ приходится использовать материалы, прозрачные в ВУФ-области спектра ($\lambda > 110$ нм), а их, как правило, невозможно связать с обычным или кварцевым стеклом. В спектральной области $\lambda > 160$ нм успешно можно использовать кварцевое стекло типа "Спектросил" и конструкции ВБЛ в виде шара или цилиндра, изготовленные полностью из кварца такого типа или из более дешевого кварца с впадинами или выдутыми окнами (рис. 1).

Таблица

Длины волн основных переходов в атомах химических элементов в УФ- и ВУФ-области спектра [3]

Элемент	Длина волны, нм				
AsI	189,042;	197,262;	199,036;	200,334;	228,812
AuI	201,205;	242,795			
HfI	208,959;	249,578;	249,773		
YbI	195,325;	198,45;	196,01;	202,121;	206,17
BrI	148,845;	153,174;	154,065;	157,484;	157,639;
	158,231;	163,340			
ClI	193,090;	166,812;	168,7 - sextet $\Delta\lambda = 2\lambda$		
CaI	228,802				
CrI	118,877;	120,136;	133,572;	134,724;	136,166;
	136,345;	137,953;	138,969;	138,996;	139,653
GeI	197,088;	199,889;	204,171;	204,379;	206,866;
	209,425				
HfI	121,567 - Lyman				
HgI	184,950;	253,652			
I I	170,207;	178,276;	179,909;	183,038;	184,445;
	187,641;	206,163			
KrI	116,487;	123,584			
NiI	149,262;	149,282;	149,467;	174,272;	174,525
O I	130,217;	130,486;	130,603;	135,560;	135,851
P I	177,499;	178,287;	178,768		
Si I	180,734;	182,036;	182,626;	190,027;	191,468
SbI	203,977;	204,957;	206,833;	217,581	
SeI	196,060;	203,985;	206,279;	207,479	
TeI	200,200;	214,275;	225,902;	238,576;	238,323
XeI	129,556;	146,962			
ZnI	213,166				



Рис.1. Конструкции ВБЛ с окнами 1,2,3 из кварцевого стекла "Спектросил"

Такие конструкции можно использовать для ламп на основе As, Au, В, Вi, Cd, Ge, Hg, I, P, S, Sb, Se, Te, Zn, и процедура их изготовления мале отличается от традиционной, использованной для ламп ВБЛ УФ- и видимого диапазона [1,2,4-8].

Работа над технологией изготовления таких ламп показывает, что основное внимание надо обратить на процесс предварительной очистки и обработки внутренних поверхностей баллонов ламп в нагретом состоянии в условиях высокого вакуума (до 10^{-7} тор). После очистки следует осуществить зажигание высокочастотного разряда в объеме заготовки лампы в процессе откачки. В результате такой тренировки высокочастотный разряд из объемного превращается в поверхностный, что сопровождается свечением поверхности ярко-розовым цветом. После этого в лампу вводится наполняющий элемент в количестве, достаточном для поддержания давления паров этого вещества в диапазоне 0,01-1,0 тор и инертный газ (1-3 тор). Такие лампы долговечны (ресурс от 100 до несколько тысяч часов), и в их спектрах доминируют спектральные линии, перечисленные в таблице. Из приведенных в таблице элементов в нашей лаборатории изготавливались лампы на основе As, Вi, Cd, Hg, I, S, Sb, Se, Te, Zn. Эти элементы достаточно легко летучи, более летучие соединения для изготовления ламп не требуются. Особых проблем при изготовлении ламп не возникает, хотя для каждого элемента и приходится подыскивать оптимальные режимы тренировки заготовки и состав наполнения. Объем статьи не позволяет говорить об этом в деталях, но следует

отметить, что в качестве инертного газа используется аргон, поскольку спектр AgI не имеет спектральных линий в области 110-250 нм. Особо приходится следить за химической чистотой элементов наполнения, так как даже сотые доли процента легколетучих примесных элементов обуславливают появление их резонансных линий в спектрах излучения лампы. Особенно ярко это проявляется, если в виде примесей присутствуют Hg , I , S . Среди элементов, перечисленных в таблице следует выделить PI и SeI , которые имеют богатый линейчатый спектр в областях 155,0-223,5 и 137,7-241,5 нм соответственно. ВВЛ на основе этих элементов можно успешно использовать для калибровки шкал длин волн спектральной аппаратуры для ВУФ-области.

В области 110-165 нм свойства материалов вынуждают использовать в конструкциях технологически сложные спай, например спай платинового стекла с окном из фтористого магния [9] или спай с использованием хлористого серебра [10]. Это существенно усложняет конструкцию лампы, процесс ее изготовления и наполнения. Эти лампы, как правило, не обладают большим ресурсом работы. Из-за трудностей предварительной вакуумной очистки баллонов ламп происходит быстрое загрязнение состава наполнения, и количество веществ наполнения (1-3 тор по давлению) и веществ выделяющихся из конструкции в процессе работы ламп быстро становятся сравнимыми. Конструкции, создаваемые по этому принципу, можно применять для изготовления ламп на основе Br , Cl , H , K , Xe , а также N и O . В лаборатории изготавливались лампы на основе Cl , Br , K и Xe . При использовании первых двух элементов основные трудности связаны с тем, чтобы наполнить баллоны ламп дозированным количеством элемента (0,05-0,1 тор) в смеси с Ar . Изготовление ламп на основе K и XeI не представляет особых трудностей. При изготовлении ламп для области спектра 110-160 нм возникают проблемы из-за загрязнения кислородом, азотом и соединениями углерода (давление насыщенных паров вакуумных смазок) даже на уровне остаточного давления в

вакууме после откачки. Если не принять специальных мер, в спектрах лампы появляются резонансные линии OI , NI , CI .

Отдельно следует говорить о водородной ВБЛ для получения резонансной линии Лайман- α . Это уникальный источник монохроматического излучения в далекой ВУФ-области. Если лампа наполнена тщательно очищенной смесью H_2 и Ag , в спектре лампы имеются только линии Лайман- α (121,6 нм), Бальмер- α (656,2 нм), Бальмер- β (486,13 нм) и Бальмер- γ (434,047 нм) и очень слабый спектр AgI в видимой области. Не вдаваясь в детали технологии изготовления, следует отметить, что пока не удастся изготовить миниатюрную отпаянную ВБЛ (без специального резервуара с H_2) с рабочим ресурсом более 50-100 ч. Тем не менее такие лампы могут найти и находят применение в экспериментах по изучению процессов фотолиза и фотохимических реакций. Особый интерес представляют процессы взаимодействия излучения на длине волны Лайман- α с атмосферными газами, а также с молекулами загрязняющих веществ в атмосфере. Это связано с тем, что спектр солнечного излучения содержит интенсивную компоненту в виде Лайман- α , которая благодаря оставленному природой "окну" в спектре поглощения кислорода [11] глубоко проникает в стратосферу (до 30 км высоты). ВБЛ как монохроматический источник спектральной линии Лайман- α позволяет в лабораторных условиях исследовать взаимодействие излучения на этой длине волны с атмосферными газами и молекулами, загрязняющими атмосферу. Применяя рассмотренные в этой работе лампы ВБЛ на основе других элементов, можно проводить лабораторные эксперименты, моделирующие условия воздействия солнечного излучения на верхние слои стратосферы и компоненты загрязненной атмосферы на высотах 20-40 км, где расположен озоновый слой [12,13].

Список литературы

1. Курейчик К. П., Безлепкин А. И., Хомяк А. С.,
Александров В. Б. Газоразрядные источники света для

спектральных измерений. Минск: изд. "Университетское", 1987. 200 с.

2. Убелис А. П., Силиныш А. Ю., Берзиныш У. В., Рачко В. А. Спектры высокочастотных безэлектродных ламп в области вакуумного ультрафиолета // ЖПС. 1981. Т. 35, № 2. С. 216-219.

3. Зайдель А. Н., Прокофьев В. К., Райский С. М., Славный В. А., Шрейдер Е. Я. Таблицы спектральных линий. М.: Физ.-мат., 1969. 784 с.

4. Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я. Вакуумная спектроскопия и ее применение. М., 1976. 480 с.

5. А. с. 623432. СССР. 1978. Способ изготовления высокочастотных безэлектродных ламп и устройство для его осуществления. / Убелис А. П., Силиныш Ю. А., Лиеня С. Я., Скудра А. Я.

6. А. с. 953679. СССР. 1982. Способ изготовления высокочастотных безэлектродных ламп. / Убелис А. П., Силиныш Ю. А.

7. Александров Е. Н., Быховский М. Я., Козлов С. Н., Капис Л. Ф., Кисляк М. У., Пряхин Г. А., Савкин В. В., Фомин В. Г. Источники излучения атомных линий водорода, азота, иода в области вакуумного ультрафиолета // ЖПС. 1987. Т. 46, № 1. С. 20-24.

8. Силиныш Ю. А., Берзиныш У. В. Источники атомарного спектра TeI // Радиационные и столкновительные характеристики атомов и молекул. Теллур. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1989. С. 32-37.

9. Агинов А., Будина Н. Е., Рейтеров Л. П. Изменение спектрального пропускания окон фтористого магния при длительном ультрафиолетовом облучении // ОМП. 1983. № 8. С. 10-12.

10. Розбери Ф. Справочник по вакуумной технике и технологии. М.: Энергия, 1972. 456 с.

11. Watanabe K., Inn E. S. I., Zelikoff M. Absorption Coefficients of Oxygen in Vacuum Ultraviolet // J. Chem. Phys. 1953. Vol. 21. P. 1026.

12. Klose J.Z., Bridges J.M., Ott W.R. Monochromatic Course of Lyman-Radiation // Appl. Opt. 1966. Vol. 24. N. 14. P. 2263-2266.

13. Thrush E.A. The Chemistry of the Stratosphere // Rep. Prog. Phys. 1968. Vol. 51. P. 1341-1371.

*Н.Вязовецкая, Ю.Вязовецкий,
А.Сенников, Н.Станков
Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова
(Москва)*

ПРИМЕНЕНИЕ ГАЗОПОГЛОТИТЕЛЯ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ БЕЗЭЛЕКТРОДНЫХ ИЗОТОПНЫХ РТУТНЫХ ЛАМП

В ряде областей науки и техники используются высокочастотные безэлектродные лампы (ВБЛ), наполненные каким-либо изотопом ртути. Потребность в таких лампах возникает, например, в спектроскопии [1], фотохимии [2], ядерной магнитометрии [3], при создании новых типов квантовых стандартов частоты. Одно из наиболее перспективных направлений применения таких ламп - это их использование в селективных атомно-абсорбционных газоанализаторах ртути [4]. В стране налаживается серийный выпуск газоанализаторов ртути типа РГА-10, РГА-11, СФАР, принцип действия которых основан на использовании именно изотопных ламп [4,5]. Таким образом, потребность в моноизотопных ртутных лампах начинает приобретать постоянный характер. Для удовлетворения этой потребности необходимо разработать технологию, позволяющую с минимальными потерями изотопа производить необходимое количество ламп с идентичными параметрами. Описанию такой технологии и посвящена данная статья.

Экспериментальный опыт авторов по изготовлению и эксплуатации изотопных электродных ртутных ламп, применяемых при фотохимическом разделении изотопов ртути [6], показал целесообразность использования в них специально

обработанного газопоглотителя (геттера). Использование геттера позволяет значительно улучшить такие характеристики ламп, как стабильность работы и долговечность. Кроме того, при использовании геттера снижается риск загрязнения разрядного объема лампы кислородом, выделяющимся из кварца в момент отпайки лампы от вакуумной трассы, а также в процессе ее работы. Это, в свою очередь, приводит к хорошей воспроизводимости электрических и спектральных характеристик изготовленных ламп. Накопленный опыт был использован нами и при изготовлении небольших безэлектродных ламп типа ВСБ-1. Применение геттера усложняет технологию изготовления ВВЛ, так как добавляется дополнительная операция по удалению газа и активированию. Однако такое усложнение технологии в дальнейшем с избытком компенсируется экономией дорогостоящих изотопов ртути.

Применяемая нами геттерная технология изготовления ВВЛ состоит из следующих основных этапов (рис. 1):

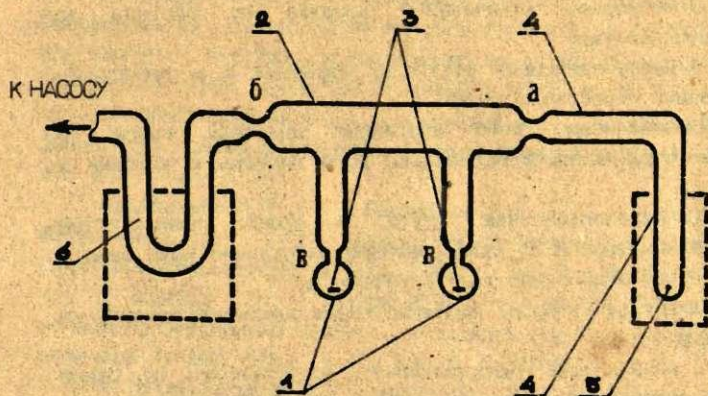


Рис. 1 Вакуумная система для изготовления безэлектродных ртутных ламп

1) промывание колб ламп 1 и вакуумных трасс 2 спиртом и дистиллированной водой, отжигание в муфельной печи при температуре 300-400°C;

2) введение в колбы ламп небольшого количества геттера 3 (0,1-1,0 мг), подпаивание колб и отростка 4 с каплей ртути 5 к вакуумной трассе. В качестве геттера, как правило, используется стандартный пористый газопоглотитель;

3) откачивание воздуха из всей трассы до диффузионного вакуума (10^{-6} тор), термостатирование отростка с ртутью при температуре 0°C и ловушки 6 при температуре жидкого азота;

4) удаление газа из вакуумной трассы и колб ламп при температуре 600-700°C в течение 10-15 мин;

5) удаление газа и тренировка геттера в режимах, рекомендуемых для каждого типа газопоглотителя;

6) промывание системы инертным газом (как правило, аргоном или неоном) с одновременной тренировкой колб ламп путем возбуждения в них высокочастотного разряда. Эта операция может выполняться несколько раз;

7) повторное откачивание воздуха из системы до высокого вакуума;

8) переконденсация ртути из отростка 4 в трассу 2, отпаивание отростка в точке "а";

9) заполнение колб выбранным инертным газом до заданного давления и отпаивание всей системы с колбами в точке "б";

10) переконденсация ртути в колбы ламп путем прогревания трассы 2, одновременное охлаждение колб ламп и поочередное отпаивание ламп в точках "в".

На взгляд авторов, преимуществами описанной технологии являются:

1) возможность одновременного изготовления на одной трассе сразу нескольких ламп с идентичными параметрами;

2) минимальные потери дорогой изотопически обогащенной ртути. Небольшой объем вакуумной трассы 2 и переконденсация непосредственно перед отпаиванием колб позволяют свести к

минимуму потери изотопически обогащенной ртути при дозировании в лампы. При этом легко добиться достаточно равномерного распределения ртути по лампам.

Э) увеличение долговечности ламп.

Одна из основных причин старения ламп - появление в них в процессе работы кислорода. Наличие же в лампе даже небольшого количества активированного геттера блокирует этот процесс, что увеличивает долговечность ламп. Увеличение долговечности ламп косвенно ведет также к снижению потерь изотопа.

Таким образом, описанная технология позволяет в лабораторных условиях организовать производство ВВЛ с минимальными потерями изотопически обогащенной ртути.

Список литературы

1. Батарчукова Н. Р. Одноизотопные источники света в метеорологии // УФН. 1955. Т. 56, Вып. 2. С. 256-282.
2. Osborn K. R., McDonald C. C., Gunning H. E. Photochemical separation of Mercury Isotopes. I. A Study of the Emission and Absorption Hyperfine Lines of Mercury at 2537Å // J. Chem. Phys. 1957. Vol. 26, No. 1. P. 124-133.
3. Померанцев Н. М., Рышков В. А., Скоцкий Г. Ж. Физические основы квантовой магнитометрии. М.: Наука, 1972. 448 с.
4. Альтман Э. Л., Свешников Г. Б., Туркин Ю. И., Шолупов С. Е. Сеemannовская атомно-абсорбционная спектроскопия (Обзор) // ЖТФ. 1982. Т. 37, Вып. 5. С. 709-722.
5. Ганеев А. А., Туркин Ю. И. Селективный атомно-абсорбционный анализ на основе спектрально-фазовых эффектов // ЖТФ. 1984. Т. 41, Вып. 4. С. 549-552.
6. Вязовецкий Ю. Э., Сенченков А. П., Шестопалов А. М., Чувулин Ю. В. Установка "Фотон" для фотохимического разделения изотопов ртути // ЖФ. 1987. Т. 57, Вып. 8. С. 1643-1648.

Ю.Силиньш
Латвийский Университет
(Рига)

ГЕНЕРАТОРЫ ДЛЯ ПИТАНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ БЕЗЭЛЕКТРОДНЫХ ЛАМП

Высокочастотный разряд как источник возбуждения свечения разреженных газов известен уже более 100 лет. Исследования высокочастотного разряда тесно связаны с развитием технологии высокочастотных генераторов. Первые эксперименты были проведены на установке с высокочастотным искровым генератором, который состоял из двух Лейденских банок, заряжаемых от электростатического генератора, и соединявшей их катушки индуктивности - соленоида [1]. После изобретения электронных ламп стали применять ламповые генераторы незатухающих колебаний [2,3]. Как основной способ возбуждения использовался индуктивный - помещение лампы (сосуда с разреженным газом) в катушку-индуктор. При таком способе возбуждения можно получить кольцевой высокочастотный разряд и достичь более высокой интенсивности света [1,4]. В то же время можно считать доказанным, что высокочастотный разряд (зажигание) возникает под действием электростатической компоненты высокочастотного поля. Действие магнитного поля преобладает когда концентрация заряженных частиц в сосуде увеличивается и электрическое поле не может проникнуть в объем сосуда [4,5].

Высокочастотные безэлектродные лампы по конструкции и наполнению обычно незначительно отличаются от предложенных еще в 30-х годах - сферических баллонов диаметром 1-3 см, наполненных инертным газом при давлении несколько тор, и элементом (в оригинале - ртуть) при давлении несколько

миллигор [6].

Высокочастотный генератор для питания безэлектродных ламп должен обеспечить зажигание разряда и после зажигания поддерживать разряд определенной интенсивности с достаточной стабильностью. Для зажигания разряда необходимо интенсивное электрическое поле, т.е. большое высокочастотное напряжение и короткая катушка индуктора, а для поддержания кольцевого разряда — интенсивное магнитное поле, т.е. большие токи и многовитковая катушка-индуктор. Эти требования взаимоисключающие при ограниченной мощности генератора, а параметры катушки индуктора уже определены генерируемой частотой.

Сложности возникает также из-за широких пределов изменений характеристик безэлектродной лампы, являющейся нагрузкой высокочастотного генератора. До зажигания проводимость газа внутри индуктора близка к нулю, а после зажигания почти достигает проводимости металлов. Так как для более полного использования мощности генератора лампа должна максимально заполнять объем внутри индуктора, физические процессы в лампе сильно влияют на параметры генератора — потребляемый ток, режим и частоту генерации. Иногда это вызывает нестабильность или пульсации разряда. Практически получается, что высокочастотная безэлектродная лампа и высокочастотный генератор соединяются индуктором в сложную взаимовлияющую и взаимозависимую систему. Не только режим генератора (напряжение питания, ток и др.) определяет зажигание и работу безэлектродной лампы, но и лампа является своеобразным "резонатором", определяющим работу генератора.

Вопросы согласования высокочастотного генератора и нагрузки — безэлектродной лампы наиболее просто решаются при построении генератора по автогенераторной схеме и помещении лампы в катушку индуктивности, объединяющую функции индуктора и колебательного контура. По такой схеме построено большинство ламповых генераторов для питания безэлектродных ламп [8-12]. Недостатком таких генераторов

является некоторая нестабильность частоты, что не влияет на оптические характеристики безэлектродных ламп. Обычно ламповые генераторы построены по двухламповой противотактной схеме. Обратная связь обеспечивается конденсаторами между анодом и сеткой другой лампы или внутриламповыми емкостями, а режим генерации ламп определяется сопротивлением в сеточных цепях. Выпускаемый промышленностью генератор ППБЛ-3 [11] в работе недостаточно стабилен и имеет большие габариты.

В нашей лаборатории для возбуждения безэлектродных ламп с разными наполнениями была изготовлена небольшая партия высокочастотных генераторов по аналогичной схеме, но на лампах ГУ-80 [12] (рис. 1). При питании генератора от универсального источника питания УИП-1 можно с достаточной точностью в широких пределах менять мощность генератора и соответственно возбуждение лампы. Особое внимание было обращено на жесткость конструкции индуктора и крепление лампы в индукторе. При тщательном соблюдении идентичности монтажа удалось достичь одинаковых характеристик генераторов. Благодаря этому при дополнительном термостатировании можно сравнивать несколько высокочастотных безэлектродных ламп или создавать одинаковые условия возбуждения ламп на нескольких экспериментальных установках. При этом режим питания генераторов, особенно анодный ток генератора, необходимо контролировать приборами класса точности 0,2.

Высокочастотные генераторы необходимы также и в процессе изготовления высокочастотных безэлектродных ламп для тренировки их перед отпаиванием (рис. 2). Для этой цели не так важна стабильность параметров, основные требования - простота, высокая надежность и выходная мощность. Поскольку пульсации и нестабильность питания не играют решающей роли, для питания анодно-сеточных цепей используется простой выпрямитель сетевого напряжения с удвоением, цепь накала ламп питается через трансформатор.

Применение полупроводниковых приборов позволяет

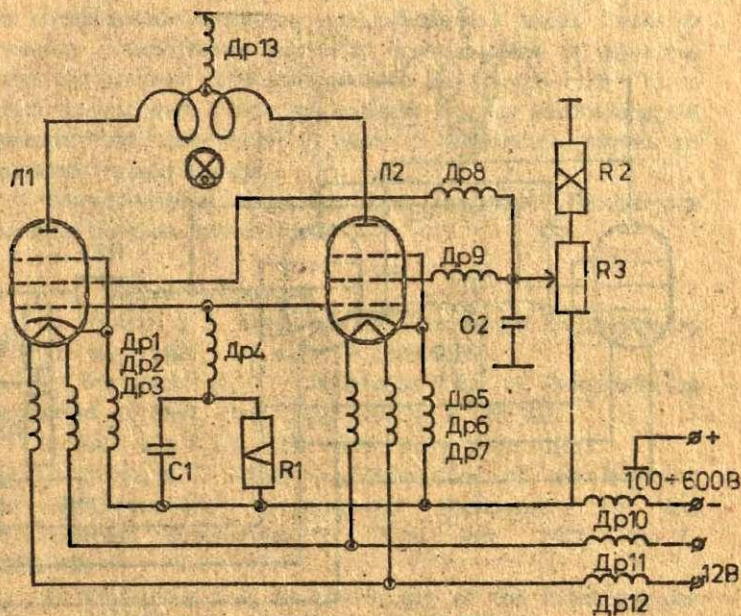


Рис.1 Принципиальная схема генератора для питания высокочастотных безэлектродных ламп:

Л1, Л2 - ГУ-50; R1 - 18к; R2 - 1кб; R3 - 8к;
 C1 - 18пФ; C2 - 1000пФ; Др1, Др2, Др3, Др5,
 Др6, Др7 - 10мкГ; Др4, Др8, Др9, Др13 - 5мкГ;
 Др10, Др11, Др12 - 10мкГ.

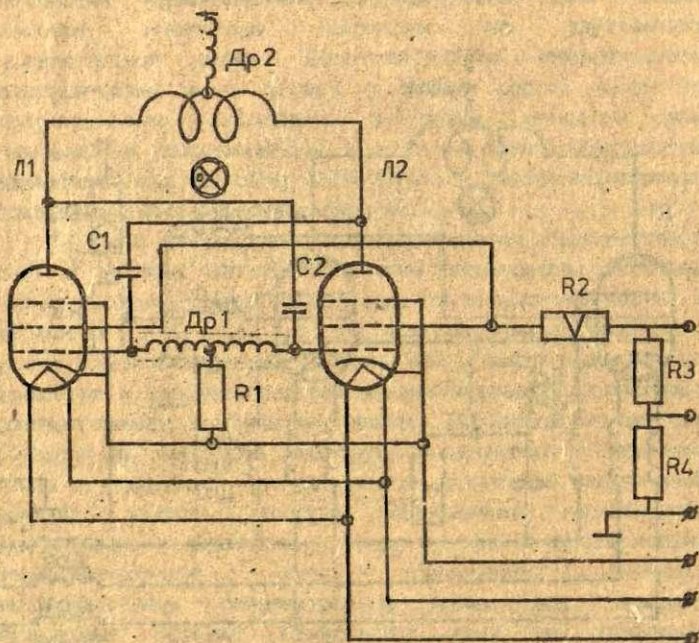


Рис. 2. Принципиальная схема генератора для тренировки высокочастотных безэлектродных ламп:
Л1, Л2 - ГУ-50; R1 - 10к; R2 - 1к; R3 - 5к;
R4 - 20к; C1, C2 - 4,7нФ

построить генераторы необходимой мощности на транзисторах. Однако, используя их, трудно обеспечивать надежность (транзисторы не допускают перенапряжений и токовых бросков) при изменяющемся импедансе высокочастотной лампы. Одним из способов согласования является использование в качестве индуктора спирали четвертьволнового резонатора [13]. Тогда можно использовать стабилизированный кварцем малогабаритный транзисторный генератор, а лампу с индуктором питать по высокочастотному кабелю.

Многообещающим элементом для построения генераторов являются полевые транзисторы.

Список литературы

1. Thomson J. J. Electrodeless Discharges through Gases // *Phyl. Mag.* 1927. Vol. 4(7). P. 1128-1160.
2. Townsend J. S., Donaldson R. H. Electrodeless Discharges // *Phyl. Mag.* 1928. Vol. 5. P. 178-191.
3. Pat. USA 2.121.829. Advertising Sign. 1938.
4. Knipps C. T. Relative Intensities of the Magnetic and Electrostatic Illumination Components in the Electrodeless Discharges // *Phys. Rev.* 1931. Vol. 7. P. 756-759.
5. Mac Kinnon K. A. On the Origin of the Electrodeless Discharge // *Phyl. Mag.* 1929. Vol. 8. P. 605-615.
6. Pat. USA 2.118.452. Electrical Lamp. 1938.
7. Bell W., Bloom A. L., Lynch J. Alkali Metal Vapor Spectral Lamps // *Rev. Sci. Instr.* 1961. Vol. 36. N. 6. P. 688-692.
8. Pat. USA 2.975.330. Electrodeless Discharge Method and Apparatus. 1961.
9. Огрийны М. П. Источники света для возбуждения атомной резонансной флуоресценции ртути // Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки. 1968. С. 18-24.
10. Кацман М. М., Константинов В. И., Сутовский С. М. Опыт применения спектральных безэлектродных ламп // *ЖС.* 1967.

Т. В. Вып. 1. С. 279-281.

11. Инструкция к прибору питания безэлектродных ламп ПБЛ-3.

12. Силиныш Ю. А., Убелис А. П. Генератор с термостатом для возбуждения высокочастотных безэлектродных ламп // Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки. 1979. С. 122-125.

13. Pat. USA 3.873.884. Electrodeless Discharge Lamp and Power Coupler Therefor. 1975.

*О. Васильев, А. Коткин, Д. Столяров,
Р. Уморходжаев, Д. Чопорняк
Ядерный институт МГУ
(Москва)*

ИЗМЕРИТЕЛЬНО - ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ И ТЕМПЕРАТУРЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛАМП

При разработке приборов квантовой магнитометрии и гироскопии, оптических спектрометров, анализаторов состава газов и т. д. возникает необходимость в источниках излучения с заданными параметрами. Одними из наиболее перспективных источников с линейчатым спектром являются ВВЛ. Характеристики излучения этих ламп существенно меняются в зависимости от технологии изготовления и от режима работы. Ниже описывается аппаратура для изучения спектров излучения и поглощения паров ртути при длине волны 254 нм с разрешением 0,8-1,0 ГГц в исследования пространственного распределения температур источника излучения.

В спектрометре высокого разрешения использован обратный эффект Зеемана. Блок-схема спектрометра, представлена на рис. 1.

Принцип работы спектрометра заключается в следующем. Излучение исследуемого источника света 1 проходит через циркулярный поляризатор 2, который разделяет компоненты σ^+ и σ^- . Затем одна из компонент проходит через ячейку 4, которая содержит четный изотоп ртути 202 с обогащением от 98 до 99,8%. Линия поглощения ртути в магнитном поле электромагнита 3 расщепляется в силу продольного эффекта Зеемана, при этом расщепление пропорционально индукции

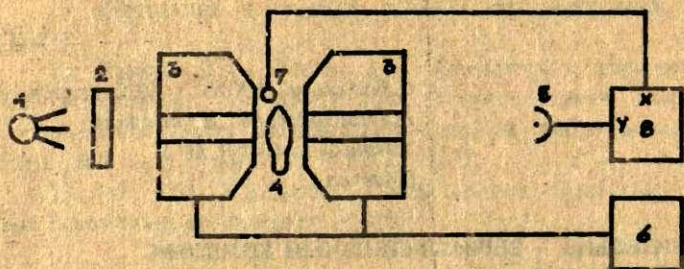


рис.1. Блок-схема Зеемановского спектрометра:

- 1- исследуемая спектральная лампа;
 2- циркулярный полароид; 3- электромагнит;
 4- ячейка; 5- фотоприемник; 6- система сканирования тока магнита; 7- датчик Холла;
 8- регистратор.

магнитного поля: $\Delta p = \frac{1}{4\pi c} \frac{e}{m} \vec{H}$. При изменении интенсивности сканируемого магнитного поля меняется расстояние между расщепленными линиями в частотной шкале, и при совпадении абсорбционной линии ячейки с одной из линий излучения исследуемой лампы уровень засветки фотоприемника 5 уменьшается, что и позволяет детектировать спектр излучения лампы 1. Сканирование магнитного тока реализовано посредством 6. Для получения линейной шкалы частот в установку введен измеритель поля 7 - датчик Холла. При изменении магнитного поля две расщепленные компоненты абсорбционной линии ячейки сдвигаются на величину 1,1 МГц/Э. Индукция магнитного поля можно менять в пределах ± 1 Тл. Излучение спектры излучения можно регистрировать с помощью двухкоординатного самписца или вводить в ЭВМ 8. Спектрометр позволяет получать спектры ламп с высоким разрешением и изучать характеристики ртутных фильтров.

Резонансная линия ртути 253,7 нм имеет сложную

изотопическую и сверхтонкую структуру, которая проявляется в виде пяти результирующих компонент. Весь спектр этой линии занимает область частот около 22 ГГц, а допллерова ширина отдельной линии при комнатной температуре составляет приблизительно 1 ГГц. На рис. 2 и 3 представлены примеры спектров.

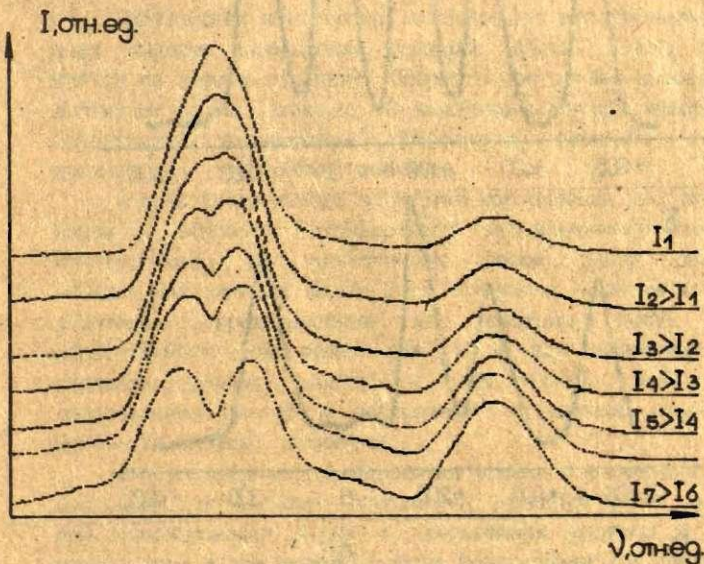


Рис.2. Спектры лампы, содержащей изотоп ^{202}Hg с примесью 5-10% изотопа ^{198}Hg .

Разработанный нами комплекс предназначен для управления магнитным спектрометром, измерения, записи, обработки спектра и визуализации картины теплового распределения разряда ртутной лампы.

В состав комплекса в максимальной конфигурации входят кейт КАМАК, кейт-контроллер, модули АЦЦ управления

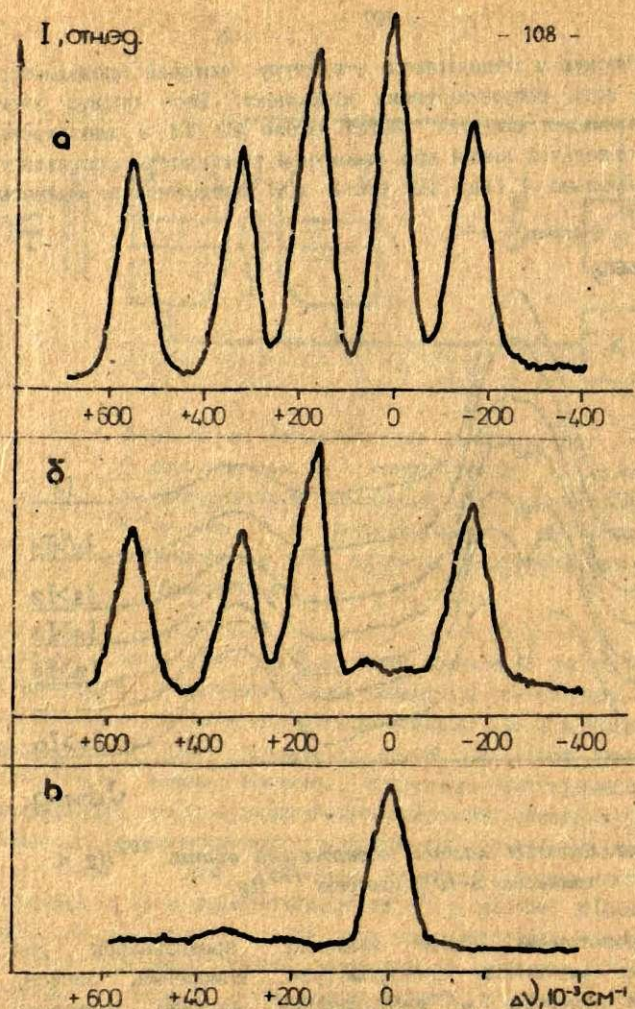


Рис.3. Примеры резонансной линии 253,7 нм от лампы содержащей естественную ртуть:
а) спектр излучения; б) спектр излучения, прошедшего через ^{202}Hg фильтр; в) спектр излучения, прошедшего через ртутный фильтр, без ^{202}Hg .

спектрометром, вывода на аналоговый графопостроитель, ввода-вывода и обработки изображения, микро-ЭВМ ДВК-2 в качестве управляющей машины, графический контроллер с цветным телевизором для визуализации измерений, модуль для связи по последовательному каналу с IBM PC/AT. Точность измерения АШП 0,1%, время одного измерения не более 8 мкс.

Графический контроллер обеспечивает независимый вывод двух страниц изображения размером 300x400 точек, по 16 цветов на каждую страницу. Скорость построения изображений достигает 1 млн. точек/с. В качестве монитора может быть использован стандартный графический дисплей, бытовой цветной или черно-белый телевизор.

Модуль ввода-вывода обработки изображения рассчитан на прием и обработку стандартного телевизионного сигнала. Конструктивно он представляет собой плату размером 180x230 мм, которая может быть соединена с одним из трех адаптеров: предназначенных для системы КЛАМАК, шины персонального компьютера IBM PC и для подключения по последовательному каналу к IBM PC/AT. Она может обрабатывать спектр и изображение с высокой скоростью, используя сложные алгоритмы.

Для математической обработки спектров разработаны 1) программы, позволяющие определить истинную форму спектра при использовании ячеек 4, содержащих изотопы с малым обогащением и при низкой степени поляризации 2) исследуемого излучения; 2) программа для решения обратной задачи, т.е. восстановление истинного вида спектра по имеющейся реализации и известной аппаратной функции.

"Спектрометр Зеемана" имеет большую разрешающую силу, по сравнению со спектрометрами с интерферометром Фабри-Перо. Для интерферометра Фабри-Перо разрешение ограничивается коэффициентом отражения зеркал, например при $R=0,83-0,85$ в области 254 нм разрешение составляет около 2 ГГц, а для предлагаемого спектрометра в этой же области 0,8-1,0 ГГц. "Спектрометр Зеемана" характеризуется также

высокой светосилой, что позволяет записывать спектр за несколько секунд.

С помощью ПЭС матрицы, сформированной на поверхность лампы, возможно изучить температурное распределение светящейся плазмы спектральной лампы. Измеряется интенсивность ИК излучения от различных областей поверхности. Каждое распределение запоминается и обрабатывается на ЭВМ.

Комплекс позволяет исследовать динамику изменения температуры плазмы при изменениях мощности генератора возбуждения, находить корреляции между спектром излучения, степенью самосорращения линий и температурой излучающей поверхности.

Разработаны программы для фильтрации изображений, получения разностных изображений, представления картины распределения теплового излучения в виде профилей температур.

Примерные температурные профили излучающей поверхности лампы для различных режимов работы приведены на рис. 4.

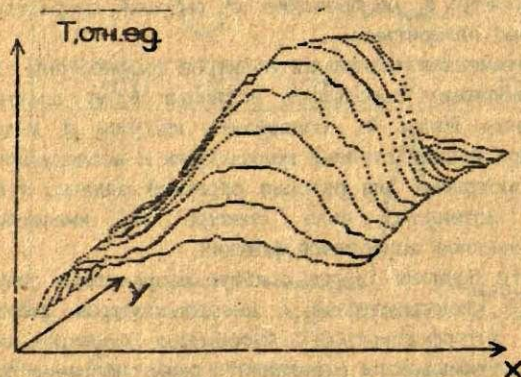


Рис.4. Температурные профили излучающей поверхности лампы.

*У.Канцерс, Г.Гринвалдс, А.Азене
Латвийский Университет
(Рига)*

БИСТАБИЛЬНОСТЬ РЕАКТИВНЫХ ИОННО-ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ МАГНЕТРОННОМ РАЗРЯДЕ НА ВЧ-ТОКЕ

Реактивные ионно-плазменные процессы (ИПП), например магнетронное распыление металлических мишеней на постоянном и ВЧ-токах, нашли широкое применение в вакуумной технологии изготовления больших интегральных схем (БИС) и сверхбольших интегральных схем (СБИС) [1,2], а также специальных тонкопленочных покрытий для электронно-ионных приборов [3-5]. Рассматриваемые нами ИПП представляют собой самостоятельный тлеющий разряд в смеси инертных, реактивных и остаточных газов низкого давления. Создающаяся при этом емкостно удерживаемая низкотемпературная газоразрядная плазма (НГП) характеризуется такими физическими параметрами, как давление, концентрация нейтральных и заряженных частиц, температура, плотность разрядного тока, интенсивность и спектр светового излучения и др. [6-10].

Для осуществления селективного контроля парциальных концентраций частиц разного рода в НГП нами изучены спектрально-динамические свойства эмиссии плазмы [3,11-15]. Некоторые полученные спектры и характеристики приведены для иллюстрации рассматриваемых здесь теоретических выводов. Физико-химические процессы на электродах и в межэлектродном пространстве (в реакторном объеме) во время плазменного разряда можно описать простыми кинетическими уравнениями относительно парциальных концентраций частиц в НГП и параметров, характеризующих состояние поверхности электродов.

Реальные технологические ионно-плазменные процессы

реализуются, как правило, в открытых системах, ибо частицы в плазме рождаются и исчезают. Кроме того, для поддержания плазменного разряда необходимо подводить энергию извне.

Если кинетическая энергия частиц намного превышает потенциальную энергию взаимодействия двух заряженных частиц, расположенных на среднем межчастичном расстоянии, то для замкнутых систем подходит уравнение состояния ИП, аналогичное для идеального газа:

$$p = \sum_I p_i = \sum_I n_i k T_g + n_e k T_e \quad (1)$$

где p - полное давление; p_i и n_i - парциальное давление и концентрация частиц i -го сорта; k - постоянная Больцмана; T_g и T_e - абсолютная температура газа атомных частиц и электронов. В вакуумных камерах технологических установок, где осуществляют ИП, давление претерпевает изменения из-за напуска и откачки газов, а также из-за протекания химических реакций в самой плазме и на поверхностях электродов: на катоде - мишени и на аноде - подложке и внутрикамерной оснастке. Условие стационарности ИП и, следовательно, ИП можно записать в виде уравнения

$$dp/dt = 0, \quad (2)$$

где t - время. Выполнение условия (2) требует сбалансирования процессов рождения и гибели частиц, в частности, напуска и откачки газов по всем каналам, в том числе химической откачки и химического осаждения отдельных летучих компонентов ИП в каждый текущий момент времени. В рамках данной работы мы не будем рассматривать кинетику химических процессов на поверхностях мишени, подложки и другой внутрикамерной оснастки, а также на стенках вакуумной камеры. Для характеристики процесса химической откачки реактивного газа нами использованы эмпирические представления и результаты экспериментов [6]. Допустим, что область герония ИП достаточно хорошо термостатирована окружающей средой внутри и вне вакуумной камеры. Следовательно, возможные температурные изменения мы

исключим как более инерционные по сравнению с изменениями числа частиц при нарушении динамического равновесия процессов напуска-откачки газов. Так как в ИИИ участвуют частицы нескольких сортов - электроны, атомы и ионы инертного, реактивных и остаточных газов, а также распыленного материала мишени, анализ условия (2) сводится к решению системы кинетических уравнений для каждого сорта частиц. Таким образом, временную зависимость концентрации частиц i -го сорта в общем виде описывает кинетическое уравнение

$$dn_i/dt = \alpha_i(n_k) [N_i(n_k) + G_i] \frac{1}{V_0} - \beta_i(n_k)n_i, \quad (3)$$

где члены $\alpha_i(N_i + G_i)/V_0$ и $\beta_i(n_k)n_i$ представляют собой рождение (напуск) и гибель (откачку) частиц в вакуумной камере объемом V_0 . Предполагается, что рождение частиц i -го сорта практически не зависит от концентрации уже существующих в вакуумной камере частиц того же сорта. В явном виде представлен вклад внутреннего $N_i(n_k)$ и внешнего (G_i) инжекционных источников частиц i -го сорта, которые ежесекундно поставляют в ИИИ ($N_i(n_k) + G_i$) частиц. Влияние на рождение частиц i -го сорта диссоциации, ионизации, рекомбинации и других столкновительных процессов в плазме со стороны частиц другого сорта учтено в параметре $N_i(n_k)$. Численное значение коэффициента $\alpha_i(n_k)$ для проточных газов мало отличается от единицы. Гибель или исчезновение частиц i -го сорта может быть обусловлена 1) откачкой газов насосами вакуумной установки - β_i ; 2) расходом газа (частиц) на химические реакции с нелетучими конечными продуктами или геттерное связывание частиц данного газа - β_i' ; 3) взаимно обратными превращениями частиц (диссоциация молекул, ионизация и рекомбинация частиц - β_i''), а также другими процессами. В связи с этим коэффициент $\beta_i(n_k)$ в уравнении (3), согласно эмпирическим соображениям [1,2,6], можно выразить в виде суммы нескольких слагаемых:

$$\beta_i(n_k) = \beta_i(n_k) + \beta_i'(n_k) + \beta_i''(n_k) + \dots \quad (4)$$

Предполагается, что скорость исчезновения частиц i -го сорта линейно зависит от собственной концентрации частиц того же сорта и гораздо слабее зависит от концентрации частиц других сортов, что в неявном виде отражено через коэффициент $\beta_i(n_k)$.

Строго говоря, кинетику ИПП описывает система взаимосвязанных кинетических уравнений типа (3), решение которых в общем случае затруднено из-за невозможности достаточно корректно задавать функциональные зависимости коэффициентов $\alpha_i(n_k)$ и $\beta_i(n_k)$ от концентрации частиц сорта $k \neq i$ в явном виде. Задача упрощается при реализации стационарного ИПП. В этом случае мы получаем систему уравнений относительно концентрации n_i частиц i -го сорта:

$$\beta_i(n_k) n_i = \frac{1}{V_0} \alpha_i(n_k) [N_i(n_k)] + G_i, \quad (5)$$

описывающую ИПП при динамическом равновесии рождения и гибели частиц в объеме V_0 . Уравнения типа (5) для проточных газов (инертные, реактивные и остаточные газы) в ряде случаев удобнее представить в следующей форме:

$$S_i(q_k) p_i = q_i, \quad (6)$$

где $S_i(q_k) = V_0 \beta_i(n_k)$ - быстрота откачки, $q_i = \alpha_i(n_k) G_i kT$ - напускаемый парциальный поток (или расход) газа i -го сорта. Таким образом, согласно уравнению (6) предполагается, что рождение частиц i -го сорта в самом ИПП не происходит и, следовательно, член $N_i(n_k) = 0$, но они поставляются извне, что описывается инжекционным членом G_i . Уравнение (6) в отличие от уравнения (5) описывает лишь макроскопические физические значения, которые доступны стандартным измерениям с помощью вакуумной аппаратуры. Если суммировать правые и левые стороны всех уравнений типа (6), получим сумму полного напускаемого в камеру потока

$$Q = q_1 + q_2 + q_3 + \dots \quad (7)$$

и полного откачиваемого всеми насосами, а также химическими реакциями потока

$$F = S_1 p_1 + S_2 p_2 + S_3 p_3 + \dots \quad (8)$$

которые должны быть в динамическом равновесии. Следовательно, уравнение баланса потоков имеет вид

$$Q = F. \quad (9)$$

Далее мы ограничимся в уравнении (4) только двумя процессами исчезновения частиц - физической откачкой газов вакуумными насосами при быстроте откачки S' и химической откачкой газов путем химических реакций с нелетучими конечными продуктами при быстроте откачки S'' . Можно допустить, что быстрота физической откачки разных газов не слишком различается, если их молекулярные массы близки.

Химическая откачка газов, напротив, обладает высокой селективностью. Быстрота химической откачки инертных газов во много раз ниже, чем реактивных газов. В рассматриваемом случае химической откачкой инертных газов можно пренебречь.

Таким образом, приходим к следующим уравнениям парциального давления реактивного газа: для случая безионно-плазменного разряда

$$p_p = \frac{1}{S'} (q_p + \Delta Q), \quad (10)$$

для случая ионно-плазменного разряда

$$p_p = \frac{1}{S' + S''} (q_p + \Delta Q), \quad (11)$$

где ΔQ - возможный дисбаланс.

Возможный дисбаланс (11) обычно близок к нулю и не зависит от напуска реактивного газа. Уравнения (10) и (11) описывают стационарные состояния ИП, графическое представление которых называют диаграммами стационарных состояний. В случае использования уравнения (10) получаем прямую с наклоном $\text{tg} \varphi = 1/S'$, где $S' \geq 0$. В случае использования уравнения (11) диаграмма стационарных состояний имеет более сложный вид из-за неустойчивости процесса химической откачки реактивного газа.

С математической точки зрения стабильность ИП должна проявиться в монотонности функциональной зависимости

давления p_p от потока q_p в уравнении (11). Следовательно, критерий стабильности можно выразить через производную парциального давления в виде неравенства

$$\frac{dp_p}{dq_p} = \frac{1}{S^* + S^*} (1 - p_p \frac{\partial S^*}{\partial q_p}) > 0. \quad (12)$$

Так как всегда

$$S^* + S^* \geq 0, \quad (13)$$

выполнение неравенства (12) возможно лишь при условии, что

$$1 - p_p \frac{\partial S^*}{\partial q_p} > 0 \quad (14)$$

или

$$p_p \frac{\partial S^*}{\partial q_p} < 1, \quad (15)$$

которое можно назвать критерием стабильности, относящимся непосредственно к быстроте химической откачки. Быстроту откачки S^* представляем в виде функции Хевисайда:

$$S^*(q_p) = (S^*_{\min} - S^*_{\max}) H(q_p - q_{kp}) + S^*_{\max}, \quad (16)$$

где q_{kp} - критическое значение потока реактивного газа, при котором быстрота химической откачки скачкообразно падает от значения S^*_{\max} к S^*_{\min} . Производная от (16) имеет вид дельта-функции

$$\frac{\partial S^*}{\partial q_p} = (S^*_{\min} - S^*_{\max}) \delta(q_p - q_{kp}), \quad (17)$$

которая удовлетворяет критерию (15) как при $q_p < q_{kp}$, так и при $q_p > q_{kp}$, ибо в этих областях $\partial S^* / \partial q_p = 0$, кроме точки $q_p = q_{kp}$, где производная $\partial S^* / \partial q_p$ не ограничена. В этой точке происходит скачкообразный переход от одной диаграммы состояний

$$p_p = S^*_{\min} + S^*_{\max} (q_p - \Delta q) \quad (18)$$

к другой

$$p_p = S^*_{\min} + S^*_{\max} (q_p + \Delta q) \quad (19)$$

модельным представлением (16) о быстроте химической

откачки мы показали характер бистабильности реактивного ИИП вблизи некоторой точки $q_p = q_{кр}$. Необходимо отметить, что на самом деле существуют две критические точки прямого $q_{кр}^+$ и обратного $q_{кр}^-$ переходов между диаграммами (18) и (19). При развитии событий в прямом направлении, т.е. при постепенном увеличении потока реактивного газа ($\Delta q_p > 0$), переход от диаграммы (18) к диаграмме (19) происходит при более высоком значении $q_p = q_{кр}^+$, нежели обратный переход от диаграммы (19) к диаграмме (18) при $q_p = q_{кр}^-$, т.е. при постепенном уменьшении потока реактивного газа ($\Delta q_p < 0$). Обратный переход задерживается из-за инерционности процессов очищения поверхности мишени от продуктов химических реакций. При прямом переходе, наоборот, происходит связывание молекул реактивного газа на поверхности мишени. Конечная скорость процессов покрывания и очищения поверхности мишени приводит к появлению гистерезисной петли, определяющей переходную область, в которой трудно осуществить стационарный реактивный ИИП. В переходной области теряется однозначность потоков с парциальным давлением реактивного газа, и со каждой точки $q_p \in (q_{кр}^-, q_{кр}^+)$ могут соответствовать произвольные значения p_p между диаграммами (19) и (18). Физически это проявляется как нестабильность реактивного ИИП в переходной области. Самостабилизация реактивного ИИП возможна лишь в областях малых ($q_p < q_{кр}^-$) и больших ($q_p > q_{кр}^+$) потоков, где соответствующие распылительные системы относительно состояния мишени работают в металлической или реактивной моде. Заданные физические свойства получаемой пленки определяют выбор рабочей точки на диаграмме стационарных состояний (18), (19). Не так часто удается обойти переходную область. Работу распылительной системы в переходной области можно обеспечить с помощью эффективной динамической обратной связи [13-16].

В качестве примера конкретного физического эксперимента рассмотрим реактивный магнетронный разряд на высокочастотном токе в газовой смеси аргон-кислород-водород

при распылении металлического сплава индия/олова.

Получение пленок ITO (indium tin oxide) для оптических электродов с предельно высокой проводимостью и прозрачностью требует выбора рабочей точки ИПП в переходной области. Традиционные средства контроля магнетронного распылительного процесса не обеспечивают хорошей повторяемости электрооптических параметров полученных пленок ITO. Воспроизведение одних и тех же значений таких технологических параметров, как парциальные потоки компонентов рабочего газа (аргона, кислорода и водорода) и его полное давление, не гарантирует получение пленок ITO с теми же физическими свойствами. Напомним, что газокинетические и электрические параметры магнетронного разряда взаимосвязаны, потому нельзя независимо изменить, например, поток кислорода и ток разряда. Говоря об этом, хотим подчеркнуть непродуктивность и даже невозможность механического варьирования какого-то одного технологического параметра при постоянстве всех остальных параметров в поисках оптимального режима разряда. Основными инструментами диагностики ИПП, химических реакций на поверхности мишени и скорости распыления мишени были метод оптической эмиссионной спектроскопии и феноменологическая теория [5].

Распылительная система и условия нанесения пленок.

Перед нанесением ITO вакуумная камера откачивается до давления $1 \cdot 10^{-5}$ тор. Мишенью является полученный в кварцевом тигле сплав индия (90%) и олова (10%), который потом выливается на очищенную поверхность магнетрона площадью 80×180 мм². Толщина мишени около 5 мм. Подложки, на которые наносится пленка, располагаются на расстоянии 130 мм от мишени на пологорезе, вращающемся со скоростью 75 об/мин барабане. Температура поверхности подложки 170-200°C. В вакуумную камеру с помощью системы дозирования газов C_2D_2 -3 подается смесь двух или трех пленок ITO давление в камере повышается до $1,5 \cdot 10^{-4}$ тор. Мощность разряда 0,5-0,6 кВт.

Регистрация оптических эмиссионных спектров ИПП.

Свет, испускаемый плазмой вблизи поверхности мишени, через окно в стенке вакуумной камеры фокусируется на выходной торец кварцевого волоконно-оптического кабеля. Далее кабель разветвляется на четыре ветви, каждую из которых подключают к соответствующему монохроматору и к системе регистрации оптического сигнала.

Для измерения оптических эмиссионных спектров ИПП выходной торец волоконно-оптического кабеля подключают к входной щели монохроматора ММ-800, входящего в состав оптического диагностического комплекса КОРНС-1 с микро-ЭВМ ДМК-3.

Для контроля и управления процессом магнетронного распыления три ответвления оптического кабеля подводят каждое к своему монохроматору МУМ, установленному на определенную длину волны спектра эмиссии плазмы. Ток разряда и электрические сигналы от фотоэлектронных умножителей ФЭУ-119 измеряют вольтамперметром В79-42. Результаты измерений, проводимых во время процесса, считывают и записывают в реальном масштабе времени на ЭВМ БК-0010 в виде четырех массивов данных на языке FOCAL. После окончания эксперимента данные пересылают на ЭВМ ИСКРА 1030.11 для обработки, хранения и вывода результатов на печать.

Результаты экспериментов и их обсуждение.

С целью детального изучения оптических эмиссионных спектров ИПП в случае многокомпонентного рабочего газа мы осуществили магнетронный разряд в атмосфере только одного компонента рабочего газа - аргона (рис. 1. а), кислорода (рис. 1. б) или водорода (рис. 1. в). После этого был измерен спектр ИПП в трехкомпонентной атмосфере (рис. 1. г). Разряд в чистом аргоносе дает четкий линейный спектр с атомными и ионными линиями металлического индия. Свечение аргона по интенсивности уступает линиям индия почти на два порядка. При разряде в атмосфере кислорода или водорода спектры усложняются. Кроме ярких атомных линий индия появляются молекулярные и непрерывные полосы (континумы) кислорода

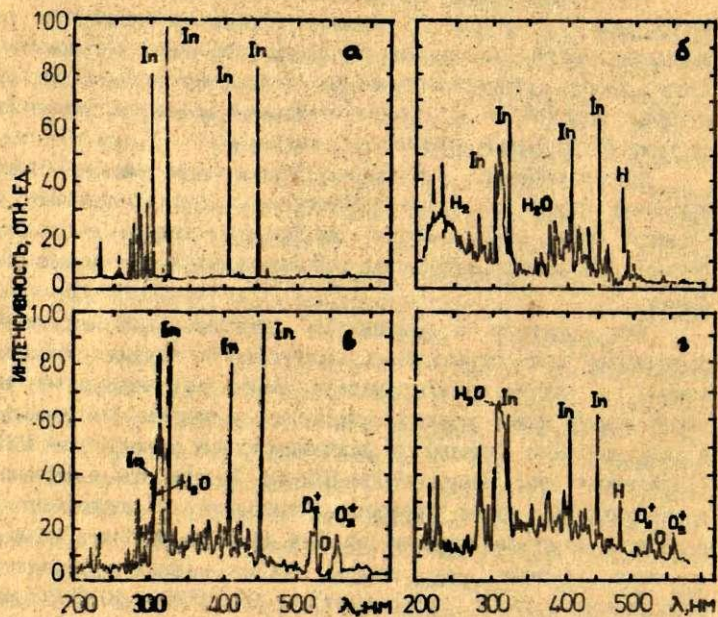


Рис.1. Оптический эмиссионный спектр НГП при распылении смеси индия/олова (90/10):

а) - в аргоне;

б) - в кислороде;

в) - в водороде;

г) - в трехкомпонентном рабочем газе аргон/кислород/водород (15:60:25).

Ток разряда:

а) - 1,8 А;

б) - 2,8 А;

в) - 2,4 А;

г) - 4,7 А.

(300-500 нм) и водорода (200-300 и 350-500 нм). Гидроксильная группа OH^- и другие комбинации элементов O и H проявляются в области 300-340 нм.

Трехкомпонентный рабочий газ дает спектр (рис. 1.г), который не является простой суммой предыдущих трех спектров (рис. 1.а, б, в), т.е. газокинетическая аддитивность не распространяется на спектральные свойства излучения НП. Это значит, что в НП многокомпонентного рабочего газа осуществляются химические реакции диссоциации одних и образования других молекул и радикалов. Излучательный распад возбужденных состояний новых продуктов плазмохимических реакций порождает новые линии и полосы в эмиссионных спектрах, нарушая спектральную аддитивность отдельно взятых однокомпонентных спектров. На рис. 1.г отображена часть типичного эмиссионного спектра НП, который был использован для спектрально-динамического анализа процессов нанесения пленок ИТО. В нем отмечены спектральные линии, которые достаточно интенсивны, не перекрываются соседними линиями и могут быть выделены либо монохроматором, либо интерференционными светофильтрами. Для контроля НП распыления индия мы использовали атомную линию аргона при 751 нм, полосу кислорода при ≈ 525 нм (свечение молекулярных ионов кислорода) и атомную линию индия при 451 нм.

При распылении мишени индия/олово в реактивном процессе растущая пленка на подложке и стенке вакуумной камеры и мишень действуют как гетеронасос для реактивного газа, в нашем случае - кислорода. Скорость откачки зависит от площади и скорости роста пленки, от площади и скорости распыления мишени. Механизм откачки наглядно проявляется как падение общего давления в камере при включении плазменного разряда. Известно [1,2], что скорость распыления сильно зависит от парциального давления реактивного газа. При низком парциальном давлении кислорода металл распыляется из мишени и реакция окисления происходит на подложке. При повышении парциального давления кислорода

происходит окисление поверхности мишени и скорость распыления быстро падает, так как оксиды распыляются намного медленнее металлов.

На рис. 2 показано, что при достижении определенного потока кислорода интенсивность линии индия, а следовательно, и скорость роста пленки, скачкообразно уменьшается. При небольших потоках кислорода распыление металлической мишени происходит с большой скоростью. При больших потоках кислорода, которым соответствует малая скорость распыления окисленной поверхности мишени, получаются прозрачные максимально окисленные пленки со сравнительно высоким удельным сопротивлением. Они становятся более проводящими после отжига в восстанавливающей, например водородной, атмосфере. Для получения прозрачных, хорошо проводящих пленок ITO без

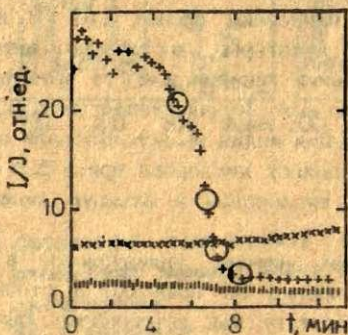


Рис. 2. Зависимость интенсивности спектральных линий оптической эмиссии НГП, нормированных к току разряда, от времени при ступенчатом увеличении потока кислорода.

••• свечение атомов индия при 451 нм;
 х х х свечение молекулярного кислорода при 520 нм;

||||| свечение атомов аргона при 751 нм;
 о о о выбранные рабочие токи ИПП.

дополнительной их обработки приходится работать в узкой (по значениям потоков кислорода) переходной области, соответствующей частично окисленному состоянию поверхности мишени. Чтобы удержать III на выбранной рабочей точке (см. кружки на рис. 2), необходимо непрерывно регулировать поток кислорода в камере, так как процесс окисления или очищения мишени обладает положительной обратной связью и стремится занять крайние положения. Действительно, осуществляется режим работы магнетрона либо при полностью окисленной, либо при чистой металлической поверхности мишени. Это хорошо согласуется с развитым выше теоретическим представлением о скорости химической откочки S^* и ее скачкообразном изменении S_{\min}^* и S_{\max}^* (16). Удерживать III на выбранной рабочей точке означает стабилизировать соответствующее значение S_{mid}^* скорости химической откочки, где $S_{\min}^* < S_{\text{mid}}^* < S_{\max}^*$.

Список литературы

1. Технология СВЧ. Кн. 2 / Под ред. С. Ви. М.: Мир, 1986. 453 с.
2. Плазменная технология в производстве СВЧ / Под ред. Н. Айнспрука, Д. Брауна. М.: Мир, 1987. 472 с.
3. Lusis A. Electrochromic Coatings: Application Possibilities, Technological Experience, Research and Development // Proc. Int. Conf. of Energetics and Ecology, Riga, 1991. P. 363-368.
4. Granqvist C.G. Physics and Technology of Solar Energy / Ed. H.P. Garg et al. Riedel, Dordrecht, Netherlands, 1987. Vol. 2. P. 191.
5. Кандерс У., Гринвалде Г., Карклиньш Г., Плате А. Оптическая диагностика ионно-плазменных процессов при нанесении и сухом травлении тонких пленок. Рига, 1981. 171 с.
6. Технология тонких пленок. Т. 1 / Под ред. М. И. Блиссси, Т. Г. Смелко. М.: Сов. Радио, 1987. 654 с.
7. Данилин В. С., Киреев Е. Ю. Применение

низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов. М.: Энергоатомиздат, 1987. 264 с.

8. Ивановский Г. Ф., Петров В. И. Ионно-плазменная обработка материалов. М.: Радио и связь, 1986. 232 с.

9. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 320 с.

10. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 587 с.

11. Кандерс У. К., Карклиньш Г. Я. Применение многоканальной оптической спектроскопии для контроля ионно-плазменных процессов в вакуумной технологии // Тез. докл. 12-й Всесоюз. науч. конф. по микроэлектронике. Тбилиси, 1987. Ч. 2. С. 169-170.

12. Azens A., Romanovskis G., Kanders U. Molecular-dynamics Study of Sputtering of W(100) Surface by Low-energy He, Ar and Kr Ions // Submitted to Journal of Physics: Condensed Matter, 1991.

13. Kanders U., Grinvalds G., Azens A. Plasma Chemical Reactions during the Sputtering of Metallic Targets using Oxygen containing Sputter Gas Mixtures // Proc. Inter. Symp. on Theoretical and Applied Plasma Chemistry. Salasmitis, 1991. P. 66.

14. Карклиньш Г. Я., Пуранс Д. Я., Кандерс У. К. Контроль процесса термического испарения методом оптической эмиссионной спектроскопии // Тез. докл. III Всесоюз. науч.-тех. конф. Состояние и перспективы развития гибридной технологии в приборостроении. Ярославль, 1991. С. 45-47.

15. Кандерс У. К., Карклиньш Г. Я., Плате А. Д. Оптическая диагностика технологических ионно-плазменных процессов: феноменологический подход // Тез. докл. III Всесоюз. науч.-тех. конф. Состояние и перспективы развития гибридной технологии в приборостроении. Ярославль, 1991. С. 122-124.

16. Кандерс У. К. Теоретическая модель реактивных ионно-плазменных процессов и уравнение для стационарных состояний // Ref. Lēz. CFI 7. zin konf. Rīga: LU, 1991.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Введение</i>	2
<i>Скудра А., Хуторщиков В.</i> Высокочастотные безэлектродные лампы с парами металлов	4
<i>Путиня С.</i> Перенос излучения в спектральных линиях источников излучения низкотемпературной плазмы	29
<i>Реевалде Г.</i> Моделирование контуров спектральных линий	44
<i>Берзина Д.</i> Сравнение графических методов обработки контуров спектральных линий	52
<i>Скудра А.</i> Высокочастотные безэлектродные гелиевые лампы	67
<i>Земскова М., Хуторщиков В.</i> Флуктуации интенсивности излучения рубидиевых источников света	76
<i>Убелис А.</i> Высокочастотные безэлектродные лампы для вакуумно-ультрафиолетовой области спектра	87
<i>Вязовецкая Н., Вязовецкий Ю., Сенченко А., Станков Н.</i> Применение газопоглотителя при изготовлении высокочастотных безэлектродных изотопных ртутных ламп	94
<i>Силин Ю.</i> Генераторы для питания высокочастотных безэлектродных ламп	98
<i>Висильев О., Коткин А., Столяров Д., Умарходжаев Р., Чопорчик Д.</i> Измерительно-вычислительный комплекс для регистрации спектров и температуры спектральных ламп	105
<i>Кандерс У., Гринвалдс Г., Азенс А.</i> Бистабильность реактивных ионно-плазменных процессов при малом токовом разряде на БЧ токе	111

**HIGH FREQUENCY ELECTRODELESS
DISCHARGE LIGHT SOURCES
CONTENTS**

<i>Preface</i>	3
<i>Skudra A., Khutorshchikov V.</i> Electrodeless Metal Vapour Lamps	4
<i>Putniņa S.</i> Radiative Transfer and Spectral Lines in Low-Temperature Plasma Light Sources	29
<i>Rēvalde G.</i> Mathematical Simulation of Spectral Lines	44
<i>Bērziņa D.</i> The Comparison of Graphical Methods for Estimating Spectral Line Broadening Parameters	53
<i>Skudra A.</i> Helium High Frequency Electrodeless Discharge Lamps	67
<i>Zemskova M., Khutorshchikov V.</i> Fluctuations of Radiation Intensities of Rb Light Sources	76
<i>Ūbelis A.</i> High Frequency Electrodeless Discharge Lamps for the Vacuum-Ultraviolet Spectral Region	87
<i>Vyazoveckaya N., Vyazoveckii J., Senchenkov A., Stankov N.</i> The Use of Gas Absorber in Preparation of High Frequency Mercury Isotope EDL	94
<i>Siliņš J.</i> Power Sources for High Frequency EDL	96
<i>Vasiļev O., Koikīn A., Stoljarov D., Umorhodjajev R., Chopornyak D.</i> An Automatic Spectrometric System for Registration of Spectra and Temperature in Spectral Lamps	105
<i>Kanders U., Grīnvalds G., Āzens A.</i> Instability of Reactive Ion Plasma Processes in a High Frequency Magnetron Discharge	111

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ БЕЗЭЛЕКТРОДНЫЕ
ИСТОЧНИКИ СВЕТА

Научные труды
Том 573

Рецензенты: Р. Дамбург, зав. отд. Института физики,
Латвийской АН.
Я. Эйлус, проф. Физико-математического
факультета ЛУ.

Редакторы: Э. Краулиня, Р. Паелова
Технический редактор С. Линина
Корректор Д. Берзина

Подписано к печати 02.01.1992. о/б 60x84/16.
Бумага ЛЗ. 8,8 физ. печ. л. 8,2 усл. печ. л. 6,6 уч.-изд. л.
Тираж 250 экз. Рег. уд. № 2-0266. Зак. № 200 Цена 2,70

Латвийский университет
226098 Рига, с. Райниса, 19
Отпечатано на ротаринте ЛУ
226050 Рига, ул. Калек, 43

Skudra A., Khutorsichikov V. Electrodeless
Metal Vapour Lamps.

Fundamental requirements are discussed for successful application of EDL-s in different areas: AAS, AAF, in atomic frequency standards. Operating factors and optical parameters that affect the performance of EDL-s are outlined. The main attention is given to investigations of successful use of Rb-Kr EDL-s as frequency standards. Specific manufacturing methods for He, specific Hg isotopes and multielement Hg-Cd lamps must be used to provide considerable improvement of lamp characteristics.

Putnina S. Radiative Transfer and Spectral
Lines in Low-temperature Plasma Light Sources.

Problems of resonance line trapping have been considered with respect to optimization EDL-s for successful application both to diagnostics of high frequency plasma and to preparation of light sources with desired spectral characteristics. The main attention has been devoted to different models describing experimental results related to self-absorbed (mainly, self-reversed) spectral line shapes.

Révalde G. Mathematical Simulation of Spectral
Lines.

The paper is devoted to the estimation of real profiles of spectral lines and of equipment influence. The reliance regions, standard deviations, correlations of parameters are obtained by means of statistical simulation. A good fitting of curve has been achieved with high resolution spectroscopic data.

Hérzina D. The Comparison of the Graphical
Methods for Estimating Spectral Line
Broadening Parameters

The paper deals with a brief discussion of graphic

methods, used to estimate spectral line broadening parameters. In fact, the profiles of most spectral lines, which show no asymmetry, fine structure, or strong self-absorption are very nearly Voigt profiles resulting when a spectral line is broadened simultaneously by Gaussian and Lorentz effects. A detailed description of the methods suggested by Ballik, Davies and Vaughan, Elste is given. The curves proposed by these authors are plotted for calculation of Voigt components. Some indications are given about the choice of the best graphical method for analysis of a specific experimental contour. In some cases it is also possible to measure absorption with high accuracy. The light source is an electrodeless discharge lamp (EDL) with mercury-202 isotope.

Skudra A. Helium High Frequency Electrodeless Discharge Lamps.

Spectroscopic measurements of helium EDL-s have been carried out in order to find out optimum conditions for the plasma discharge. The radiation emitted by He molecules and quadrupole transition has been observed in the spectrum. It may be supposed that step wise ionization and the detachment of He_2^{++} , He_2^+ , O_2^{-} , O_2^+ clusters from the surface of the glass bulb by electrons and photons play a major role in the formation of excited particles.

Zemskova M., Khutorshchikov V. Fluctuations of Radiation Intensities of Rb Light Sources.

Experiments have been carried out for investigation of radiant output fluctuations in Rb-Kr EDL. Spectral density of fluctuations has been measured and approximated by an analytical expression in the frequency region 0.1 to 300 Hz for E- and H-discharges. The dependence of dispersion for radiation intensity fluctuations on the temperature of the thermostat of the lamp has been investigated for measurements of different duration in the case of

H-discharge The characteristics of lamp fluctuations and the methods of their investigation have been discussed for measurement duration in the region of 10^3 - 10^6 s and the time of observation up to 10^8 s.

Übelis A. High Frequency Electrodeless Discharge Lamps for the Vacuum-Ultraviolet Spectral Region.

The problems of manufacturing high frequency electrodeless lamps for VUV region are considered in the article. The prospects of those lamps being used as intensive monochromatic light sources in VUV region are indicated and some recommendations to the technology of their production are given.

Vyazoveckaya N. Vyazoveckii J. Senchenkov A., Stankov N. The Use of Gas Absorber in the Preparation of High Frequency Mercury Isotope EDL.

A technology for preparation of EDL Mercury isotope lamps in laboratory has been described with the use of gas absorber.

Silips J. Power Sources for High Frequency EDL.

Some problems of power sources for high frequency electrodeless lamps are considered and circuits of 2 designed power sources are suggested.

Vasil'ev O., Kotkin A., Stolyarov B., Umorhodjayev R., Chopornyak D. An Automatic Spectrometric System for Registration of Spectra and Temperature in Spectral Lamps.

A brief discussion of automatic spectrometric system is given for high resolution (0.8-1.0 GHz) spectroscopy measurements in the vicinity of 253.7 nm. The system can be

used for investigation of temperature distribution in plasma.

Kanders U., Grinvalds G., Āzens A Bistability of Reactive Ion-Plasma Processes in a High Frequency Magnetron Discharge.

Low temperature reactive ion-plasma processes are examined inside reactors for etching and deposition of thin solid films. The densities of different chemical elements are determined by measuring their radiant output. An equation for describing magnetron discharge is obtained and the concept of diagrams for stationary state ion-plasma processes has been introduced. Hysteresis effects in reactive plasma are caused by it's bistability. The selection of a working point on a stationary state diagrams results in obtaining thin films of different stoichiometry.

УДК 537.525.7 + 537.86: 530.145

Скудра А., Хуторщиков В. Высокочастотные безэлектродные лампы с парами металлов // Высокочастотные безэлектродные источники света. Рига: ЛУ, 1992. С. 4-28.

Рассмотрены основные требования к ВБЛ для их успешного применения в различных областях: атомно-абсорбционном и атомно-флуоресцентном анализе, в квантовых стандартах частоты с оптической накачкой, в квантовых магнетометрах. Прослежена история создания и исследования ВБЛ. Особо выделены исследования основных оптических характеристик, факторов, определяющих их надежность и долговечность. Главное внимание уделено работам, связанным с применением ВБЛ в квантовых стандартах частоты с использованием лампы Rb-Kr. Разработана также технология изготовления ламп с излучательными элементами He, изотопами Hg, комбинированным наполнением Hg-Cd существенно улучшенными характеристиками. Библиогр. 73 назв.

УДК 535.383 + 530.184

Путнина С. Перенос излучения в спектральных линиях источников низкотемпературной плазмы // Высокочастотные безэлектродные источники света. Рига: ЛУ, 1992. С. 29-43.

Вопросы пленения излучения рассмотрены в связи с проблемами оптимизации ВБЛ с целью их успешного применения как для диагностики высокочастотной низкотемпературной плазмы, так и для создания источника излучения интенсивного линейчатого спектра с заданными спектральными характеристиками. Главное внимание уделено разным модельным представлениям для адекватного описания результатов исследования реabsорбированных, в основном самопоглощенных, контуров спектральных линий. Ил. 3, библиогр. 23 назв.

УДК 535.338.334

Ревалде Г. Моделирование контуров спектральных линий // Высоочастотные безэлектродные источники света. Рига: ЛУ, 1992. С. 44-52.

Разработана модель для определения параметров истинного контура спектральной линии и аппаратной функции. Методом статистического моделирования оценены доверительные области, стандартные отклонения и коэффициенты корреляции параметров. Получено хорошее согласие с экспериментальными интерферограммами. Табл. 3, ил. 2, библиогр. 8 назв.

УДК 535.338.334.

Берзиня Д. Сравнение графических методов обработки контуров спектральных линий // Высоочастотные безэлектродные источники света. Рига: ЛУ, 1992. С. 53-66.

Рассмотрена возможность применения графических методов для разложения контура на разные уширяющие компоненты. Подробно описаны методы, предложенные Балликом, Дейвисом и Ваугханом, Элстем. Приведены графики этих авторов для исчисления составляющих Фойхта. Есть также ссылки на графические методы, предложенные Бургером и Ван Циттертом, Ван де Хулстом и Рисинком, Луизовой. Показано, каким графическим методом лучше всего пользоваться для обработки зарегистрированного контура. Как источник света использованы высокоочастотные безэлектродные лампы (ВБЛ) с гелиевым наполнением или изотопом ²⁰²Hg. Табл. 3, ил. 5. библиогр. 13 назв.

УДК 537.525.7 + 621.327

С удра А. Высоочастотные безэлектродные гелиевые лампы // Высоочастотные безэлектродные источники света. Рига: ЛУ, 1992. С. 67-75.

Проведены спектроскопические измерения гелиевых ВБЛ с целью нахождения оптимальных условий для разряда. В

спектре отмечено излучение гелиевых молекул и квадрупольного перехода. В образовании возбужденных частиц при высокочастотном разряде большую роль играют ступенчатая ионизация и срыв с поверхности стекла баллона лампы электронами и фотонами кластеров He_2^{**} , He_2^* , O_2^{**} , O_2^* . Ил. 3, библиогр. 14 назв.

УДК 537.525.7

Зомскова М., Хуторщиков В. Флуктуации интенсивности излучения рубидиевых источников света // Высокочастотные безэлектродные источники света. Рига: ЛУ, 1992. С. 76-86.

Экспериментально исследованы флуктуационные характеристики высокочастотных безэлектродных спектральных ламп диаметром 13 мм, наполненных криптоном и насыщенными парами рубидия. В режимах Е- и Н-разряда измерена и аппроксимирована спектральная плотность флуктуаций интенсивности излучения в области частот 0,1-300 Гц. В режиме Н-разряда исследована зависимость дисперсии флуктуаций интенсивности излучения от температуры термостата лампы при разных временах измерения. Обсуждены флуктуационные характеристики ламп и методы их исследования за время измерения 10^3 - 10^6 с и время наблюдения до 10^8 с. Табл. 1, ил. 3, библиогр. 15 назв.

УДК 535.33 + 621.327

Убелис А. Высокочастотные безэлектродные лампы для вакуумно ультрафиолетовой области спектра // Высокочастотные безэлектродные источники света. Рига: ЛУ, 1992. С. 87-93.

Характеризованы проблемы, возникающие при создании высокочастотных безэлектродных ламп для ВУФ области спектра. Показаны перспективы их использования в качестве интенсивных монохроматических источников в ВУФ области и даны рекомендации по технологии изготовления. Табл. 1, ил. 1, библиогр. 13 назв.

УДК 537.54 + 621.327.534

Вязовецкая Н., Вязовецкий Ю., Сенченков А.,
Станков Н. Применение газопоглотителя при
изготовлении высокочастотных безэлектродных
изотопных ртутных ламп. // Высокочастотные
безэлектродные источники света. Рига: ЛУ,
1992. С. 94-97.

В работе описана лабораторная технология изготовления
безэлектродных изотопных ртутных ламп, предусматривающая
использование газопоглотителя. Ил. 1, библиогр. 6 назв.

УДК 621.373.421

Силины Ю. Генераторы для питания
высокочастотных безэлектродных ламп //
Высокочастотные безэлектродные источники
света. Рига: ЛУ, 1992. С. 98-104.

Обсуждены требования к высокочастотным генераторам для
возбуждения безэлектродных ламп, приведены схемы и описания
двух ламповых генераторов. Ил. 2, библиогр. 13 назв.

УДК 681.7

Васильев О., Коткин А., Столяров Д.,
Уморходжаев Р., Чопорняк Д. Измерительно-
вычислительный комплекс для регистрации
спектров и температуры спектральных ламп //
Высокочастотные безэлектродные источники
света. Рига: ЛУ, 1992. С. 105-110.

Разработан измерительно-вычислительный комплекс для
регистрации спектров в области длины волны 254 нм с
разрешением 0,8-1,0 ПГц и для изучения температурных
распределений светящейся плазмы. Ил. 4.

УДК 543.423 + 621.793

Кандерс У., Гринвалдс Г., Азсис А.
Бистабильность реактивных ионно-плазменных
процессов при магнетронном разряде на РЧ-токе
// Высоочастотные безэлектродные источники
света. Рига: ЛУ, 1992. С.111-124.

Рассмотрены низкотемпературные реактивные ионно-плазменные процессы (ИПП), осуществляющиеся в современных вакуумных установках для нанесения или травления тонких пленок. Для установления концентрации частиц разных сортов использована интенсивность оптической эмиссии плазмы. Получено уравнение для стационарных состояний магнетронного разряда и введено понятие диаграммы стационарных состояний (ДСС) ИПП. Анализ ДСС выявляет гистерезисные эффекты в реактивных ИПП, обусловленные их бистабильностью. От выбора рабочей точки на ДСС зависит стехиометрия полученных пленок. Ил. 2, библиогр. 16 назв.