5 - Физика плазмы, электрофизика, плазменные технологии

Бобров Александр Сергеевич, доцент
Киров, Вятский государственный университет, электротехнический
Электрическая структура диффузионного пламени пропана с инертным разбавителем
e-mail: *asb.06@mail.ru* стр. 192

Кучинская Олеся Ивановна, магистрант 1 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический
Влияние размера пучка на длину области филаментации сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов
Кабанов Андрей Михайлович, д.ф.-м.н.
e-mail: *OlesyaTSU14@mail.ru* стр. 193

Кучугура Мария Дмитриевна, 4 курс
Санкт-Петербург, Санкт-Петербургский государственный университет, физический
`Эффект памяти` при импульсном пробое азота в длинной разрядной трубке
Ионих Юрий Зиновьевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *mariya_kuchugura@mail.ru* стр. 195

Осокин Константин Сергеевич, 3 курс
Архангельск, Северный (Арктический) федеральный университет, институт естественных наук и биомедицины
Исследование магнитронного движения частиц плазмы с учётом буферного газа и параметрического возбуждения
Есеев Марат Каналбекович, к.ф.-м.н.
e-mail: *Oxygen93@ya.ru* стр. 196

Пинаев Вадим Александрович, аспирант
Новосибирск, Институт теплофизики СО РАН, физический
Влияние анизотропии ФРЭ на излучение непрерывного спектра отрицательного свечения тлеющего разряда низкого давления
Уланов Игорь Максимович, к.т.н.
e-mail: *pinaev_vadim@mail.ru* стр. 197

Электрическая структура диффузионного пламени пропана с инертным разбавителем

Бобров Александр Сергеевич
Вятский государственный университет
asb.06@mail.ru

Пламя является низкотемпературной плазмой со степенью ионизации при данной температуре, превышающей равновесную. При этом в объеме пламени обнаруживаются квазистационарные области локализации электрических зарядов, величина и расположение которых по отношению к фронту пламени определяется протеканием химических реакций горения, что позволяет извлекать информацию о ходе процесса горения на основе анализа электрической структуры пламени.

Автором экспериментально получены данные по влиянию коэффициента избытка окислителя на ионизационные процессы в низкотемпературной плазме углеводородных диффузионных пламен с инертной добавкой гелия. Экспериментальные данные получены при горении диффузионных пламен коаксиальных струй пропана и кислорода с инертной добавкой гелия в интервале изменения коэффициента избытка окислителя от 0,4 до 1,5. Распределение электрического потенциала в области горения производится с помощью одноэлектродного пассивного (электростатического) зонда. Потенциал точек измеряется цифровым вольтметром В7-16А относительно заземленной горелки.

В режиме недостатка окислителя (α_o=0,4) реализуется блюдцеобразное пламя. Область локализации положительного электрического потенциала сосредоточена во фронте пламени в зоне голубого свечения. Максимальный положительный потенциал (120 мВ) обнаружен вне зоны голубого свечения вблизи области максимальных температур. Область внутри пламени имеет отрицательный потенциал с максимальным значением 100 мВ.

Для цилиндрического пламени (α_o=0,7) описанная картина качественно сохраняется, но отрицательный потенциал занимает почти всю внутреннюю область пламени, ограниченную фронтом и трубкой горючего. Область, расположенная над срезом трубки горючего имеет отрицательный потенциал с максимальным значением 300 мВ. Минимальное значение потенциала (-360 мВ) достигается в зоне оранжевого свечения (800-900 К) в средней части пламени. Область положительного потенциала сосредоточена со стороны подачи окислителя вдоль фронта пламени. Она распространяется до середины зоны ярко-желтого свечения, на всем протяжении, проникая через фронт внутрь пламени. Площадь области проникновения уменьшается при движении по потоку от среза трубки горючего. Положение области с максимальным значением положительного потенциала (390 мВ) расположено вблизи видимого фронта пламени (1100-1300 К) несколько выше по потоку области расположения максимального отрицательного потенциала. В области максимальных температур (1350-1450 К) находится область положительного потенциала со значениями в интервале 100÷200 мВ.

При избытке окислителя (α_o=1,5) в колоколообразном пламени область локализации отрицательного потенциала расположена в зоне ярко-желтого свечения (1200 К), выше по потоку ограничена фронтом пламени. Нижняя граница данной области расположена над срезом трубки горючего в зоне темно-оранжевого свечения. Область с максимальным значением отрицательного потенциала (160 мВ) расположена на переходе из оранжевой в зону желтого свечения. Остальная часть пламени имеет положительный электрический потенциал. Максимальный положительный потенциал (180 мВ) расположен в центре зоны синего свечения в области внутри пламени (1100 К).

На основании полученных экспериментальных данных удалось обнаружить области локализации положительно и отрицательно заряженных частиц и построить линии напряженности электрического поля в области горения. Рассмотрим влияние коэффициента избытка окислителя на распределение электрических зарядов в пламени и источников тепла в пламени переходе от α_o=0,4 к α_o=1,5. С изменением соотношения горючее-окислитель изменяется форма пламени, а месте с ней положение электрических зарядов и источников тепла. В блюдцеобразном пламени область локализации положительного заряда сосредоточена во фронте пламени в зоне голубого свечения и находится вблизи расположения источника тепла сосредоточенного в нижней части пламени, зоне ярко-голубого свечения. Область локализации отрицательного заряда сосредоточена на оси пламени в верхней его половине, области низких температур. На всей протяженности от среза трубки горючего до верхней границы пламени вблизи оси симметрии потоков среднее значение температуры составляет 800 К.

В цилиндрическом пламени область локализации положительного заряда сосредоточена в нижней части пламени в середине голубого свечения фронта пламени, чуть ниже источника тепла, который располагается в нижней части желтого свечения, видимых границ пламени. Две области локализации отрицательного заряда располагается на оси пламени, одна из них находится в средней части области близкой к срезу горелки имеющей темное свечение, значение температуры здесь составляет 800 К. Другая в нижней части области

желтого свечения (900 К). Вторая область локализации положительного заряда сосредоточена вблизи видимых границ пламени в средней его части, на линии теплового потока идущего вертикально вверх вдоль фронта пламени, в области значение температур 1200÷1300 К.

В колоколообразном пламени область локализации положительного заряда сосредоточена в близи фронта пламени в нижней части зоны ярко-голубого свечения, не совпадает источником тепла, как для случая блюдцеобразного и цилиндрического пламени. Область локализации отрицательного заряда находится на оси пламени, в зоне ярко-желтого свечения ниже источника тепла, который находится в средней ее части.

Данные зависимости можно объяснить, если предположить, что инертный газ участвует в ионизационно-рекомбинационных процессах происходящих в пламени. Например, выступая в роли частицы, принимающей избыточную энергию в процессе трехчастичной рекомбинации. Обнаружение области положительного потенциала над срезом трубки горючего является следствием частичного проникновения кислорода в глубь пламени вблизи среза трубки горючего с образованием положительно заряженных ионов. А величина площади занимаемой положительным потенциалом вблизи среза горелки может зависеть от природы инертной добавки. В поддержку предположения о проникновении кислорода в глубь пламени может также служить тот факт, что со стороны подачи окислителя пламя всегда имеет положительный потенциал.

Полученные закономерности коррелируют с результатами ряда работ по изучению собственного электрического поля пламени предварительно перемешанных смесей, которое имеет сложную структуру, отличающуюся локализацией областей положительного и отрицательного потенциала по сторонам фронта горения, причем расположение максимумов смещено относительно максимума температуры и границ хемилюминесцентной зоны. Над срезом горелки располагается область положительного потенциала, а выше по потоку область отрицательного потенциала, с внешней стороны фронта, вблизи среза горелки, пламя имеет положительный потенциал. При изучении распределения отрицательного электрического потенциала в аналогичном пламени также указывается на то, что отрицательный потенциал занимает область внутри пламени преимущественно в верхней ее части.

Подводя общий итог, можно сказать, что электрический потенциал фронта пламени меняет полярность при переходе от «богатых» к «бедным» пламенам.

Влияние размера пучка на длину области филаментации сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов

Кучинская Олеся Ивановна

Апексимов Дмитрий Владимирович, Быкова Елена Евгеньевна, Петров Алексей Вадимович

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Кабанов Андрей Михайлович

OlesyaTSU14@mail.ru

Распространение фемтосекундных лазерных импульсов гигаваттной мощности в воздухе сопровождается явлением филаментации светового пучка. Визуально филаментация проявляется в виде тонких светящихся нитей, визуализирующих путь лазерного излучения в среде. Пространственно-временная локализация энергии при филаментации таких импульсов в газах и прозрачных диэлектриках сопровождается генерацией плазменных каналов, конической эмиссией, формированием излучения суперконтинуума, а также усилением нелинейно-оптического взаимодействия лазерного излучения со средой. Уникальные свойства филаментации открывают принципиально новые возможности для использования фемтосекундных лазерных технологий в атмосферной оптике, микрооптике и других приложениях.

В работе представлены результаты экспериментов по изучению самофокусировки и филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе при изменении начального размера и мощности светового пучка. Основной задачей экспериментов являлось получение эмпирической информации о возможной зависимости длины и положения зоны филамента остро сфокусированного фемтосекундного излучения от начального размера пучка. В экспериментах использовалось излучение Ti:Sapphire-лазера с длительностью импульса на полувысоте 45 фс гигаваттной мощности на основной (800 нм) и второй гармониках (400 нм) при фокусировке в воздух с помощью линзы с фокусным расстоянием f = 200 мм. С использованием CCD-камеры проводилась боковая фоторегистрация зоны филаментации, представлявшей собой светящуюся ните- или веретенообразную область, располагавшуюся вблизи геометрического фокуса линзы. Данное свечение, как известно, связано с плазмообразованием в канале пучка и обусловлено флуоресценцией азота, ионизированного интенсивным оптическим полем импульса и, таким образом, может считаться индикатором филаментации излучения. В результате выявлена тенденция к укорочению области филаментации с увеличением диаметра

светового пучка при постоянной начальной мощности. Данная тенденция наблюдается для двух спектральных диапазонов излучения. Кроме того, при росте размера пучка возрастает поперечный размер (ширина) и яркость области свечения и смещение области уширения филамента в сторону геометрического фокуса линзы.

Результаты экспериментальных измерений длины филаментации от мощности излучения показаны на (рис. 1а-б), из которого следует, что длина области филаментации монотонно возрастает с повышением мощности лазерного импульса, достигая величины порядка 5 см для самого узкого из использовавшихся в экспериментах пучка (диаметр исходного пучка составил 9 мм). Угол наклона зависимости уменьшается с увеличением размера светового пучка, и для самого широкого пучка (d0= 9мм) параметр длины филамента становится уже и слабо изменяется с ростом мощности лазерного излучения. Небольшой и практически постоянный размер регистрируемой плазменной области (~ 1÷1.5 см) при достаточно высокой мощности импульса на обеих гармониках может свидетельствовать о смене режима распространения излучения и реализации оптического пробоя в фокальной перетяжке пучка.

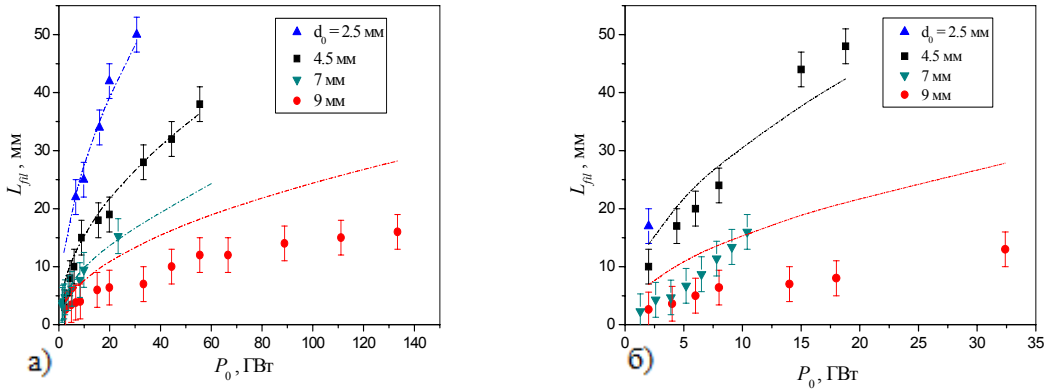

рис.1 Зависимость длины области филаментации от пиковой мощности излучения для λ_0=800нм (а) и 400 нм (б); штрих – аппроксимация.

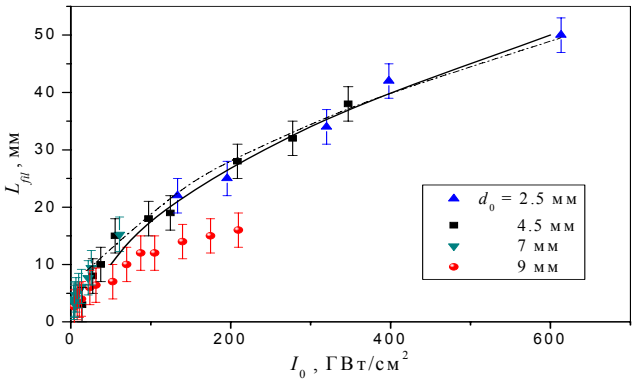

рис. 2 Зависимость длины области филаментации при различной пиковой интенсивности импульса (λ_0=800нм); штрих – аппроксимация, сплошная линия – численный расчет.

Отметим, что представленные в данной работе экспериментальные результаты по длине участка филаментации гигаваттного фемтосекундного лазерного излучения с апертурой миллиметрового размера, распространяющегося в воздухе в условиях острой внешней фокусировки, позволяют говорить об обнаружении, по крайней мере, на двух длинах волн, качественно новой и ранее не упоминаемой в литературе закономерности, а именно об инвариантности наблюдаемой длины области свечения (филаментации) по отношению к диаметру пучка при условии одинаковой пиковой интенсивности. Указанная закономерность не следует из формул стационарной теории самофокусировки коллимированного или слабо сфокусированного излучения и объясняется преимущественно линейным характером поперечного сжатия светового пучка до нелинейного фокуса.

Список публикаций:

[1] Власов С.Н., Таланов В.И. Самофокусировка волн. ИПФ РАН. Нижний Новгород. 1997. 200 с.

"Эффект памяти" при импульсном пробое азота в длинной разрядной трубке

Кучугура Мария Дмитриевна

Шишпанов Александр Игоревич, Мещанов Александр Викторович

Санкт-Петербургский государственный университет

Ионих Юрий Зиновьевич, д.ф.-м.н.

mariya_kuchugura@mail.ru

Разряд низкого давления в длинных (длина много больше диаметра) разрядных трубках представляет большой интерес благодаря возможности его использования в электроразрядных лазерах и люминесцентных лампах. Тем не менее, процессы зажигания такого разряда еще во многом не ясны (таунсендовский (лавинный) механизм пробоя, развитый для разряда плоской геометрии, в данном случае не применим из-за существенной неоднородности электрического поля в момент пробоя). Поэтому исследования этих процессов интенсивно ведутся в различных лабораториях. В данной работе для получения дополнительной информации о механизмах пробоя изучается т.н. "эффект памяти" разрядного промежутка - изменение параметров пробоя при наличии предыдущего импульса. Этот метод успешно использовался ранее при изучении коротких разрядов [1].

В докладе представлены результаты измерения динамического пробойного напряжения в разрядной трубке длиной 40 см и диаметром 2,8 см, наполненной азотом до давления 1 Торр. Пробой производился импульсами амплитудой 3.5 кВ и длительностью 10 мс с линейно растущим фронтом. Катод трубки был заземлен.

Характер пробоя существенно зависел от расстояния между импульсами. При небольших расстояниях (5-200 мс) пробой происходил с высокой стабильностью по величине напряжения. Такой результат можно было объяснить наличием заряженных частиц, сохранившихся после предыдущего импульса (т.е. "эффектом памяти" разрядного промежутка). При этом оказалось, что пробойное напряжение Ub очень сильно зависит от скорости роста подаваемого напряжения dU/dt (рис.1).

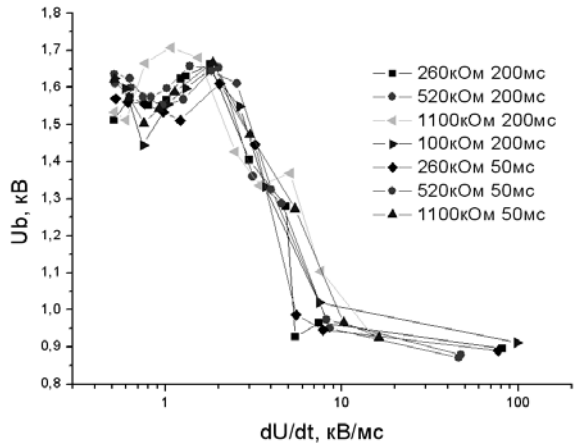

рис.1.Зависимость величины динамического напряжения пробоя от скорости роста напряжения при различных балластных сопротивлениях (от 100 до 1100 кОм) и периодах повторения импульсов (50 и 200 мс)

При увеличении расстояния между импульсами до ~1 с и больше пробой приобретал ярко выраженный статистический характер: пробойное напряжение менялось случайным образом от 1 до 3.5 кВ. Важно подчеркнуть, что в длинной разрядной трубке механизмом инициирования разряда является не таунсендовская лавина, а волна ионизации (ВИ). Проведенные нами оптические измерения (методика описана в [2]) позволили зарегистрировать ВИ и измерить ее скорость v. Оказалось, что она подвержена столь же сильному разбросу, как и Ub, но при этом наблюдается отчетливая корреляция между этими величинами (рис.2). Зависимости v(Ub), найденные для разных dU/dt, укладываются на одну общую функцию.

Результаты данной работы будут использованы в дальнейшем при создании модели процессов пробоя в длинной трубке.

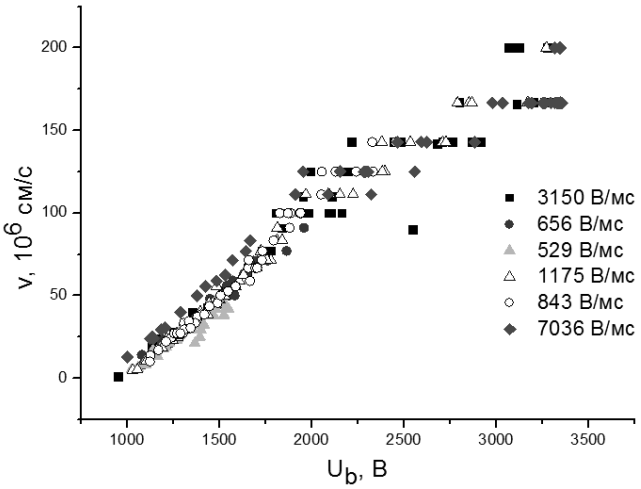

рис.2.Зависимость скорости волны ионизации от динамического напряжения пробоя при различных скоростях роста напряжения (от 0.5 до 7 кВ/мс)

Список публикаций:

[1] Nesic N. T., Ristic G. S., Karamarkovic J. P., Pejovic M. M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. 225205 (10pp)

[2] Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Напартович А.П., Шишпанов А.И. // Физ. Плазмы. 2011. Т. 37. № 6. С. 544.

Исследование магнетронного движения частиц плазмы с учётом буферного газа и параметрического возбуждения

Осокин Константин Сергеевич

Гошев Андрей Александрович

Северный (Арктический) федеральный университет

Есеев Марат Каналбекович, к.ф.-м.н.

Oxygen93@ya.ru

В данной работе рассматриваются траектории движения частиц заряженной плазмы [1] в сильных, однородных и постоянных магнитных полях при наличии поля пространственного заряда, вращающегося электрического поля (рассматриваемого как параметрическое возмущение) и буферного газа. Подобное движение происходит в магнитных ловушках [2] и устройствах магнетронного типа [3]. Также знание траекторий частиц позволяет без труда вычислить отношение их заряда к массе, что имеет непосредственное применение в ионной масс-спектрометрии.

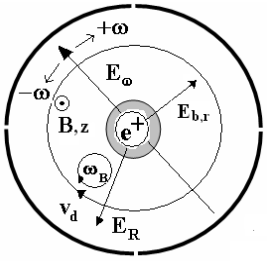

рис.1 Поперечный разрез магнетрона или магнитной ловушки с вращающимся электрическим полем. Схематичное изображение поперечных полей и дрейфов для частиц плазменного сгустка.

Исходная система дифференциальных уравнений имеет вид:

$$m\ddot{x} = qE_{\omega}\cos(\omega t) + \frac{qB}{c}\dot{y} + qE_R^0 x - k\dot{x} \tag{1}$$

$$m\ddot{y} = -qE_{\omega}\sin(\omega t) - \frac{qB}{c}\dot{x} + qE_R^0 y - k\dot{y} \tag{2}$$

$$E_R^0 = q2\pi n\,,$$

где m – масса частицы, q – заряд частицы, E_ω – амплитуда вращающегося электрического поля, ω - частота его вращения, B – величина магнитного поля, c – скорость света в вакууме, n – концентрация частиц пространственного заряда, k - коэффициент трения. В данной системе уравнений первые члены правой части обуславливают вклад вращающегося электрического поля, вторые – однородного магнитного поля, третьи влияние поля пространственного заряда (и/или катод-анодное поле в магнетроне), и, наконец, последние – сила трения, обусловленная упругими и неупругими столкновениями с молекулами буферного газа.

Задача состоит в том, чтобы рассмотреть зависимость траекторий движения частиц от частоты вращения переменного электрического поля, а так же пронаблюдать при каких частотах происходит резонанс и резкое изменение траекторий, также учесть при этом роль столкновений зарядов плазмы с буферным или остаточным газом в области движения.

Приближённое (в условиях замагниченности движения зарядов) решение системы уравнений (1), (2) выглядит следующим образом:

$$x = ae^{-\omega_k t}\cos\omega_H t + be^{\frac{\omega_p^2}{2\omega_H^2}\omega_k t}\cos\frac{\omega_p^2}{2\omega_H}t - \frac{q}{m}E_\omega\cos\omega t\frac{\omega^2+\frac{\omega_p^2}{2}-\omega\omega_H}{(\omega^2+\frac{\omega_p^2}{2}-\omega\omega_H)^2+\omega_k^2\omega^2} - \frac{q}{m}E_\omega\sin\omega t\frac{\omega_k\omega}{(\omega^2+\frac{\omega_p^2}{2}-\omega\omega_H)^2+\omega_k^2\omega^2} \quad (3)$$

$$y = -ae^{-\omega_k t}\sin\omega_H t - be^{\frac{\omega_p^2}{2\omega_H^2}\omega_k t}\sin\frac{\omega_p^2}{2\omega_H}t - \frac{q}{m}E_\omega\sin\omega t\frac{\omega^2+\frac{\omega_p^2}{2}-\omega\omega_H}{(\omega^2+\frac{\omega_p^2}{2}-\omega\omega_H)^2+\omega_k^2\omega^2} + \frac{q}{m}E_\omega\cos\omega t\frac{\omega_k\omega}{(\omega^2+\frac{\omega_p^2}{2}-\omega\omega_H)^2+\omega_k^2\omega^2}, \quad (4)$$

где $\omega_H = \frac{qH}{mc}$ – циклотронная частота, $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi nq^2}{m}}$ – плазменная частота, $\omega_k = \frac{k}{m}$.

Из анализа решения и построения траекторий можно сделать вывод о том, что первые слагаемые в уравнениях (3), (4) описывают быстрое циклотронное вращение с затуханием, вторые отвечают за медленное магнетронное вращение с «разбуханием» радиуса за счет действия трения. Последние два слагаемых в (3), (4) связаны с действием вращающегося поля и носят резонансный характер. Таким образом, резонанс и резкое изменение траектории происходит при частоте ω вращающегося электрического поля, стремящейся к значению $\omega_{резонанса} = \omega_p^2/2\omega_H$. Это означает, что вращающееся электрическое поле может выступать в роли эффективного параметрического возмущения циклотронного и магнетронного вращения. Данное действие вращающегося поля можно использовать при управлении движением частиц в ловушках и магнетронах с учетом движения зарядов в присутствии молекул буферного или остаточного газа.

Работа выполнена при поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России", соглашение № 14.A18.21.1302.

Список публикаций:

[1] Девидсон Р. Теория заряженной плазмы. М.: Мир, 1978; Davidson R.C., Theory of nonneutral plasmas. Benjamin Inc., Canada, 1974.

[2] Ахманова Е. В., Есеев М. К. , Кобец А. Г. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2012. Т. 9. № 4-5. С. 618.

[3] Lowell S. Brown, Gerald Gabrielse. // Rev. Mod. Phys. 1986. Vol. 58. P.203.

Влияние анизотропии ФРЭ на излучение непрерывного спектра отрицательного свечения тлеющего разряда низкого давления

Пинаев Вадим Александрович

Уланов Игорь Максимович

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

Уланов Игорь Максимович, к.т.н.

pinaev_vadim@mail.ru

Сегодня тлеющий разряд получил широкое применение в промышленности (создание полупроводниковых плёнок, модификация поверхности материалов) и технике (лазеры, источник ионных пучков, пылевая плазма). Однако, не смотря на многолетнюю историю изучения и применения тлеющих разрядов, его исследование по-прежнему является актуальной задачей, о чём свидетельствует появление всё новых работ кратко представленных в [1, 2]. Сильное электрическое поле характерное для катодного падения тлеющего разряда приводит к появлению анизотропии функции распределения электронов (ФРЭ), что неизбежно требует кинетического подхода при теоретическом рассмотрении и описании протекающих

процессов. При этом экспериментальные методы диагностики не позволяют определить полную картину происходящего и являются развивающейся областью [3].

В работе исследовалось влияние продольного магнитного поля на катодные области тлеющего разряда низкого давления в гелии. Подробное описание экспериментальной установки и используемых методов диагностики приведено в [4]. Наложение магнитного поля приводило к изменению электрических параметров и самого вида разряда. Разряд изолировался от стенок, образуя узкий, ярко светящийся шнур по центру разрядной камеры. Напряжение разряда, необходимое для поддержания заданной величины разрядного тока, уменьшалось более чем в два раза. Зондовые измерения показали, что увеличение напряжённости магнитного поля приводит к увеличению плотности n_e и температуры T_e электронов, при этом интенсивность излучения линейчатого и непрерывного континуума возрастает.

Рассмотрение процессов приводящих к излучению непрерывного спектра показало, что из-за малой степени ионизации $\delta \sim 10^{-7}$-10^{-5}, основным процессом является тормозное рассеяние электрона на нейтральных частицах (атомах) $J_{\lambda brems}$ [5]. Вклад других элементарных процессов (фоторекомбинация, рассеяние электрона на ионе, прилипание к нейтральной частице, диэлектронная рекомбинация) на несколько порядков меньше и может не учитываться. Ранее было обнаружено, что измеренная спектральная плотность излучения непрерывного спектра $J_{\lambda exp}$ превышает на 2-4 порядка расчётную величину $J_{\lambda brems}$ рис. 1 [4, 6]. Такое сильное расхождение наблюдалось только при низком давлении (P = 10-70 Па) в области отрицательного свечения. С повышением давления до 200 Па величины $J_{\lambda exp}$ и $J_{\lambda brems}$ начинают совпадать, в этом случае регистрация излучения осуществлялась уже в области положительного столба.

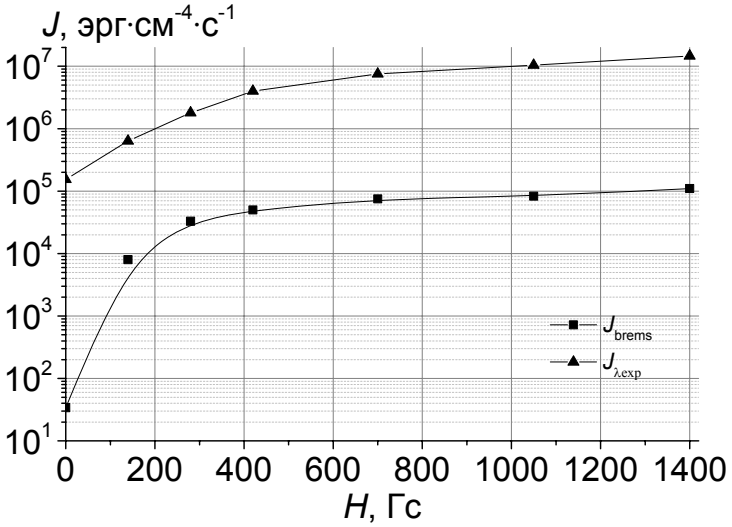

рис.1. Спектральная плотность излучения разряда $J_{\lambda exp}$ и рассеяния электронов на нейтральных частицах J_{brems} при λ=530 нм в зависимости от магнитного поля. He, P= 20 Па, I_d = 10 мА.

При расчёте $J_{\lambda brems}$ учтено влияние анизотропии ФРЭ. Для этого $J_{\lambda brems}$ рассчитывалась не в предположении максвеловской ФРЭ, а задавалось по имеющимся литературным данным о измерениях и расчётах ФРЭ в области отрицательного свечения тлеющего разряда. Главным образом учитывался вклад быстрых электронов, так называемого «пучка», с энергией вплоть до потенциала катодного падения, которое составляло 700-2500 В в зависимости от величины приложенного магнитного поля. Показано, что учёт анизотропии не приводит к заметному увеличению $J_{\lambda brems}$ и основной вклад в интенсивность тормозного излучения вносят электроны основной медленной группы, которые способны излучать на заданной длине волны.

Список публикаций:

[1] Райзер Ю. П. Физика газового разряда М.: «Интеллект». 2009
[2] Кудрявцев А. А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда СПб.: «Лань». 2010
[3] Мустафаев А. С., Грабовский А. Ю .// ТВТ. 20112. Т. 50. № 6. С. 841.
[4] Уланов И. М., Литвинцев А. Ю., Пинаев В. А. // ТВТ. 2011. Т. 49. № 1. С. 3.
[5] Очкин В. Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы М.: Наука. 2010
[6] Ulanov I. M., Pinaev V. A. // VII international conference PPPT-7. Minsk: «kovcheg», 2012. P. 208.