

## 5-Физика плазмы, электрофизика, плазменные технологии

Кобзев Олег Вадимович, м.н.с.

Махачкала, Дагестанский государственный университет, физический

**Исследование влияния поперечного магнитного поля на оптические свойства наносекундного разряда с щелевым катодом**

Ашурбеков Назир Ашурбекович, д.ф.-м.н.

e-mail: [kobzoleg@ya.ru](mailto:kobzoleg@ya.ru) стр. 262

Корниенко Денис Олегович, аспирант 2 года обучения

Ярославль, Ярославский государственный университет, физический

**О динамическом эмиссионном выступе на вершинах электростатически неустойчивой капли**

Григорьев Александр Иванович, д.ф.-м.н.

e-mail: [physik@bk.ru](mailto:physik@bk.ru) стр. 263

Малинина Антонина Александровна, аспирант 1 года обучения

Ужгород, Ужгородский национальный университет, физический

**Функции распределения электронов по энергиям для газоразрядной плазмы на основе паров воды**

Шимон Людвик Людвикович, д.ф.-м.н.

e-mail: [ant.malinina@yandex.ru](mailto:ant.malinina@yandex.ru) стр. 264

Малинина Антонина Александровна, аспирант 1 года обучения

Ужгород, Ужгородский национальный университет, физический

**Эмиссионные характеристики и параметры газоразрядной плазмы на смеси паров дибромида ртути, азота и гелия**

Шимон Людвик Людвикович, д.ф.-м.н.

e-mail: [ant.malinina@yandex.ru](mailto:ant.malinina@yandex.ru) стр. 266

Пунанов Иван Фёдорович, аспирант

Екатеринбург, Уральский государственный технический университет - УПИ, Институт электрофизики УрО РАН, физико-технический

**Исследование пробоя монокристаллов Y3Al5O12 высоковольтными импульсами наносекундной длительности**

Емлин Рафаил Вениаминович, к.ф.-м.н.

e-mail: [ivan\\_punanov\\_usu@mail.ru](mailto:ivan_punanov_usu@mail.ru) стр. 267

Собур Денис Анатольевич, аспирант 2 года обучения

Раменское, Московский физико-технический институт (ГУ), ФОПФ

**Создание амальгамной газоразрядной озоновой лампы высокой мощности**

Сасоров Павел Васильевич, д.ф.-м.н.

e-mail: [soburda@gmail.com](mailto:soburda@gmail.com) стр. 268

Солосов Никита Вячеславович, 6 курс

Волгоград, Волгоградский государственный университет, физики и телекоммуникаций

**Регистрация доплеровского сдвига частоты волны при отражении от высокотемпературной лазерной плазмы с использованием электрооптического эффекта в DKDP**

Аникеев Борис Васильевич, д.ф.-м.н.

e-mail: [SolosovNV@mail.ru](mailto:SolosovNV@mail.ru) стр. 270

Турциев Руслан Гаджиевич, аспирант

Махачкала, Дагестанский государственный университет, физический

**Периодические плазменные структуры в наносекундном разряде с щелевым катодом**

Иминов Кади Османович, к.ф.-м.н.

e-mail: [genkavend@rambler.ru](mailto:genkavend@rambler.ru) стр. 272

Фёдоров Максим Сергеевич, магистрант

Ярославль, Ярославский государственный университет, физический

**Капиллярный аналог эффекта `мертвой воды`**

Григорьев Александр Иванович, д.ф.-м.н.

e-mail: [yardemid@mail.ru](mailto:yardemid@mail.ru) стр. 273

## Исследование влияния поперечного магнитного поля на оптические свойства наносекундного разряда с щелевым катодом

*Кобзев Олег Вадимович*

*Дагестанский государственный университет*

*Ашурбеков Назир Ашурбекович, д.ф.-м.н.*

*[kobzoleg@ya.ru](mailto:kobzoleg@ya.ru)*

В разрядах с щелевым катодом при прикладывании импульсов напряжения с наносекундными фронтами при средних давлениях газа возможно получение электронных пучков с энергией более 1 кэВ [1,2]. Такие плазменно-пучковые разряды (ППР) могут успешно применяться для получения сильноточных электронных и ионных пучков в различных инжекторах и для накачки активных сред лазеров. Характеристиками таких разрядов можно управлять наложением внешних магнитных полей. В связи с этим для более полного понимания физики процессов, протекающих в неравновесной и нестационарной плазме таких разрядов, представляют интерес исследования этих разрядов во внешнем магнитном поле.

Исследуемый разряд происходил между двумя алюминиевыми электродами длиной 5 см, расположенными в цилиндрической трубке из молибденового стекла диаметром 3 см. Катод представлял собой круглый стержень диаметром 1 см с прорезом вдоль него шириной 0,2 см и глубиной 0,6 см. Анод имел плоскую форму, в виде прямоугольной пластины шириной 2 см и толщиной 0,5 см. Расстояние между электродами – 0,6 см. Выбор такой формы полого катода и расстояния между электродами обусловлены требованиями устойчивого горения объемного разряда при средних давлениях газа.

Внешнее магнитное поле создавалось с помощью постоянных магнитов, и имело в центре разрядного промежутка напряженность поля  $H = 1200$  Э. Разрядная камера помещалась между полюсами постоянного магнита с размерами, превышающими размеры разрядного промежутка, что обеспечивало однородность магнитного поля. Измерение тока и напряжения горения разряда производились с помощью омического шунта и калиброванного делителя напряжения. Оптическое излучение разряда и картины пространственного распределения оптического излучения между электродами регистрировались с помощью ФЭУ и ПЗС-матрицы, подключенных к компьютеру.

Были выполнены систематические экспериментальные исследования электрических, оптических характеристик и структуры пространственного распределения оптического излучения разряда в He в зависимости от давления газа и амплитуды импульсов прикладываемого к разрядному промежутку напряжения в диапазоне 0.5÷4 кВ. Длительность импульсов напряжения составляла величину до 100 нс с фронтом импульса 30÷40 нс. Исследования проводились в магнитном поле и без магнитного поля в гелии в диапазоне изменения давления газа 1÷100 Тор в режиме непрерывного протока рабочего газа через разрядную камеру.

Экспериментальные исследования интенсивности оптического излучения разряда без магнитного поля и в поперечном магнитном поле показали, что величина интенсивности излучения зависит от давления газа в разрядной камере, величины приложенного напряжения и наличия внешнего магнитного поля. При значениях давления газа до 10 Тор наложение магнитного поля приводит к увеличению интенсивности оптического излучения. При  $p = 5$  Тор относительное увеличение интенсивности достигает до 50%. С увеличением давления газа влияние внешнего магнитного поля на величину интенсивности излучения уменьшается и при  $p > 15$  Тор влияние магнитного поля становится незаметным. С ростом величины прикладываемого напряжения при всех исследованных давлениях без магнитного поля и в магнитном поле величина интенсивности излучения растет и при  $U_0 \sim 2$  кВ выходит на насыщение.

В работе обсуждаются возможные механизмы влияния внешнего магнитного поля на оптические свойства наносекундного разряда с щелевым катодом.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, проекты НК-105П/1; НК-182П/7.

Список публикаций:

[1] Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С. и др. Формирование ускоренных электронов и их влияние на структуру наносекундного разряда с щелевым катодом // ТВТ. 2007. Т. 45. № 4. С. 485.

[2] Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С. и др. О роли высокоэнергетичных электронов в формировании структуры плазменно – пучкового разряда с щелевым катодом // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 12. С.47.

## О динамическом эмиссионном выступе на вершинах электростатически неустойчивой капли

*Корниенко Денис Олегович*

*Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова*

*Григорьев Александр Иванович*

*[physik@bk.ru](mailto:physik@bk.ru)*

**Формулировка задачи.** Будем решать задачу об исследовании временной эволюции амплитуд мод капиллярных осцилляций капли радиуса  $R_0$  идеальной несжимаемой идеально проводящей жидкости имеющей заряд  $Q$ , находящейся в идеальной несжимаемой диэлектрической среде. Примем, что в начальный момент времени ( $t=0$ ) виртуальным образом капле придана форма деформированного вытянутого сфероида. Уравнение поверхности вытянутого сфероида в сферических координатах с началом в центре масс невозмущенной капли имеет вид:

$$r(\vartheta) = R_0 \frac{(1-e^2)^{1/6}}{\sqrt{1-e^2 \cos^2(\vartheta)}};$$

где  $e$  – эксцентриситет сфероида, который будем принимать малым:  $e^2 \ll 1$ .

Движения жидкости в капле и среде, а также электрическое поле собственного заряда капли во внешней среде будем считать потенциальными с потенциалами скоростей  $\psi_1(\mathbf{r}, t)$ ,  $\psi_2(\mathbf{r}, t)$  и  $\Phi(\mathbf{r}, t)$ , соответственно. математическая формулировка задачи будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \Delta \psi_i(\mathbf{r}, t) &= 0, & i=1;2, & \Delta \Phi(\mathbf{r}, t) = 0, \\ r \rightarrow \infty: |\nabla \psi_2| &\rightarrow 0; & |\nabla \Phi(\mathbf{r}, t)| &\rightarrow 0; & r \rightarrow 0: |\nabla \psi_1| &\rightarrow 0; \\ r=r(\vartheta)+\xi(\vartheta, t): \Phi(\mathbf{r}, t) &= \text{const} \equiv \Phi_0; \\ \frac{\partial \psi_1}{\partial n_1} &= -\frac{\partial \psi_2}{\partial n_2} \equiv \frac{\partial \psi}{\partial n}; & \frac{\partial \xi}{\partial t} &= \frac{\partial \psi}{\partial n}; & -\rho_1 \frac{\partial \psi_1}{\partial t} &+ \rho_2 \frac{\partial \psi_2}{\partial t} + P_E = P_\sigma, \end{aligned} \quad (1)$$

а также начальные условия:

$$t=0: \xi(\vartheta, t) = \sum_{j \in \Xi}^{\infty} \zeta_j \cdot P_j(\mu), \quad \partial_t \xi(\vartheta, t) = 0, \quad (2)$$

суммирование в (2) ведется по  $j$ -номерам мод, определяющих начальную деформацию сфероидальной капли, номера этих мод составляют множество  $\Xi$ ;  $\zeta_j$  – амплитуды соответствующих мод;  $R \ll |\xi|$ ;  $e^2 \ll (|\xi|/R_0)$ ;  $\rho_1$  и  $\rho_2$  – плотности жидкости и окружающей среды;  $P_E \equiv (-\nabla \Phi(\mathbf{r}, t))^2 / 8\pi$  – давление электростатических сил на границу раздела сред, происходящее от наличия заряда на капле;  $\Phi(\mathbf{r}, t)$  – потенциал электростатического поля собственного заряда капли;  $P_\sigma \equiv \sigma \cdot \text{div} \mathbf{n}$  – давление сил поверхностного натяжения (лапласовское давление);  $\mathbf{n}_m$  – внешняя нормаль к границе раздела  $m$ -й среды;  $\Xi$  – множество номеров мод, определяющих начальную деформацию сфероидальной капли. Оператор  $\partial_t$  означает взятие первой производной по времени.

Все рассмотрение проводилось в сферической системе координат с началом в центре масс капли в безразмерных переменных, в которых  $R_0 = \rho_1 = \sigma = 1$ . Решение задачи искалось в линейном по  $|\xi|$  и квадратичном по  $e^2$  приближении. Неизвестные функции  $\xi(\vartheta, t)$ ,  $\psi_1(\mathbf{r}, t)$ ,  $\psi_2(\mathbf{r}, t)$  и  $\Phi(\mathbf{r}, t)$  будем искать в виде разложений по полиномам Лежандра:

$$\xi(\vartheta, t) = \sum_{n=2}^{\infty} M_n(t) \cdot P_n(\mu); \quad \psi_1(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=2}^{\infty} A_n^{(1)}(t) \cdot r^n \cdot P_n(\mu); \quad \psi_2(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=2}^{\infty} A_n^{(2)}(t) \cdot r^{-(n+1)} \cdot P_n(\mu);$$

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=2}^{\infty} B_n(t) \cdot r^{-(n+1)} \cdot P_n(\mu), \quad \mu = \cos(\vartheta).$$

Определив все неизвестные функции и удовлетворяя динамическому условию (1), получим бесконечную систему связанных дифференциальных уравнений [1], решая которую методом последовательного приближения и удовлетворяя начальному условию (2) получим выражение для возмущения поверхности сфероида  $\xi(\vartheta, t)$ . Исследование временной зависимости амплитуд мод капиллярных колебаний в случае закритических значений зарядового параметра  $W \equiv Q^2/4\pi$ , выявляют особенности развития неустойчивости заряженной капли.

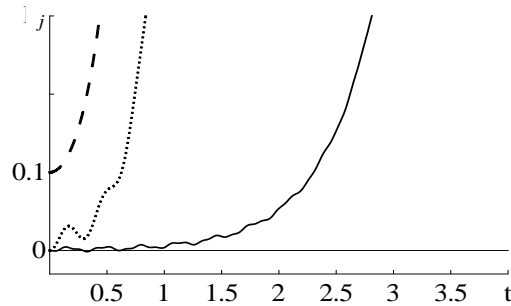


рис.1. Зависимости амплитуд мод  $\zeta_j(t)$ , где  $j = 2, 4, 6, \dots$ , от времени, измеренного в долях периода основной моды, при  $W = 0$ ,  $\rho = 10^{-3}$  и  $e^2 = 0,3$  при  $W = 4,3$

Из рис.1 следует несколько поправок к известной картине реализации неустойчивости. Во-первых, при  $W \geq 4$ , как только начнется увеличение амплитуды неустойчивой основной моды, четвертая и шестая моды, связанные с ней взаимодействием, также претерпевают неустойчивость. Это следует из проведенных расчетов, выполненных в приближении:  $\square|\xi|$ ,  $\square e^2 \cdot |\xi|$ ,  $\square e^4 \cdot |\xi|$ . Если провести аналогичные асимптотические расчеты с сохранением слагаемых, например, вплоть до  $\square e^{10} \cdot |\xi|$ , то согласно общей идеологии расчета с началом потери устойчивости основной моды потеряют устойчивость и все четные моды до двенадцатой. Таким образом, формирование эмиссионных выступов на вершинах капли идет с самого начала реализации неустойчивости основной моды. Во-вторых, поскольку все моды, неустойчивость которых порождена их взаимодействием с основной модой, аддитивным образом содержат слагаемые, периодически изменяющиеся во времени, то вершины эмитирующих выступов будут осциллировать, что приводит к идее динамических эмиссионных выступов. Подтверждением этому могут служить фотографии эмиссионного выступа [3-4], сделанные во время эмиссии дочерних капелек, на которых запечатлены два крайних положения вершины осциллирующего выступа.

Список публикаций:

- [1] Ширяева С.О., Корниенко Д.О. Электронный журнал "Исследовано в России", 1253-1262, 2009.
- [2] <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2009/100.pdf>
- [3] Григорьев А.И. // ЖТФ. 1986. Т.56. Вып.3. С.538-541.
- [4] Григорьев А.И., Ширяева С.О. // ИФЖ. 1991. Т.61. №2. С.632-641.

## Функции распределения электронов по энергиям для газоразрядной плазмы на основе паров воды

**Малинина Антонина Александровна**

Генерал Андрей Андреевич, Грицак Роксолана Владимировна

Ужгородский национальный университет

Шимон Людвик Людвикович, д.ф.-м.н.; Шуаибов Александр Камирович., д.ф.-м.н.

[ant.malinina@yandex.ru](mailto:ant.malinina@yandex.ru)

Газоразрядная плазма на парах воды является экологически чистой рабочей средой для УФ-ВУФ источников спонтанного излучения на системах электронно-колебательных полос гидроксидов OH(X-A; X-C) [1-3]. Наиболее простые и достаточно мощные ультрафиолетовые лампы на смесях инертных газов с парами воды

разработаны с возбуждением продольным тлеющим разрядом. Излучают они преимущественно в спектральном диапазоне 304-320 нм ОН (А-Х). Такие излучатели могут заменять лампы с более агрессивной и дорогостоящей газовой средой на молекулах ХеСl(В-Х) ( $\Delta\lambda = 307-310$  нм) для применений в фотомедицине (дерматологии).

В настоящей работе приводятся данные по функциям распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), а также средним энергиям электронов положительного столба продольного тлеющего разряда в парах воды и смеси гелия с парами воды для экспериментальных данных приведенных в работе [2]. Тлеющий разряд зажигался в цилиндрической кварцевой трубке с внутренним диаметром 0.7 см и расстоянием между катодом и анодом 5 см. Он имел красный цвет, который определялся излучением спектральной линии атома водорода с  $\lambda = 656,3$  нм. В смеси He-H<sub>2</sub>O к ней прибавлялось и излучение интенсивной спектральной линии атома гелия при  $\lambda = 667.8$  нм. При парциальном давлении паров воды в диапазоне 50-300 Па в коротковолновой части спектра превалировало излучение полос гидроксила ОН с максимумами при 156, 180 и 186 нм. Увеличение парциального давления паров воды до 2.0-2.5 кПа приводило к существенной трансформации спектра излучения в систему широких полос с максимумами при 185, 262, 286 и 309 нм.

ФРЭЭ плазмы разряда рассчитывались в чистых парах воды и смеси He-H<sub>2</sub>O = 9-1, которая по своему составу близка к оптимальной для излучения гидроксила ОН(Х-А; Х-С; Х-В) с использованием программы [4]. Расчеты параметров разряда проводились в условиях, близких к условиям эксперимента – при степени ионизации плазмы  $10^{-6}-10^{-7}$  (когда ФРЭЭ является существенно неравновесной) и плотности электронов в диапазоне  $10^{10}-10^{11}$  см<sup>-3</sup>, давления газа (1,0-1.5) кПа и величине параметра E/N = 1-300 Тд. В программе [4] база данных по эффективным сечениям взаимодействия электронов с молекулами воды отсутствует, поэтому в расчетах использовались эффективные сечения из последних работ по этой тематике [5-7]. Наиболее важные из этих процессов – это: упругое рассеяние электронов, возбуждение вращательных, колебательных и электронных уровней молекул воды, диссоциация и диссоциативное возбуждение, ионизация и диссоциативная ионизация, диссоциативное прилипание электронов к молекулам воды.

Характерные ФРЭЭ для разряда в смеси He-H<sub>2</sub>O=9-1 при разных значениях параметра E/N приведены на (рис.1).

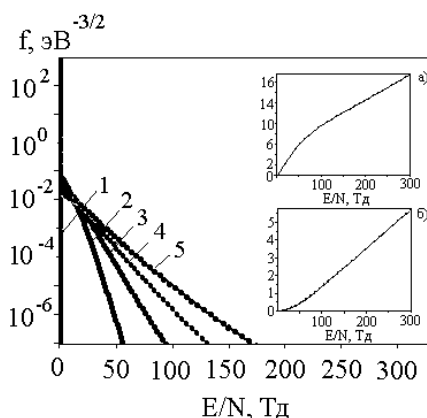


рис.1. Функции распределения электронов по энергии в разряде на смеси He-H<sub>2</sub>O =9-1 при E/N = 1.0 (1), 75.8 (2), 151 (3), 225 (4), 300 (5) Тд; на вставках: зависимости средней энергии электронов от параметра E/N в разряде на смеси He-H<sub>2</sub>O (а) и парах воды (б)

С увеличением параметра E/N наблюдается увеличение энергии быстрых электронов и уменьшение плотности электронов малых энергий. Средняя энергия электронов в разряде на парах чистой воды при увеличении E/N практически линейно увеличивается от 0.1 до 4.5 эВ (рис.1.б). Разбавление паров воды гелием приводит к росту средней энергии электронов примерно в 3.6 раза (рис.1.а).

Рассчитанные ФРЭЭ плазмы разряда на смеси He-H<sub>2</sub>O в дальнейшем будут использоваться при моделировании выходных характеристик УФ-ВУФ лампы, которая возбуждается продольным тлеющим или емкостным разрядом.

Список публикаций:

- [1] Вуль А.Я., Кидалов С.И., Миленин В.М., Тимофеев Н.А и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 1. С. 10.
- [2] Шуаибов А.К., Дащенко А.И., Миня А.И. // Физика Плазмы. 2002. Т. 28. № 8. С. 765.
- [3] Morozov F., Kruchen R., Ottenhall T., Ulrich A. // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 86. P. 011 502.
- [4] <http://www.siglo-kinema.com/database/index.htm>.
- [5] Itikawa Y., Mason N. // J.Phys. Chem. Ref. Data. 2005. Vol. 34. N. 1. P. 1.
- [6] Khakoo M. A., Winstead C. and McKoy V. // Phys. Rev. A. 2009. 79. 052711.
- [7] Gorfinkie J.D., Morgan L.A. and Tennyson J. // J.Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2002. Vol. 35. P. 543.

## Эмиссионные характеристики и параметры газоразрядной плазмы на смеси паров дибромида ртути, азота и гелия

*Малинина Антонина Александровна*  
*Ужгородский национальный университет*  
*Шимон Людвик Людвикович, д.ф.-м.н.*  
*[ant.malinina@yandex.ru](mailto:ant.malinina@yandex.ru)*

Газоразрядная плазма на смеси паров дибромида ртути с газами является рабочей средой источников когерентного и спонтанного излучения в сине-зеленой спектральной области с длиной волны в максимуме интенсивности ( $\lambda_{\max}$ ) 502 нм. Возбуждение компонент рабочей смеси в ней осуществляется при атмосферном общем давлении в объемном тлеющем, барьерном и поверхностном разрядах. Исследования эмиссионных характеристик проводились в объемах рабочих устройств больше 200 см<sup>3</sup>, что в основном было связано с необходимостью получения высоких значений мощностей импульсно-периодического излучения (рекордных в видимой области) для использования в различных научных и прикладных применениях. Параметры газоразрядной плазмы на этой смеси не приводились. Вместе с тем ряд прикладных задач требуют создания эффективных источников излучения для сине-зеленой спектральной области с малой площадью излучения. В наших исследованиях оптических характеристик и параметров газоразрядной плазмы на смеси паров дибромида ртути и гелия было установлено, что такая плазма может быть применена в качестве рабочей среды малогабаритного излучателя в сине-зеленой спектральной области [1].

В настоящей работе представлены результаты исследований эмиссионных характеристик и параметров газоразрядной плазмы барьерного разряда на смеси паров дибромида ртути, азота и гелия малогабаритного источника излучения с повышенной средней мощностью излучения по сравнению с источником на смеси только паров дибромида ртути и гелия. Газоразрядная плазма на смеси паров дибромида ртути, азота и гелия создавалась барьерным разрядом в малогабаритном излучателе с цилиндрической рабочей апертурой, который изготовленный из кварцевой трубки. Внешний диаметр трубки толщиной стенки 1 мм равнялся 8.8 мм. Внутри её по оси расположен молибденовый электрод диаметром 2 мм. Разрядный промежуток 2.4 мм. Внешний электрод изготовлен из сетки из нержавеющей стали (коэффициент пропускания излучения ~ 0.7) и имел длину 3см. В торце кварцевой трубки имеется капилляр диаметром 1.5 мм, который служит для уменьшения выноса паров дибромида ртути с излучателя в вакуумную газосмесительную систему. Возбуждение рабочей смеси в барьерном разряде осуществлялось источником питания с импульсно-периодической формой выходного напряжения с возможностью перестройки частоты в диапазоне 1-10 кГц и амплитуды импульсов напряжения в пределах 2.3–6.9 кВ. Излучение разряда регистрировалось в направлении перпендикулярном боковой поверхности кварцевой трубки излучателя и анализировалось в спектральном диапазоне 250–800 нм. Спектры излучения регистрировались с помощью дифракционного монохроматора (решетка 600 штр./мм). Спектральное разрешение системы регистрации составляло 2.4 нм. Средняя мощность излучения источника измерялась с помощью прибора «Кварц-01».

В полученных спектрах в видимом диапазоне существенно выделяется спектральная полоса с максимумом при длине волны  $\lambda = 502$  нм, которая имеет слаборазреженную колебательную структуру и соответствует электронно-колебательному переходу  $V^2\Sigma^+_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}$  эксиплексной молекулы HgBr\*. Основная часть интенсивности излучения сконцентрирована в диапазоне длин волн 512 – 475 нм. Форма полосы и ее ширина на полувысоте (15-16 нм) аналогична полосам, соответствующим переходу  $V \rightarrow X$  в моногалогенидах ртути, приведенных в работах, в которых создание барьерного разряда осуществлялось в кварцевых трубках больших размеров. Для зависимости мощности излучения эксиплекса HgBr\* от парциального давления азота характерно увеличение мощности излучения эксиплекса HgBr\* при возрастании парциального давления азота от величины 1 кПа до 4 кПа до величины 8.7 мВт, что на 20% выше мощности излучения по сравнению с данными для смеси без добавления азота [1]. Дальнейшее повышение парциального давления азота приводит к падению мощности излучения эксиплекса монобромида ртути.

Параметры плазмы барьерного разряда определялись численно и рассчитывались как полные интегралы функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в разряде в оптимальной для получения максимальной мощности излучения смеси HgBr<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-He (0.6–3.3-96.1%). ФРЭЭ находились путем решения кинетического уравнения Больцмана в двучленном приближении с использованием известной программы "Bolsig+" [2,3]. На основе ФРЭЭ определены коэффициенты: диффузии, подвижности электронов, ионизации и прилипания электронов к атомам гелия и молекулам дибромида ртути, средняя и характеристическая энергия электронов, удельные потери мощности электрического разряда на разные элементарные процессы в плазме. Кроме этого установлены константы скоростей упругого и неупругого рассеяния электронов на молекулах дибромида ртути и атомов гелия в зависимости от величины параметра E/N (отношения напряженности электрического поля (E) к общей концентрации молекул дибромида ртути, азота и атомов гелия (N)). Диапазон изменений параметра

$E/N$  включал значения, которые были реализованы в эксперименте. На (рис.1) приведен характерный вид ФРЭЭ при изменении параметра  $E/N$  в диапазоне 1-100 Тд. Увеличение параметра  $E/N$  приводит к росту количества «быстрых» электронов в разряде и уменьшению плотности электронов в диапазоне работы излучателя ( $E/N = 3 - 30$  Тд).

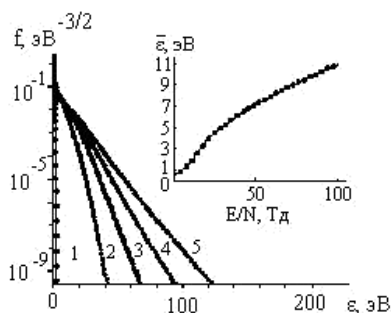


рис.1. Функции распределения электронов по энергии в разряде для смеси  $HgBr_2: N_2:He = (0,6:3,3:96,1) \%$  при значениях параметра  $E/N$ : 1 (1), 25.8 (2), 50.5 (3), 75.3 (4), 100 (5) Тд; на вставке - зависимость средней энергии электронов от параметра  $E/N$

Средняя энергия электронов разряда наиболее сильно зависит от параметра  $E/N = 8 - 20$  Тд, при этом она линейно увеличивается от 1.5 до 5 эВ. В диапазоне параметра  $E/N = 20 - 100$  Тд средняя энергия электронов также увеличивается от 5 до 11 эВ, но с меньшей скоростью. Более медленный рост средних энергий электронов в области параметра  $E/N = 1-8$  Тд вызван потерями энергии электронов при возбуждении колебательных уровней энергии молекул азота.

Температура электронов определялась по их средним энергиям. Она увеличивается от 11600 до 58000 К при изменении параметра  $E/N$  от 3 до 30 Тд соответственно. Концентрация электронов для экспериментальных условий, при которых мощность излучения была максимальна, имела значение  $8 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ .

Результаты исследований эмиссионных характеристик и параметров газоразрядной плазмы на смеси паров дибромидов ртути, азота и гелия позволяют утверждать о возможности масштабирования излучателей на этой смеси в область малых размеров и создавать на их базе эффективные малогабаритные эксиплексные излучатели для синие-зеленой спектральной области.

Список публикаций:

[1] *Малинина А.Н., Гуйван М.М., Шуаибов А.К. // Журнал прикл. спектр. 2009. Т. 76. №5. С. 752.*

[2] *Hagelaar G. J. M. and Pitchford L. C. // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. Vol. 14. P. 722.*

[3] <http://www.siglo-kinema.com/database/index.htm>

## **Исследование пробоя монокристаллов $Y_3Al_5O_{12}$ высоковольтными импульсами наносекундной длительности**

**Пунанов Иван Фёдорович**

*Гилёв Аркадий Сергеевич*

*Институт электрофизики УрО РАН*

*Чолах Сеиф Османович, д.ф.-м.н.; Емлин Рафаил Вениаминович, к.ф.-м.н.*

*Ivan\_punanov\_usu@mail.ru*

Кристаллы алюмоиттриевого граната ( $Y_3Al_5O_{12}$ ) являются одним из наиболее распространённых материалов для активных элементов квантовой электроники и находят широкое применение в приборостроении [1], поэтому исследование электрических свойств АИГ и, в частности, закономерностей электрического пробоя, имеет большой практический интерес. При решении некоторых задач инженерной электрофизики недостаточно знать только зависимость пробивных напряжений от свойств твёрдого диэлектрика, параметров разрядного промежутка и импульса высокого напряжения. Возникает необходимость определения и регулирования в этих условиях скорости распространения разряда, его геометрических параметров и т.д. и экспериментальные методы до сих пор остаются единственными при исследовании необходимых для практики закономерностей этого вида пробоя [2].

Пробой твёрдого диэлектрика всегда ассоциируется с возникновением канала пробоя, обладающего высокой проводимостью и замыкающего разрядный промежуток [2]. Кроме того, известно [3, 4], что искровые каналы при пробое зачастую следуют определённым кристаллографическим направлениям, а не направлению

поля [5]. В данной работе исследовался высоковольтный наносекундный импульсный пробой монокристаллов АИГ, при этом измерялась скорость прорастания каналов пробоя в кристалле и идентифицировались направления распространения каналов.

Кристаллы АИГ имеют кубическую структуру, класс симметрии  $m\bar{3}m$  [6]. Кристаллы, использовавшиеся в данном эксперименте, получены выращиванием по методу Чохральского. Образцы вырезались в виде пластин параллельно плоскости  $\{100\}$  и подвергались воздействию высоковольтными импульсами амплитудой 140 кВ от генератора с разрядом коаксиальной формирующей линии с электрической длиной 8 нс и импедансом 50 Ом и фронтами порядка 0,5 наносекунды. Использовалась конфигурация электродов острие – плоскость, положительный импульс напряжения подавался на острие. В непосредственной близости от игольчатого электрода располагался ёмкостный делитель напряжения, сигнал с которого регистрировался с помощью осциллографа. Ширина полосы всего измерительного тракта, 500 МГц, позволяла определять длительность времени формирования пробоя с погрешностью порядка 0,5 нс. Момент образования сквозного канала в образце фиксировался на осциллограмме как резкое двукратное уменьшение амплитуды напряжения, поскольку последовательно с образцом была включена согласованная нагрузка 50 Ом, которая, таким образом, образовывала делитель напряжения при замыкании разрядного промежутка каналом пробоя и позволяла избежать возникновения отражённых импульсов после завершения пробоя.

В результате измерений получен график скорости распространения канала пробоя (рис.1). В предположении линейной зависимости времени пробоя от толщины материала, что достаточно хорошо видно на графике, величина скорости распространения канала пробоя составляет  $1,3 \cdot 10^7$  см/с при 140 кВ. Было замечено, что каналы пробоя в алюмоиттриевом гранате имеет определённую направленность, образуя с направлением  $[100]$  углы  $30 \pm 2$  градуса. Это соответствует направлению канала пробоя близкого к  $[111]$  либо  $[112]$ . Распространение пробоя в кристаллах АИГ в определённом кристаллографическом направлении косвенно может свидетельствовать о существовании спайности в этих кристаллах, возможность существования которой была высказана в [1].

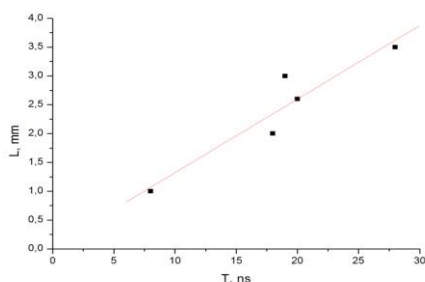


рис.1. График зависимости времени формирования канала пробоя в кристалле алюмоиттриевого граната ( $Y_3Al_5O_{12}$ ) от длины канала

Список публикаций:

- [1] Степанцов Е.А., Говорков В.Г., Бережкова Г.В., Багдасаров Х.С., Рогов Г.И., Кристаллография, 21, 142 (1976).
- [2] Вершинин Ю.Н., Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твёрдых диэлектриков / Ю.Н. Вершинин. – Екатеринбург: УрО РАН, 2000, стр. 4.
- [3] J.W. Davison. The orientation of Electrical Breakdown Paths in Single Crystals, PR, 70, 685 (1946).
- [4] Р.В. Емлин, С.В. Барахвостов, В.Д. Куликов, Анизотропия эл-го пробоя в кристаллическом кварце, ЖТФ, 79, 150 (2009).
- [5] Франц В., Пробой диэлектриков / В. Франц. – М.: Издательство иностранной литературы, 1961, стр. 22.
- [6] Блистанов А.А., Акустические кристаллы /А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, Н.В. Переломова, Ф.Н. Стрижевская, В.В. Чкалова, М.П. Шаскольская. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982.

## Создание амальгамной газоразрядной озоновой лампы высокой мощности

**Собур Денис Анатольевич**

Московский физико-технический институт

Сасоров П.В., д.ф.-м.н.

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

Сегодня ртутные газоразрядные источники УФ излучения получают все более и более широкое распространение. Дезинфекция ультрафиолетовым (УФ) излучением является экологически безопасным, экономичным и удобным в эксплуатации методом, который сочетает в себе высокую эффективность обеззараживания, отсутствие вредного влияния на воду и воздух, низкое энергопотребление и низкие



эксплуатационные затраты, простоту эксплуатации [1]. Существенным достоинством газоразрядных источников является высокий КПД преобразования электрической энергии в излучение. Для получения ламп с погонной мощностью УФ излучения более 0,5 Вт/см вместо металлической ртути все чаще используют амальгаму, позволяющую снизить давление паров ртути в разряде при высоких температурах колбы, характерных для мощных ламп [2]. Кроме того, в холодной лампе практически вся ртуть содержится в амальгаме, что облегчает утилизацию и повышает безопасность использования.

Как известно, спектр ртутного разряда содержит в ультрафиолетовой области две интенсивные линии 253,65 и 184,95 нм. Излучение с длиной волны 185 нм ионизирует кислород воздуха с образованием озона, поэтому обычно в состав стенки газоразрядной лампы добавляется оксид титана, блокирующий выход данной линии. В последнее время растет интерес к использованию такого излучения, в том числе в сочетании с излучением 254 нм, в задачах очистки воздуха, обработки поверхностей и ряде других [3]. Таким образом, является актуальной задача создания мощного эффективного газоразрядного источника УФ излучения.

Интенсивность излучения и КПД газового разряда зависят от ряда параметров, среди которых основную роль играет электронная температура. Для повышения интенсивности линии 185 нм нужны более высокие значения электронной температуры, нежели в традиционных бактерицидных УФ лампах. В свою очередь, электронная температура зависит от ряда параметров, таких как сила тока разряда, давление и состав инертного газа, диаметр трубки и ряда других. Исследование зависимости интенсивности излучения разряда от этих параметров проводилось И.М. Весельницким [4]. Между тем, условия работы экспериментальных ламп значительно отличались от условий работы реальных ламп. Кроме того, целью Весельницкого, была оптимизация выхода излучения 254 нм, поэтому полученные им значения интенсивности 185 линии отличаются от максимальных.

В рамках работы был создан стенд для измерения интенсивности излучения на основе вакуумного монохроматора McPherson. Измерение интенсивности излучения с длиной волны 185 нм наталкивается на ряд технических сложностей. В качестве газовой среды для работы лампы использовался азот. Интенсивность излучения на выходе из монохроматора измерялся с помощью ФЭУ. Также измерялось падение напряжения на лампе, сила тока и температура стенки колбы. Как известно, давление паров ртути в разряде определяется температурой амальгамы. В наших условиях прогрев амальгамы занимает примерно 15 минут. Поскольку времена релаксации плазмы значительно меньше, измеряя изменение параметров лампы со временем, можно наблюдать зависимость интенсивности излучения от давления паров ртути. При этом, максимумы интенсивности излучения 254 нм и 185 нм при этом могут как совпадать, так и достигаться при различных давлениях паров ртути.

В данной работе, определялись параметры лампы, обеспечивающие максимальную интенсивность линии 185 нм. Нами были созданы две серии ламп с внешним диаметром трубки 19 мм. В первой серии в качестве буферного газа использовался Ag, во второй смесь Ne/Ar 60%/40%. Давление буферного газа изменялось в диапазоне 0,5-2 Торр. Сила тока разряда изменялась в диапазоне 0,44-3,2 А. Исследования показали, что, согласно с теорией, интенсивность ВУФ излучения растет с ростом силы тока, достигая насыщения при  $I = 2A$ . Напряжение на лампе падает с ростом тока, и оптимальный КПД генерации ВУФ излучения имеет максимум при значении силы тока разряда около 2 А. Также подтверждено, что понижение давления приводит к росту интенсивности излучения. Вместе с тем при этом уменьшается КПД и растет нагрузка на конструктивные элементы лампы. Оптимальное значение давления с точки зрения КПД находится при значениях около 1 Торр. Использование более легкого буферного газа (смесь Ne/Ar) также позволяет повысить интенсивность излучения, однако при этом растет нагрузка на защитное покрытие лампы за счет диффузии ионов ртути из разряда.

Основным параметром, определяющим сегодня ресурс работы лампы, является защитное покрытие колбы. Обычно в качестве защитного покрытия используются оксиды редкоземельных металлов, а также алюминия. В тоже время, многие покрытия, пропускающие излучение с длиной волны 254 нм, поглощают более жесткие кванты 185 нм. В работе исследовались спектры пропускания ряда оксидных покрытий. Было получено, что обычно используемый оксид иттрия эффективно поглощает ВУФ излучение. Пропускание оксида иттербия выше, но все равно при этом в защитном покрытии теряется порядка 30% интенсивности излучения. Исследование покрытия из нанокристаллического порошка оксида алюминия выявило сильное рассеяние излучения. В то же время, вполне вероятно, что рассеяние излучения лампы не приведет к падению эффективности, благодаря малому времени жизни возбужденного уровня 61P1 атома ртути. Оптимальным с точки зрения пропускания является покрытие колбы лампы пленкой оксида алюминия, поглощение излучения которой близко к нулю. В дальнейшем планируется проведение ресурсных испытаний ламп с различными защитными покрытиями.

Список публикаций:

- [1] Костюченко С.В. Современное состояние и перспективы УФ технологии обработки воды и воздуха // Светотехника, №6, 2009. С. 4-7.  
[2] Василяк Л. М., Дроздов Л. А. Спад мощности УФ излучения в ртутных лампах низкого давления // ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА: Материалы V Всероссийской конференции ФЭ-2008 (26 – 30 октября 2008 г.). Махачкала: ИПЦ ДГУ, 2008. С. 74-76  
[3] Voronov A. New generation of low pressure mercury lamps for producing ozone // Proceedings of World congress on ozone and UV technologies. 2007. P. 2166 –2172.  
[4] Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991 г., с. 351.

## Регистрация доплеровского сдвига частоты волны при отражении от высокотемпературной лазерной плазмы с использованием электрооптического эффекта в DKDP

Солосов Никита Вячеславович

Касьянов И.В., Федотова М.А., Храмов В.Н.

Волгоградский государственный университет

Аникеев Борис Васильевич, д.ф.-м.н.

[SolosovNV@mail.ru](mailto:SolosovNV@mail.ru)

Изучение свойств импульсной высокотемпературной лазерной плазмы существенно определяется температурным фоном. При облучении такой плазмы лазерным излучением дальнейшая динамика процессов разогрева определяется поглощением света на ионизированных частицах (электронах, ионах). Разумеется, в разогретой плазме эти частицы движутся со своими скоростями. При этом наибольшей скоростью обладают легкие частицы – электроны. Процесс взаимодействия излучения с ними сопровождается частичным отражением света от движущихся электронов. И тогда динамика плазмы тесно связана с сопровождающим процесс доплеровским сдвигом частоты волны. В импульсном режиме регистрация этого сдвига обычными интерференционными приборами является сложной, зачастую не разрешимой задачей. При изучении динамики плазмы измерение доплеровского сдвига может быть произведено с помощью электрооптической ячейки, работающей на продольном электрооптическом эффекте Погкельса.

Суть этого измерения тесно связана с измерением полуволнового напряжения ячейки. Т.к. значение этого напряжения для отраженного от движущихся частиц излучения будет отличаться от излучения образовавшего плазму, что связано с эффектом Доплера.

В ходе эксперимента выяснено, что увеличение частоты  $\Delta f$  составляет  $0.16 \times 10^{14}$  Гц, что соответствует температуре электронов плазмы  $\sim 3 \times 10^6$  К. На рис. 1 показана схема эксперимента.

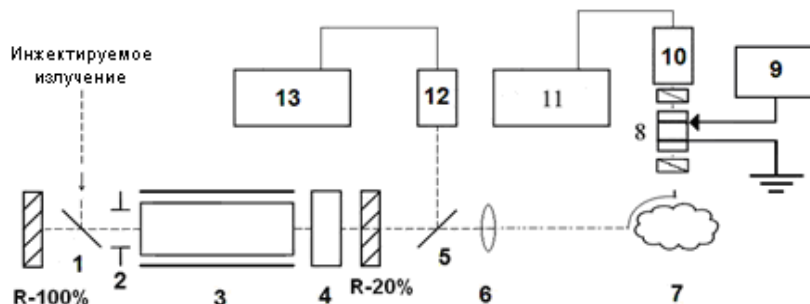


рис. 1. Принципиальная схема эксперимента.

- 1,5 – делительная пластина; 2 – диафрагма; 3 – активный элемент лазера усилителя; 4 – кювета с красителем; 6 – линза; 7 – плазма; 8 – ячейка Погкельса; 9 – блок высокого напряжения; 10,12 – фотоэлементы; 11 – скоростной осциллограф; 13 – многоканальный осциллограф.

Результирующий импульс, отраженный от поверхности лазерной плазмы, определялся работой усилителя в режиме сверхрегенерации. На рис.2. показана типичная осциллограмма отраженного от плазмы импульса облучения. Импульс облучения составляет некую долю от импульса производящего саму плазму.

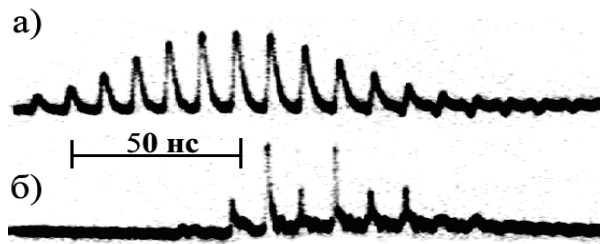


рис.2. Осциллограмма отраженного от плазмы импульса.  
 а) Осциллограмма импульса сверхрегенератора, образующего плазму;  
 б) Осциллограмма импульса, отраженного от плазмы.

Схема лазерной части установки сообщалась в работах [1-3].

Перед обработкой осциллограмм типа показанной на рис.2 производилось измерение амплитуды полувольтного сдвига от невозмущенного импульса излучения задающего лазера. Амплитуда этого напряжения составила величину  $\sim 9$  кВ. Дальнейшие измерения проводились в направлении отклонения реального полувольтного напряжения от измеренной величины. На рис.3 показаны результаты этих измерений.

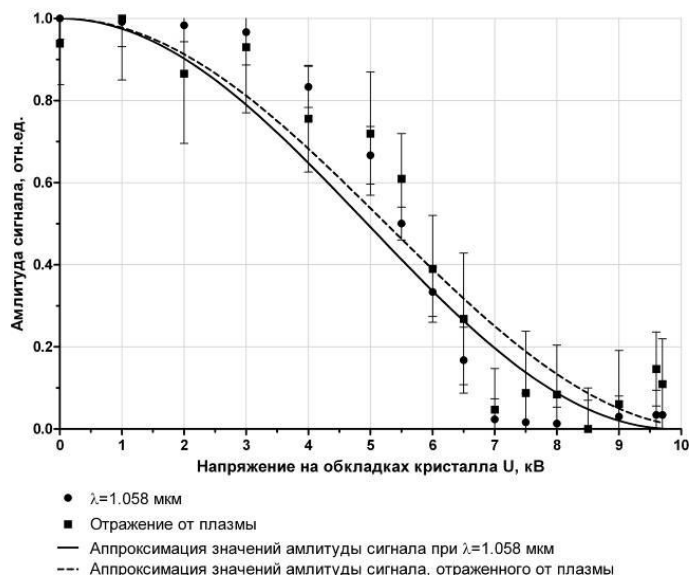


рис. 3. Аппроксимация зависимостей значений амплитуд сигналов от напряжения.

Из рисунка (рис.3) видно, что волна с постоянным значением доплеровского сдвига при отражении от плазменного фронта не фиксировалась. Но сам сдвиг четко выражен, при этом довольно различим, что легко объяснимо наличием разброса электронных скоростей в плазме, что и приводит к размытию обсуждаемой зависимости.

В заключении отметим, что измеренный доплеровский сдвиг соответствующий значению электронной температуры в плазменной короне  $\sim 3 \times 10^6$  К. Это соответствует скорости движения частиц в плазменной короне порядка 0.01 скорости света.

Список публикаций:

- [1] Солосов Н. В., Анিকেев Б. В., Касьянов И.В. Исследование поперечного распределения излучения в широкоапертурном лазерном сверхрегенераторе. Сборник тезисов, материалы Четырнадцатой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ-14, Уфа): материалы конференции, тезисы докладов: Т.1 - Екатеринбург - Уфа: издательство АСФ России, 2008. С. – 373 - 374.
- [2] Анিকেев Б. В., Касьянов И. В., Митрахович И. Н., Хайдуков Е. В., Храмов В.Н., Шляховой А. В. Экспериментальное исследование эффектов самовоздействия ультракоротких импульсов с лазерной плазмой. Тринадцатая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых. Тезисы докладов конференции. – Ростов-на-Дону - Таганрог. – 2007. – С. 441
- [3] Anikeev B. V., Kasyanov I.V., Khratov V. N., Khaydukov E. V. Observation of effect of the UPSs shotening at Their self-action in high-temperature laser plasma ICOC 2007: Physics of Intense and Superintense Laser Fields // Proceedings of SPIE. – 2007. – vol 6726 – p. 672619

## Периодические плазменные структуры в наносекундном разряде с щелевым катодом

Турциев Руслан Гаджиевич

Кобзев Олег Владимович

Дагестанский государственный университет

Иминов Кади Османович, к.ф.-м.н.

[genkavend@rambler.ru](mailto:genkavend@rambler.ru)

В последние годы интенсивно изучаются параметры и свойства плазменных структур, формирующихся нелинейным взаимодействием электрического поля с потоками заряженных частиц в самоорганизующейся плазме [1, 2]. Страты являются ярким примером самоорганизации плазмы газового разряда, поддерживаемой электрическим полем. Так, в работах [3, 4] на основе анализа результатов исследования страт в инертных газах, показано, что в положительном столбе разряда в гелии стоячие страты существуют в области давлений газа (0,01 – 1 Тор) и токов разряда (1 – 100 мА). В то же время, следует отметить, что в инертных газах систематические исследования областей существования стоячих страт практически отсутствуют.

В настоящей работе сообщается об экспериментальном исследовании периодической структуры разряда, в виде стоячих страт, формируемой в поперечном наносекундном разряде с щелевым катодом в инертных газах при средних давлениях газа. Экспериментально исследовано влияния давления газа в разрядной камере и внешнего электрического поля на параметры регулярной периодической структуры наносекундного разряда.

Исследуемый разряд происходил между двумя алюминиевыми электродами длиной 5 см, расположенными в кварцевой цилиндрической трубке диаметром 3 см. Катод представлял собой круглый стержень диаметром 1,2 см с прорезом вдоль него шириной 0,2 см и глубиной 0,6 см. Анод имел плоскую форму, в виде прямоугольной пластины, шириной 2 см и толщиной 0,5 см. Расстояние между электродами составляло величину 0,6 см. Выбор такой формы полого катода и расстояния между электродами обусловлены требованиями формирования в процессе пробоя газа высокоэнергетичных электронов и устойчивым горением объемного разряда при средних давлениях газа. Измерение тока и напряжения горения разряда производились с помощью омического шунта и калиброванного делителя напряжения. Оптическое излучение разряда и картины пространственного распределения оптического излучения между электродами регистрировались с помощью ФЭУ и ПЗС-матрицы, подключенных к компьютеру.

Были выполнены систематические экспериментальные исследования электрических, оптических характеристик и структуры пространственного распределения оптического излучения разряда в He в зависимости от давления газа и амплитуды импульсов напряжения на электродах в диапазоне 0,5÷4 кВ. Длительность импульсов напряжения составляла величину до 100 нс с фронтом импульса 30÷40 нс. В результате было установлено, что при давлениях газа от 1 до 100 Тор с момента появления излучения в разрядном промежутке формируется регулярная периодическая структура разряда, напоминающая по внешнему виду стоячие страты (рис. 1). Во всех исследованных условиях слоистая структура положительного столба разряда появлялась с катодной стороны и затухала по мере приближения к аноду. При этом внутри щели катода регулярная структура не наблюдалась. Ближайшая к катоду слоистая структура принимала искривленную форму, близкую к форме поверхности катода, и отличалась от всех последующих структур по форме, длине и интенсивности излучения. Определены критические значения напряжения горения (750 ÷ 850 В) и разрядного тока (свыше 1,5 А), при которых исчезает периодическая структура разряда в гелии.

Анод Катод

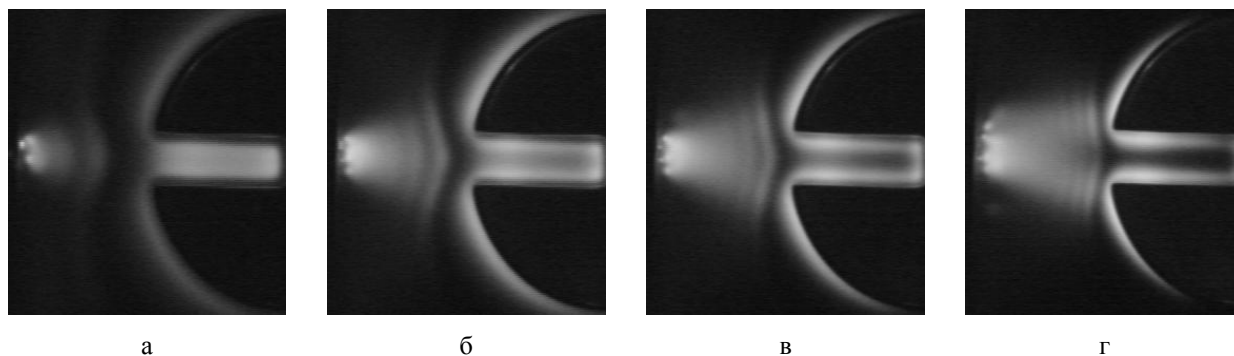


рис. 1. Регулярная периодическая структура разряда в He.

а)  $p = 15$  Тор; б)  $p = 30$  Тор; в)  $p = 45$  Тор; г)  $p = 60$  Тор.

Полученные экспериментальные результаты и проведенные теоретические оценки показывают, что в поперечном наносекундном разряде с щелевым катодом при средних давлениях рабочего газа формируется

регулярная периодическая структура в виде стоячих страт, отличающаяся от известных типов страт. Для всех исследованных условий экспериментально определена верхняя граница существования регулярной плазменной структуры по напряжению горения и по току разряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, проекты НК-105П/1; НК-182П/7.

Список публикаций:

[1] Фортон В.Е., Ваулина О.С., Петров О.Ф. и др. // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. № 4. С. 798.

[2] Высилайло Ф.И. // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. № 5. С. 1071.

[3] Ланда П.С., Мискинова Н.А., Пономарев Ю.В. // УФН. 1980. Т. 132. Вып. 4. С. 601.

[4] Голубовский Ю.Б., Кудрявцев А.А., Некучаев В.О. и др. Кинетика электронов в неравновесной газоразрядной плазме. Изд.: С.-Пб. 2004. 248 с.

## Капиллярный аналог эффекта «мертвой воды»

Фёдоров Максим Сергеевич

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

Ширяева Светлана Олеговна

[yardemid@mail.ru](mailto:yardemid@mail.ru)

**Формулировка задачи.** В теоретическом аналитическом исследовании линейной математической модели капиллярно-гравитационного движения в двухслойной жидкости, когда верхний слой имеет конечную толщину, показано, что в области капиллярных волн существует аналог феномена «мертвой воды», известный ранее только для гравитационных волн, проявляющийся в экспоненциальном увеличении амплитуд капиллярных волн на границе раздела сред при стремлении к нулю величины коэффициента поверхностного натяжения границы раздела. Показано, что наличие внешнего электрического поля приводит к смещению области реализации феномена в область конечных значений величины коэффициента поверхностного натяжения.

Рассмотрим две идеальные несжимаемые жидкости, верхняя из которых - диэлектрик диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$  имеет толщину  $h$  и плотность  $\rho_1$ , а нижняя - идеальный проводник с плотностью  $\rho_2$  заполняет в поле сил тяжести  $\mathbf{g}$  (где  $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$ ,  $\mathbf{e}_z$  - орт декартовой системы координат) полубесконечное пространство  $z < 0$  (кроме того  $\rho_2 > \rho_1$ ). Примем, что на границе раздела жидкостей (в равновесном состоянии  $z=0$ ) равномерно распределён электрический заряд, который создает в области пространства  $z > 0$  электростатическое поле. Будем исследовать капиллярно-гравитационные волны на свободной поверхности верхнего слоя жидкости и на границе раздела сред.

Математическая формулировка задачи имеет вид:

$$\frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial t} + (\mathbf{V}_i \cdot \nabla) \mathbf{V}_i = -\nabla \left( \frac{P_i}{\rho_i} \right) + \mathbf{g}; \operatorname{div} \mathbf{V}_i = 0 \quad (i=1;2)$$

$$z = \xi_2: \mathbf{n}_2 \cdot \mathbf{V}_1 = \mathbf{n}_2 \cdot \mathbf{V}_2; F_i(x, z, t) = 0: \frac{\partial F_i}{\partial t} + (\mathbf{V}_i \cdot \nabla) F_i = 0;$$

$$z = h + \xi_1: P_1 - P_{at} + P_{1E} - P_{1\sigma} = 0; z = \xi_2: P_2 - P_1 + P_{2E} - P_{2\sigma} = 0; z \rightarrow -\infty: \mathbf{V}_2 \rightarrow 0 \quad (1)$$

где  $\mathbf{V}_i$  - поля скоростей в верхней и нижней жидкостях;  $\mathbf{n}_2$  - вектор нормали к границе раздела сред; функции  $F_1(x, z, t) \equiv z - \xi_1(x, t) - h$  и  $F_2(x, z, t) \equiv z - \xi_2(x, t)$  определяют уравнения свободной поверхности верхнего слоя жидкости  $F_1(x, z, t) = 0$  и границы раздела жидкости  $F_2(x, z, t) = 0$ ;  $\xi_1(x, t)$  и  $\xi_2(x, t)$  - возмущения свободной поверхности слоя и границы раздела сред, соответственно, амплитуды которых  $|\xi_1|, |\xi_2| \ll h$  принимаются в качестве малого параметра задачи;  $P_1$  и  $P_2$  - гидродинамические давления в слое и нижней жидкости;  $P_{at}$  - постоянное давление верхней среды на свободную поверхность слоя (атмосферное давление);  $P_{1\sigma}$ ,  $P_{2\sigma}$  и  $P_{1E}$ ,  $P_{2E}$  - капиллярные и электростатические давления на свободную поверхность и на границу раздела сред (индексы 1 и 2 относятся к верхнему слою и нижней бесконечно глубокой жидкости, соответственно).

Для замыкания системы уравнений (1) необходимо сформулировать задачу отыскания электрического поля:

$$\Delta \Phi_j = 0; \mathbf{E}_j = -\nabla \Phi_j; (j=0;1) \quad (2)$$

где  $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_0$  напряженность электрического поля и  $\Phi_1, \Phi_0$  электростатические потенциалы в слое жидкости и во внешней среде соответственно.

Граничные условия, которым должны удовлетворять потенциалы на границе раздела двух жидкостей и свободной поверхности слоя, имеют вид:

$$z=\xi_2: \Phi_1 = const \quad z=h+\xi_1: \mathbf{n} \cdot \nabla \Phi_0 = \varepsilon \cdot \mathbf{n} \cdot \nabla \Phi_1; \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \Phi_0 = \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \Phi_1; z \rightarrow \infty: -\nabla \Phi_0 \rightarrow \mathbf{E}^* = E^* \cdot \mathbf{e}_z. \quad (3)$$

$\mathbf{E}^*$  - напряженность однородного электростатического поля в верхней (внешней для жидкости) среде в отсутствие деформации свободной поверхности (при  $\xi_1 = 0$ ).

В ходе решения задачи (1) – (3) получили дисперсионное уравнение, которое имеет следующий вид:

$$\omega^4 - \frac{kV}{[\rho_2 + \rho_1 th(kh)]} \omega^2 + \frac{k^2 th(kh)N}{\rho_1 [\rho_2 + \rho_1 th(kh)]} = 0; \quad (4)$$

$$V = \rho_2 g + (\sigma_2 + \sigma_1) k^2 + \frac{\rho_2}{\rho_1} (\rho_1 g + \sigma_1 k^2) th(kh) - \frac{Wk}{\varepsilon(\varepsilon + th(kh))} \left\{ \varepsilon^2 - 2(\varepsilon - 1) th(kh)^2 + th(kh) \left[ \varepsilon + \frac{\rho_2}{\rho_1} (\varepsilon - 1)^2 \right] \right\}$$

$$N = \left[ \rho_1 g + \sigma_1 k^2 - \frac{Wk}{\varepsilon} \frac{(\varepsilon - 1)^2}{(\varepsilon + th(kh))} \right] \cdot \left[ (\rho_2 - \rho_1) g + \sigma_2 k^2 - \frac{Wk}{\varepsilon} \frac{(\varepsilon th(kh) + 1)}{(\varepsilon + th(kh))} \right] - \left[ \frac{Wk}{\varepsilon(\varepsilon + th(kh))} ch(kh) \right]^2.$$

то биквадратное уравнение относительно  $\omega^2$  определяет связь частот  $\omega$  волн, бегущих по свободной поверхности и по границе раздела сред, с волновыми числами  $k$  и их зависимость от физических параметров задачи.

Из системы динамических уравнений (1) можно определить отношение  $\alpha_2$  - амплитуды «внутренней» волны, распространяющейся по границе раздела двух сред к  $\alpha_1$  - амплитуде волны, распространяющейся по свободной поверхности верхнего слоя жидкости:

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{a_{11}}{a_{12}} = \frac{\left[ \rho_1 \omega^2 - k(\rho_1 g + \sigma_1 k^2) th(kh) + \frac{Wk}{\varepsilon} \frac{(\varepsilon - 1)^2 k th(kh)}{(\varepsilon + th(kh))} \right]}{\left[ \rho_1 \omega^2 - \frac{Wk^2}{\varepsilon} \frac{(\varepsilon - 1) th(kh)}{(\varepsilon + th(kh))} \right]} ch(kh).$$

Это отношение зависит от квадрата частоты волны  $\omega^2$ , а поскольку дисперсионное уравнение (4) биквадратное и имеет два решения для квадрата частоты, то, следовательно, в системе возможны два режима волновых движений: первый соответствует положительному знаку перед радикалом в решении уравнения (4), второй – отрицательному.

В проведенном аналитическом исследовании волнового движения на границе раздела несмешивающихся жидкостей и на свободной поверхности верхней жидкости выяснилось, что в области капиллярных волн имеет место аналог эффекта «мертвой воды», ранее известный лишь в области гравитационных волн. Суть эффекта заключается в экспоненциальном увеличении амплитуд капиллярных волн на границе раздела сред при стремлении величины коэффициента поверхностного натяжения границы раздела к нулю. Наличие электрического поля, перпендикулярного к границе раздела сред, приводит к смещению (увеличивающемуся с ростом напряженности поля) области наблюдения эффекта (по  $\sigma$ ) в область конечных (хотя и малых) значений величины коэффициента поверхностного натяжения. Сам эффект имеет резонансный характер. Положение резонанса и ширина резонансной кривой зависят от физико-химических характеристик жидкостей и волнового числа.