**НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ ОБЛАСТИ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СВЕЧЕНИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Пинаев В.А., Уланов И.М.

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, г. Новосибирск.*

*E-mail: pinaev\_vadim@mail.ru, ulanov@itp.nsc.ru*

**Введение**

Как показали исследования [1‑3], излучение непрерывного спектра положительного столба тлеющего разряда (ТР) определяется группой основных электронов и хорошо описывается теорией тормозного излучения. Данные исследования были выполнены при средних и повышенных давлениях разряда (p ~ 1÷100 торр), когда положительный столб занимает практически всю длину тлеющего разряда, а функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) слабо отличается от максвелловской.

С понижением давления напряжение на разряде увеличивается, что также приводит к увеличению длины релаксации пучка быстрых электронов ускоренных в катодном слое, а соответственно и протяжённости области отрицательного свечения (ОС) тлеющего разряда. В этом случае, сильно неравновесная плазма ОС имеет значительную протяжённость и удобна для экспериментального исследования.

Измерение ФРЭЭ в области отрицательного свечения показали наличие нелокального энергетического спектра электронов [4, 5]. Помимо основной группы медленных электронов, имеющих функцию распределения максвелла в интервале 5‑6 *kTe* [6], присутствует группа так называемых вторичных электронов и высоко энергетичный пучок с энергией порядка потенциала катодного падения *Ufall*.

Данная работа посвящена влиянию роли нелокальности энергетического спектра электронов в области отрицательного свечения на формирование непрерывного спектра излучения тлеющего разряда.

**Экспериментальные результаты**

Подробное описание экспериментальной установки и методов измерений можно найти в работе [7].

Наложении продольного магнитного поля на ТР низкого давления (*p* < 1 торр) приводит к сжатию разряда в поперечном сечении, при этом напряжение *Ud* соответствующие заданному значению разрядного тока *Id* уменьшается (рис.1). Уменьшение потерь заряженных частиц на стенке, вследствие уменьшения коэффициента амбиполярной диффузии поперёк магнитного поля, приводит к увеличению температуры *Te* и плотности *ne* электронов основной группы (рис.2 а); измеренная интенсивность излучения непрерывного спектра *J*exp также возрастает (рис.2 б).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| Рис. 1. а) Зависимость поперечной сечения ТР от магнитного поля. *p* = 20 Па, *Id* = 10 мА. Расстояние от катода 38 см. б) Зависимость напряжения ТР от напряжённости магнитного поля при *Id*= 10 мА. |

Из всего многообразия процессов взаимодействия электронов с атомами и молекулами, способных приводить к излучению электромагнитного кванта в непрерывный спектр, основным процессом, при данных условиях ТР, является тормозное излучения электрона на нейтральных частицах [6]. Оценка интенсивности излучения других процессов (фоторекомбинация, фотоприлипание, тормозное излучение на ионах) показывает [8], что в исследуемой плазме ТР, где плотность электронов лежит в интервале *ne*~109–1010 см-3 (степень ионизации ** ~ 10-7 ‑ 10-5), их интенсивность на три и более порядка меньше и может не учитываться.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| Рис. 2. а) зависимость *Te*, *ne* от напряженности магнитного поля, б) спектральная плотность излучения разряда *J*exp и рассеяния электронов на нейтральных частицах *J*, *J*brems при * *= 532 нм от магнитного поля. He, *p* = 20 Па, *Id* = 10 мА. Расстояние от катода 38 см. |

Согласно выводам классической электродинамики, спектральная плотность излучения электронов в результате рассеяния на нейтральных частицах *J* в спектральный диапазон ****d** может быть записана в следующем виде [8]:

  (1)

где *m* – эффективная частота столкновения электрона с нейтральной частицей, vmin = (2*hc*/(*m*))1/2 ‑ наименьшая скорость электрона, при которой он способен излучить световой квант с энергией *hc*/**. Точный квантово-механический расчёт данной величины приводит к следующему выражению [3]:

 

  (2)

где *N* – концентрация атомов, ** =*m*v2/2 ‑ энергия электрона, **tr(**) – транспортное сечение упругих столкновений. Следует заметить, что при выводе формул (1), (2) предполагалось наличие максвелловской ФРЭЭ.

Сравнение результатов расчёта *J*, *J*brems в области ОС выполненного по данным (рис. 2а) с экспериментально измеренным значением *J*exp представлено на (рис. 2б).

**Моделирование энергетической релаксации пучка быстрых электронов**

Для оценки вклада пучка в формирование непрерывного спектра электронов был проведён расчёт функции распределения электронов пучка по энергиям (ФРЭПЭ). Расчёт ФРЭПЭ в отрицательном свечении, осуществлялся методом Монте-карло, считая что 1) из катодного слоя в ОС поступает моноэнергетичный пучок с энергией *Ufall*, 2) главным каналом потери энергии у пучка являются ионизационные столкновения, 3) основным источником рассеяния являются упругие столкновения электронов пучка с нейтральным газом, 4) при попадании электрона на стенку происходит его рекомбинация. Результаты расчёта ФРЭПЭ по длине разряда представлены на рис. 3.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| Рис. 3. а) ФРЭПЭ нормированная на своё максимальное значение *F*max.б) Распределение плотности пучка *nbeam* по длине разряда. He, *p* = 70 Па. |

С помощью полученных результатов моделирования был вычислен вклада ФРЭПЭ в формирование непрерывного спектра. Варьирование плотности пучка *nbeam* в пределах 106‑107 см-3 показало, что вклад ФРЭПЭ в непрерывный спектр может быть сравним с основной группой электронов, но по-прежнему на 1‑2 порядка уступает экспериментально измеренному значению. Для полного же совпадения экспериментально измеренного значения непрерывного спектра с расчётной величиной необходима крайне высокая плотность пучка, сравнимая с концентрацией электронов основной группы.

**Заключение**

Получены новые результаты по излучению в видимой области непрерывного спектра тлеющего разряда низкого давления. Особый интерес вызывает сильное различие между измеренной величиной спектральной интенсивности непрерывного спектра и расчетной величиной тормозного излучения электрона на нейтральных частицах. Измерения превышают расчет на 2–4 порядка. Рассмотрены все элементарные процессы, дающие вклад в светимость непрерывного спектра. Показано, что при исследованных параметрах тлеющего разряда (*ne*~109–1011 см-3, степень ионизации **10-7–10-5) основной вклад в непрерывный спектр должно давать тормозное излучение электрона на атоме. Вклад пучка высоко-энергетичных электронов в формирование непрерывного спектра не может объяснить экспериментально наблюдаемого значения. Для корректного учёта нелокальности энергетического спектра электронов в отрицательном свечении тлеющего разряда необходимо знание точного вида ФРЭЭ с учётом группы вторичных электронов, которая вероятно и вносит основной вклад в формирование непрерывного спектра излучения области отрицательного свечения тлеющего разряда.

**Список литературы**

1. Ю. Б. Голубовский, А. К. Зинченко, Каган Ю.М. *ЖТФ*. **47** (1977) 1478.

2. Ю. Б. Голубовский, В. А. Иванов, Каган Ю.М. *Оптика и спектроскопия.* **35** (1973) 213.

3. Каган Ю.М., Христов Н.Н. *Оптика и спектроскопия.* **27** (1969) 710.

4. Gill P., Webb C. E. *J. Phys. D.: Appl. Phys.* **10** (1977) 299.

5. Jorge J. Rocca, Zeng qi Yu, George J. Collins. *J. Appl. Phys.* **54** (1983) 131.

6. Солнцев Г.С, Орлов А.И., Довженко В.А. *Радиотехника и электроника.* **9** (1970) 1980.

7. Уланов И.М., Пинаев В.А. *ТВТ.* **52** (2014) 30.

8. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда*. М.: Интелект, 2009.