

ИССЛЕДОВАНИЕ РАННЕЙ СТАДИИ РАСПАДА  
АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЫ. I

М. Н. Полянский, В. Н. Скребов и А. М. Шухтин

Спектроскопическими, интерферометрическими и зондовыми методами исследованы процессы переноса на ранней стадии распада аргоновой плазмы. Показано, что на ранней стадии распада возникают радиальные колебания плотности заряженных частиц, которые при наличии постоянного электрического поля приводят к появлению колебаний температуры электронов. Наличие колебаний  $T_e$  может быть установлено спектроскопическими методами. Период колебаний  $T_e$  оказался в два раза меньше, чем период колебания  $n_e$ . Предлагается модель для объяснения этого экспериментального факта.

Обычно ранняя стадия распада используется для определения коэффициентов рекомбинации  $\alpha$  при достаточно высоких  $n_e$  и  $T_e$ . Однако в этот интервал времени наряду с процессами гибели заряженных частиц в объеме большую роль могут играть процессы переноса вещества из одних частей разряда в другие. Естественно, что наличие таких явлений может существенно повлиять как на характер процессов рекомбинации, так и на величину определяемого коэффициента. Учитывая это обстоятельство, были проведены детальные исследования процессов переноса при импульсном разряде в Ar. Изложение результатов этих исследований составляет содержание части I настоящей работы.

Колебательные процессы  
в распадающейся аргоновой плазме

В предыдущей работе [1] исследовалось послесвечение импульсного разряда в парах ртути при  $j=150 \div 300$  а/см<sup>2</sup>. Было показано, что в ранней стадии распада плазмы существуют ионные волны большой амплитуды, приводящие к модуляции интенсивности свечения. Там же было показано, что послесвечение импульсного разряда в гелии не носит колебательного характера. С этой точки зрения представляло интерес исследовать характер протекания подобных явлений в плазме, обладающей промежуточными свойствами по сравнению с ртутной и гелиевой плазмой.

## 1. Эксперимент

Исследовался импульсный разряд в аргоне в интервале давлений  $p=0.5 \div 6$  тор, плотности тока  $j=150 \div 300$  а/см<sup>2</sup>, длительность импульса тока  $\tau=6 \div 7$  мксек., частота повторения  $f=10$  гц. Методом, изложенным в [1], изучалось радиальное распределение интенсивности свечения и его изменение во времени, а также временной ход интенсивности свечения большого числа спектральных линий в осевых частях разряда. Кроме того, были проведены интерферометрические и зондовые измерения.

Оптические исследования. В процессе исследований в интервале давлений  $p=0.5 \div 2$  тор были получены результаты, аналогичные описанным в [1] для ртутной плазмы. При  $p > 2$  тор радиальное распределение интенсивности свечения становится все более несимме-

тричным, что в нашем случае наиболее ярко проявляется при  $p=6$  тор. Разряд развивается в пристеночных областях, и лишь примерно к 90-й мксек. свечение перемещается к оси. Этот факт указывает на то, что с ростом давления интенсивность процессов переноса уменьшается и возрастает роль объемных потерь. Но так как разряд прижат к стенкам, то большую роль в гибели заряженных частиц играют потери на стенках. Однако для изучения процессов рекомбинации желательнее отжать разряд от стенок, чтобы устранить эти потери. Для этой цели газ предварительно ионизовался наложением слабого постоянного тока, величина которого менялась в пределах  $i=10 \div 45$  ма.

В результате этого удалось получить симметричный относительно оси контрагированный разряд. Форма радиального распределения свечения в отличие от малых давлений оставалась в послесвечении практически неизменной. На рис. 1 представлена зависимость полуширины свечения



Рис. 1. Изменение полуширины светящегося шнура во времени.

$p_0 = 6$  тор,  $i = 10$  ма,  $j_{\max} = 300$  а, см<sup>2</sup>,  $\tau_n = 6$  мксек.

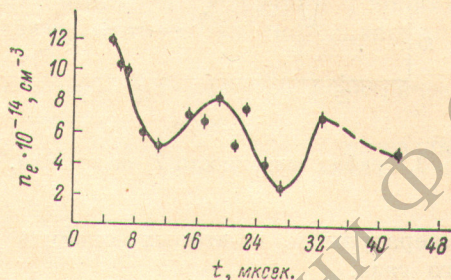


Рис. 2. График зависимости  $n_e$  от времени.

$p_0 = 6$  тор,  $j_{\max} = 300$  а, см<sup>2</sup>,  $\tau_n = 6$  мксек.

тящегося шнура в зависимости от времени ( $p=6$  тор) при наличии предварительной ионизации. Видно, что полуширина светящегося столба испытывает сильные изменения в течение 12 мксек. от начала разряда, а в процессе распада наблюдаются слабые колебания полуширины около среднего значения. Период этих колебаний равен 8 мксек.

Исследование временного хода интенсивности свечения большого числа спектральных линий аргона в осевых частях разряда показало, что интенсивность линий также колеблется во времени с тем же периодом, но с большей амплитудой, чем амплитуда колебаний полуширины светящегося столба. Кроме того, в отличие от малых давлений колебания свечения различных линий не всегда совпадают по фазе.

В [1] показано, что при наличии сильных радиальных колебаний заряженных частиц свечение всех линий промодулировано в одной фазе. Наличие разных фаз говорит о том, что в данном случае не только колебания концентрации заряженных частиц являются причиной колебаний интенсивности свечения. На это же указывают и ряд других фактов.

1. Сравнение фазы колебаний на оси и на краю светящегося шнура показало, что сдвиг фаз не превышает  $\pi/2$ ;

2. Интенсивность свечения от всего объема трубки также колеблется с тем же периодом, что и в осевых частях, но с меньшей глубиной модуляции. В то же время при выключении слабого постоянного разряда эти колебания пропадают.

Полученные результаты достаточно убедительно свидетельствуют о том, что в ранней стадии распада плазмы при наличии предварительной ионизации существуют колебания электронной температуры. С целью определения периодов колебаний  $n_e$  и  $T_e$  и их амплитуды были проведены зондовые измерения.

Зондовые измерения. Методом двойного зонда проводились измерения концентрации и температуры электронов при  $p=6$  тор

в разряде при наличии предварительной ионизации. На осциллограммах зондового тока наблюдались колебания с периодом 10 мксек. По полученным значениям  $T_e$  рассчитывались значения  $n_e$  для случая средних давлений. На рис. 2, 3 представлены графики зависимости  $T_e$  и  $n_e$  от времени. Как видно из графиков, спад температуры и концентрации электронов носит колебательный характер, причем амплитуда колебаний значительно превышает величину погрешности, так что факт существования таких колебаний не вызывает сомнений.

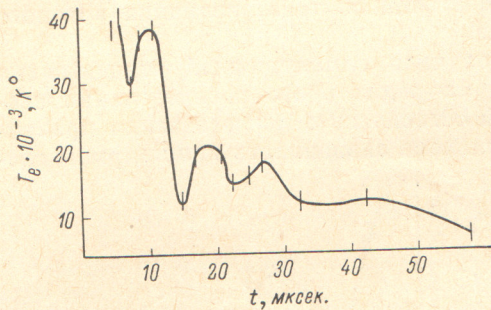


Рис. 3. График зависимости  $T_e$  от времени.

колебаний не вызывает сомнений. Период колебаний  $T_e$  совпадает с периодом колебаний полуширины светящегося столба и, что важно отметить, в два раза меньше периода колебаний концентрации электронов.

Интерферометрические измерения. Для интерферометрических измерений использовалась установка, описанная ранее [1]. Эти наблюдения дали возможность, во-первых, разделить колебания концентрации электронов  $n_e$  от колебаний их

температуры и, во-вторых, оценить роль колебаний плотности нейтрального газа.

Оказалось, что на ранней стадии распада действительно существуют колебания  $n_e$ . Период этих колебаний и амплитуда хорошо совпадают с периодом и амплитудой, полученными из зондовых измерений. Эти наблюдения показали также, что спустя 200 мксек. от начала разряда возникают радиальные колебания нейтрального газа с периодом 50 мксек. Так как это акустические колебания [2], то по их периоду можно определить температуру газа. Она оказалась равной  $T_a = 600^\circ \text{K}$ .

Таким образом, все проведенные исследования показывают, что в разряде при наличии предварительной ионизации возникают как колебания заряженных частиц, так и колебания электронной температуры, совокупность которых приводит к модуляции свечения спектральных линий.

## 2. Обсуждение результатов

Мы не будем останавливаться на результатах, полученных в разряде при отсутствии предварительной ионизации. Подобные явления наблюдались в ряде работ [3-5]. Показано, что причиной колебания интенсивности свечения являются сильные коллективные радиальные колебания заряженных частиц. Остановимся подробнее на случае  $p=6$  тор при наличии предварительной ионизации, который, на наш взгляд, дает наиболее интересные результаты.

Как видно из эксперимента, разряд при указанных условиях контрагирован и внутри его имеются колебания концентрации и температуры электронов, причем с разными периодами.

Рассмотрим вопрос о причине колебаний электронной температуры. Прежде всего необходимо отметить, что в импульсном разряде без предварительной ионизации колебания  $T_e$  отсутствуют. Это указывает на то, что для возникновения таких колебаний необходимо наличие дополнительного электрического поля в процессе распада плазмы. Качественно сам факт возникновения колебаний температуры электронов понять не трудно.

При наличии радиальных колебаний плотности частиц может периодически меняться длина свободного пробега электронов и соответственно энергия, которую электроны приобретают, двигаясь в продольном электрическом поле, а также энергия, которую электроны теряют при упру-

гих столкновениях с тяжелыми частицами. Учитывая результаты интерферометрических наблюдений, можно утверждать, что колебания плотности нейтрального газа не могут вызвать колебания  $T_e$  с периодом, полученным в эксперименте.

Выше отмечено, что колебания средней энергии электронов имеют период, в два раза меньший периода колебаний  $n_e$ . Чтобы понять этот факт рассмотрим следующую модель.

1. Как следует из эксперимента, а также из соответствующих оценок, в исследованных условиях в энергетическом балансе электронного газа большую роль играет электронная теплопроводность. Учет теплопроводности приводит к тому, что температура электронов будет определяться из уравнения энергетического баланса для всего объема плазмы.

2. Оценки показывают также, что в данном случае в уравнении энергетического баланса необходимо учесть электрон-ионные столкновения. Учитывая, что частоты столкновений электронов с атомами и ионами велики по сравнению с частотой колебаний  $T_e$ , в уравнении баланса можно положить  $dT_e/dt=0$ .

3. Будем считать, что напряженность продольного электрического поля постоянна по радиусу и во времени.

В рамках этой модели температура электронного газа  $T_e$  определяется следующим выражением:

$$T_e(t) = \frac{C_2 \int_V \frac{n_e(r, t)}{n_e(r, t) + C_3} dV}{C_0 + C_1 \int_V n_e^2(r, t) dV},$$

где

$$C_0 = \alpha \langle \sigma_{ea} v_e \rangle n_a, \quad C_2 = \frac{e^2 E^2}{m_e v_e \sigma_{ei}}, \quad C_1 = \alpha \langle \sigma_{ei} v_e \rangle, \quad C_3 = \left( \frac{\sigma_{ea}}{\sigma_{ei}} \right) n_a, \quad \alpha \approx \frac{2m_e}{M_a}.$$

4. Из эксперимента следует, что колебания заряженных частиц имеют значительную амплитуду. Как показано в [1], при наличии ионных волн большой амплитуды, происходит периодическое изменение формы радиального распределения заряженных частиц. Исходя из результатов измерения радиального распределения интенсивности свечения, можно сделать вывод, что и в данном случае имеется изменение во времени вида радиального распределения  $n_e(r, t)$ . Для простоты зададим изменение во времени так, как показано на рис. 4. Кроме того, будем считать, что полное число заряженных частиц в объеме остается постоянным

$$\int_V n_e(r, t) dV = N_e.$$

Теперь, используя условие постоянства  $N_e$ , можно легко показать, что одновременно выполняются два условия

$$\int_V n_e^2 dV \geq n_{ep}^2 V;$$

$$\int_V \frac{n_e dV}{n_e(r, t) + C_3} \leq \frac{n_{ep}}{n_{ep} + C_3} V,$$

где  $n_{ep}$  — концентрация электронов при равномерном их распределении по сечению.

Таким образом, оказывается, что при любом отклонении распределения электронов по радиусу от равномерного возрастает скорость потери энергии электронов при столкновении с ионами и уменьшается скорость получения энергии при движении электронов в продольном поле.

Так как за один период колебания плотности заряженных частиц распределение их по сечению дважды переходит от равномерного к неравномерному, то значение  $T_e$ , измеряемое зондом в любой точке сечения, будет

испытывать колебания с периодом в два раза меньшим, чем период колебания плотности заряженных частиц.

Рассмотрим вопрос о возможной амплитуде колебаний электронной температуры. Легко показать, что в рамках рассматриваемой модели, отношение значений  $T_{e\min}/T_{e\max}$  меняется от 1 до  $(V_1/V)^2$  в зависимости от амплитуды колебаний концентрации электронов. Такой же порядок возможной амплитуды колебаний  $T_e$  может быть получен и при других аппроксимациях радиального распределения  $n_e(r)$ . Конкретный расчет для исследованного случая дает удовлетворительное согласие с экспериментом.

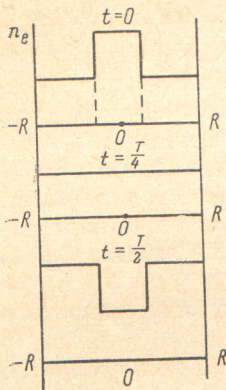


Рис. 4. Аппроксимация радиального распределения  $n_e(r)$  в некоторые моменты времени.

$T$  — период колебания концентрации электронов.

Рассмотренная модель согласуется с экспериментом. Однако имеются некоторые расхождения. Согласно этой модели, минимальные значения  $T_e$  должны совпадать во времени с максимальными и минимальными значениями  $n_e$ . Такого совпадения в эксперименте не наблюдается. Чтобы получить точные фазовые соотношения, необходимо решать нестационарное уравнение баланса, поскольку в исследованном диапазоне давлений  $\tau_{ey} \sim \omega^{-1}$  ( $\tau_{ey}$  — характерное время потери энергии электронами при упругих столкновениях с тяжелыми частицами).

Как отмечалось выше, колебания свечения различных линий не совпадают по фазе. Существуют две группы линий, в пределах которых начальные фазы одинаковы. Можно показать, что это различие в фазах обусловлено разной зависимостью интенсивности свечения этих групп линий от  $n_e$  и  $T_e$ . Так например, для группы линий, исходные уровни которых находятся в равновесии с континуумом, экстремальные значения интенсивности достигаются в те моменты времени, когда выполняется следующее соотношение [6]:

$$\frac{2}{n_e} \frac{dn_e}{dt} \approx \frac{3}{2} \frac{1}{T_e} \frac{dT_e}{dt}.$$

Если заселенность исходных уровней не определяется формулой Саха, то колебания интенсивности свечения соответствующих линий будут сдвинуты по фазе.

В заключение авторы выражают свою благодарность С. Э. Фришу за внимание и интерес к работе.

#### Литература

- [1] А. М. Шухтин, В. Н. Скребов, М. Н. Полянский. Опт. и спектр., 27, 566, 1969.
- [2] Ю. Г. Козлов, А. М. Шухтин. ЖТФ, 9, 1465, 1968.
- [3] М. А. Леонтович, С. М. Осовец. Атомная энергия, № 3, 81, 1956.
- [4] С. Ю. Лукьянов, В. И. Синицын. Атомная энергия, № 3, 88, 1956.
- [5] S. W. Cousins, A. A. Ware. Proc. Phys. Soc., B64, 159, 1951.
- [6] В. Н. Скребов. Опт. и спектр., 23, 205, 1967.

Поступило в Редакцию 6 сентября 1971 г.