

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. А. Гудилин, В. Л. Низовский, В. П. Полищук,  
В. И. Шабашов, Исследование излучательной способности ксеноновой плазмы в вакуумной ультрафиолетовой области спектра, *ТВТ*, 1982, том 20, выпуск 5, 981–983

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 44.210.149.218

3 ноября 2024 г., 15:36:38



Увеличение прианодного скачка потенциала при сохранении теплового потока на анод сопровождается уменьшением  $\gamma$ . Это означает, что для нагрева анода достаточно энергии электронов, составляющих только часть тока разряда. Остальные электроны могут терять энергию на ионизацию атомов ксенона, подаваемого через анод. В этом случае ионная составляющая разрядного тока соответствует той доли электронов, которая приходит на анод, не нагревая его, а лишь перенося ток. При отрицательном прианодном скачке ( $\Delta U_a < 0$ ) поток тепла на анод обеспечивается при  $\gamma \geq 10$ , т. е. для ионной составляющей разрядного тока должно выполняться условие  $I_i \leq 0,2$  А.

Таким образом, расчет энергетического баланса электродов ускорителя показал, что температурные измерения тепловых потоков достаточно верно отражают картину основных физических процессов. В то же время отсутствие ряда данных не позволяет более точно определить вклад отдельных составляющих тепловых потоков. Это в основном относится к балансу разрядного тока, изучение которого связано с детальным исследованием электрических полей и механизмов переноса заряженных частиц вблизи электродов, а также коэффициентов аккомодации заряженных частиц на поверхности электродов.

Москва

Поступило в редакцию  
12.III.1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Морозов А. И., Есипчук Ю. В., Тилинин Г. Н. и др. — ЖТФ, 1972, т. 43, с. 54.
2. Вессельман С. Г., Утенков Н. И. — ТВТ, 1976, т. 14, с. 1111.
3. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975.
4. Бурова А. И., Ермоленко В. А., Калиханов Л. Е. — ТВТ, 1979, т. 17, с. 916.
5. Асхабов С. Н., Меликов И. В., Сахаров В. В. и др. — Тез. докл. III Всес. конф. по плазменным ускорителям. Минск, АН БССР, 1976.

УДК 533.9.01

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ КСЕНОНОВОЙ ПЛАЗМЫ В ВАКУУМНОЙ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

*Гудилин И. А., Низовский В. Л., Полицук В. П.,  
Шабашов В. И.*

В данном сообщении приводятся результаты измерения спектральной интенсивности излучения континуума плазмы ксенона в диапазоне длин волн 140–210 нм.

В качестве генератора плазмы использовалась стабилизированная стенкой дуга постоянного тока [1]. Конструктивно генератор представляет собой набор стабилизирующих медных диафрагм толщиной 2,4 мм, которые интенсивно охлаждаются водой и изолированы друг от друга резиновыми прокладками толщиной 0,4 мм. Диафрагмы зажаты между фланцами, в которые под углом 45° к оси дугового канала введены по два вольфрамовых электрода-катода (диаметром 6 мм) и анода (диаметром 10 мм). Дуга горит в центральном отверстии в диафрагмах диаметром 2,4 мм. Ксенон подается в центральную зону дугового канала, а в электродные фланцы — гелий; выброс гелий — ксеноновой смеси осуществляется в отверстиях между 3 и 4 и между 15 и 16 диафрагмами на расстояниях ~8 мм от анода и катода. Таким образом, длина дугового столба с чистым ксеноном составляла 33 мм при общей длине столба дуги 50 мм. Расходы ксенона и гелия подобраны таким образом, чтобы свелась к минимуму размер зоны смешения, и составляли 10 и 15 см<sup>3</sup>/с соответственно. Использование такой системы газоснабжения позволяет значительно уменьшить влияние приэлектродных зон на погрешность измерения излучательной способности плазмы и в процессе калибровки компенсировать неопределенность в толщине излучающего слоя.

Регистрация вакуумного УФ-излучения осуществлялась с помощью вакуумного монохроматора нормальной падения со сферической решеткой радиусом кривизны 1 м (600 штр/мм, покрытие — золото) ВМР-2. Вакуумный объем спектрометрической системы, в которой поддерживался вакуум не хуже  $4 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст., отделялся от плазменного объема с давлением 760 мм рт. ст. окном из MgF<sub>2</sub> толщиной 1,2 мм, смонтированным в анодном фланце на расстоянии 50 мм от анодов. Чтобы предотвратить ухудшение прозрачности окна под влиянием излучения, перед окном располагался оптический затвор, который открывался только в момент проведения измерений. Для отбора излучения из однородной центральной зоны разряда апертура оптической системы ограничивалась двумя диафрагмами диаметром 0,3 мм, расположенными на расстояниях 55 и 350 мм от центра дугового канала. С целью увеличения эффективной светосилы оптической системы перед входной щелью на расстоянии 50 мм устанавливалось фокусирующее зеркало ( $f=330$  мм) с золотым покрытием, на которое свет падал под углом 80° к нормали. Спектральное разрешение составляло 0,08 мм при ширине входной щели 0,05 мм. Регистрация излучения осуществлялась с помощью солнечно-слепого ФЭУ-142 с окном из MgF<sub>2</sub> и

самописца, работающего в режиме компенсации тока. Поскольку к излучению плазмы исследуемого газа добавляется излучение гелиевой плазмы из концевых зон разряда, экспериментально оценивался вклад излучения гелиевой плазмы. Он составил  $\sim 2\%$  от интенсивности излучения ксеноновой плазмы на длине волны 130 нм и менее 0,5% при 200 нм.

В качестве эталона яркости в ВУФ-области спектра использовалась сильноточная стабилизированная дуга в водороде атмосферного давления по методике, подобной [2], суть которой заключается в том, что зависимость интенсивности излучения водородной плазмы от температуры имеет максимум, величина которого рассчитывается с высокой точностью. При проведении калибровки излучательной способности ксеноновой плазмы ксеноном в дуговом канале заменялся водородом и для каждой длины волны устанавливался максимум интенсивности излучения водородной плазмы с помощью изменения тока разряда. Преимущество использования одной и

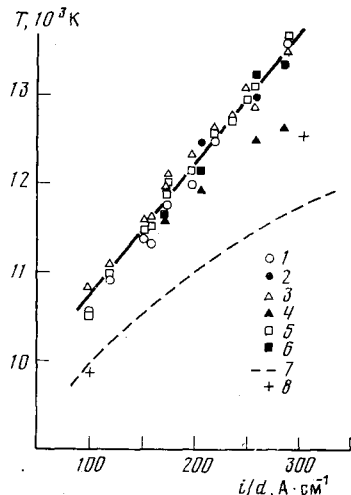


Рис. 1

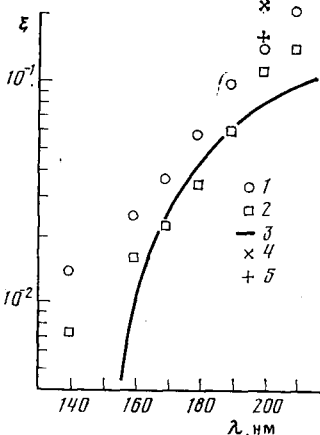


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость температуры на оси дуги в ксеноне от отношения тока к диаметру дугового канала: 1, 2 – Хе I – 450,1 нм; 3, 4 – Хе II – 529,2 нм; 5, 6 – Хе II – 553,1 нм; 1, 3, 5 – длина дуги 33 мм; 2, 4, 6 – 50;  $d=2,4$  мм; данная работа; 7 –  $d=6$  мм [3]; 8 –  $d=5$  мм, [4]

Рис. 2. Фактор ксеноновой плазмы: 1 –  $T=13\,000$  К; 2 – 12 300 К, данная работа; 3 – 10 000, [5]; 4 – 12 000, [4]; 5 – 12 300 К, [4]

той же установки для регистрации излучения исследуемого газа и калибровки интенсивности состоит в том, что полностью сохраняется неизменной не только вся оптическая схема, но и конфигурация плазменного объема, что позволяет свести к минимуму неопределенность, связанную с определением толщины излучающего слоя, поскольку в обоих случаях он является оптически тонким.

Для отнесения полученных величин излучательной способности плазмы к соответствующей температуре измерялась зависимость температуры на оси дуги от тока. Указанная температурная зависимость получена по измерениям абсолютных интенсивностей линий Хе II – 529,2 нм и Хе II – 553,1 нм, а также по относительной интенсивности (метод Баргельса – Ларенца) линии Хе I – 450,1 нм. Вероятности переходов для ионных линий ксенона взяты из [3]:  $A_{mn}=6,2 \cdot 10^7$  с $^{-1}$  для Хе II – 529,2 нм и  $A_{mn}=7,2 \cdot 10^6$  с $^{-1}$  для Хе II – 553,1 нм. Равновесный состав ксеноновой плазмы рассчитывался с использованием уравнений Саха для трех ступеней ионизации, закона Дальтона и условия квазинейтральности.

Регистрация излучения в видимой области спектра осуществлялась в продольном к оси дуги направлении с помощью дифракционного монохроматора SPM-2 с обратной линейной дисперсией 3,8 нм/мм, ширина входной и выходной щелей 0,2 мм при высоте 0,3 мм. Излучение фокусировалось на входную щель ахроматическим кварцевым конденсором ( $f=150$  мм, трехкратное увеличение), апертурная диафрагма имела диаметр 0,5 мм. При полосе пропускания спектрального прибора 0,76 нм удается полностью зарегистрировать излучение весьма узких ионных линий, в то время как линия Хе I – 450,1 нм весьма сильно уширена, что приводит к необходимости учета излучения в крыльях линии. Измеренная полуширина линии Хе I – 450,1 нм составила  $0,24 \pm 0,05$  нм при  $N_e=2,0 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ . В качестве эталона яркости использовалась слаботочная угольная дуга. Измеренная зависимость осевой температуры ксеноновой плазмы диаметром 2,4 мм представлена на рис. 1 в зависимости от отношения тока к диаметру дугового канала. Для контроля точности измерения температуры проводились дополнительные измерения для длины дуги 50 мм без гелиевой защиты. Как видно из рис. 1, наблюдается хорошее согласие измеренных значений  $T_0$ , за исключением нескольких точек при высокой температуре, полученных по линии

Хе II – 529,2 нм, что свидетельствует о значительном поглощении излучения в центре этой линии. Погрешность измерения температуры оценивается авторами в  $\pm 200$  К. На рис. 1 представлены результаты измерения  $T_0$  в ксеноновой дуге диаметром 6 мм по данным [3] и диаметром 5 мм по [4]. Возрастающее с ростом температуры расхождение зависимостей  $T_0(i/d)$  для разных диаметров канала объясняется значительной ролью излучения в балансе энергии дугового столба.

Для излучения континуума плазмы ксенона  $\xi$ -фактор определялся из соотношения [5]

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{8e^6}{3c^2\lambda^2} \left( \frac{2\pi}{3m^3kT} \right)^{1/2} N_e \left[ 1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \right] \sum \frac{g_{r,1}}{U_r} Z_r^2 N_r \xi(\lambda, T),$$

где суммирование ведется по всем степеням ионизации;  $g_{r,1}$ ,  $U_r$ ,  $N_r$  – соответственно статистический вес основного состояния, статсумма и концентрация ионов с зарядом  $r=Z$ . В данных условиях вкладом двукратно ионизованных ионов можно пренебречь, так как его величина менее 1%. Измеренные значения  $\xi(\lambda, T)$  для температуры плазмы 12 300 и 13 000 К представлены на рис. 2 (плотность электронов использовалась из расчета состава по измеренной температуре). Там же приведены расчетные данные [5, 6]. При погрешности экспериментальных данных, оцениваемой авторами данной работы в 15–20%, можно говорить об удовлетворительном согласии эксперимента и теории.

Институт высоких температур  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
8.VI.1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Асиновский Э. И., Кочубей Д. И., Низовский В. Л., Шабашов В. И. – ТВТ, 1978, т. 15, с. 200.
2. Ott W. R., Behringer K., Gieres G. – Appl. Opt., 1975, v. 14, p. 2121.
3. Hackmann J., Michael H., Uhlenbush J. – Z. Phys., 1972, v. 250, p. 207.
4. Goldbach C., Nollez G., Stuck D. – J. Phys., 1976, v. B9, p. 1191.
5. Hofsaess D. – JQSRT, 1978, v. 49, p. 339.
6. Schlüter D. – Z. Phys., 1968, B. 210, S. 80.

УДК 533.932

### ЛУЧИСТАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ В СРЕДАХ С ДИСПЕРСИЕЙ И ПОГЛОЩЕНИЕМ

Камчатнов А. М., Черняков А. Л.

При достаточно высоких температурах существенную роль в переносе энергии играет лучистая теплопроводность. В условиях, когда затухания электромагнитных волн мало (прозрачные среды), для описания теплопроводности может быть использовано кинетическое уравнение для фотонов. При таком подходе легко получается (см., например, [1]) уравнение переноса

$$\mathbf{q} = -(l\omega/3) \nabla w, \quad (1)$$

где  $\mathbf{q}$  – поток энергии излучения;  $l$  – средняя длина свободного пробега;  $w$  – плотность энергии излучения.

Однако представляет интерес и рассмотрение лучистой теплопроводности при низких температурах или высоких плотностях. В средах с сильным затуханием волн (когда характерная частота излучения становится порядка величины декремент затухания) представление о фотонах теряет смысл, и кинетическое уравнение становится неприменимым. В этом случае можно вычислить поток энергии в неравномерно нагретой среде с локальным термодинамическим равновесием, используя флуктуационно-диссипационную теорему [2, 3]. В данной работе используется такой подход для вычисления теплопроводности в среде с дисперсией и существенным поглощением. При этом пренебрежем пространственной дисперсией и предположим, что диэлектрическая проницаемость среды не зависит от температуры.

Для вычисления потока электромагнитной энергии  $\mathbf{q}$  в точке  $\mathbf{r}$  рассмотрим выражение для вектора Пойнтинга

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = (c/4\pi) [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)]. \quad (2)$$

Поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  в среде флуктуируют, их средние значения равны нулю, а средние значения от квадратных выражений сводятся к коррелятору электромагнитных потенциалов

$$2\pi \langle A_i(\mathbf{r}_1) A_j(\mathbf{r}_2) \rangle_{\omega} \delta(\omega + \omega') = 1/2 \langle \hat{A}_i(\mathbf{r}_1)_{\omega} \hat{A}_j(\mathbf{r}_2)_{\omega'} + \hat{A}_j(\mathbf{r}_2)_{\omega} \hat{A}_i(\mathbf{r}_1)_{\omega'} \rangle,$$

где

$$\hat{A}_i(\mathbf{r})_{\omega} = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{A}_i(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t} dt,$$

угловые скобки означают усреднение по ансамблю (в выбранной калибровке скалярный потенциал  $\varphi$  равен нулю). Интересующий поток энергии  $\mathbf{q}$  является сред-