

СКОРОСТЬ УДАРНО-РАДИАЦИОННОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Б. Ф. Гишпунс, Б. И. Илюкин, В. Н. Колесников

УДК 533.9

В раннем послесвечении плазмы сильнооточного импульсного разряда скорость ударно-радиационной рекомбинации можно измерить по убыви концентрации N_1 ионной компоненты, если $N_1 \ll N_0$. Этим методом измерены значения коэффициента ударно-радиационной рекомбинации иона He^{++} при высоких температурах (1,7 - 2,5 эВ).

В последние годы успешно развивалась теория ударно-радиационной рекомбинации /1/. Были проведены многочисленные расчеты на ЭВМ коэффициентов ударно-радиационной рекомбинации α для ряда атомов и ионов в плазме, в широком интервале значений температуры T_e и концентрации N_0 электронов. Однако экспериментальная проверка выводов теории и сопоставление расчетных и измеренных значений α до сих пор проводились лишь для относительно низких температур $T_e \leq 1$ эВ и плотностей $N_0 \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$, получаемых обычно в условиях позднего послесвечения распадающейся плазмы /1,2/. Коэффициент рекомбинации определялся в этих работах непосредственно по измеренной скорости распада \dot{N}_1 с учетом диффузионных потерь. Вместе с тем не меньший научный и практический интерес представляет сопоставление теории и эксперимента при более высоких T_e и N_0 . Действительно, в этом случае значительно сильнее проявляется индивидуальная специфика атомов (ионов), снижается роль трудно учитываемых процессов радиационного переноса и т.д.

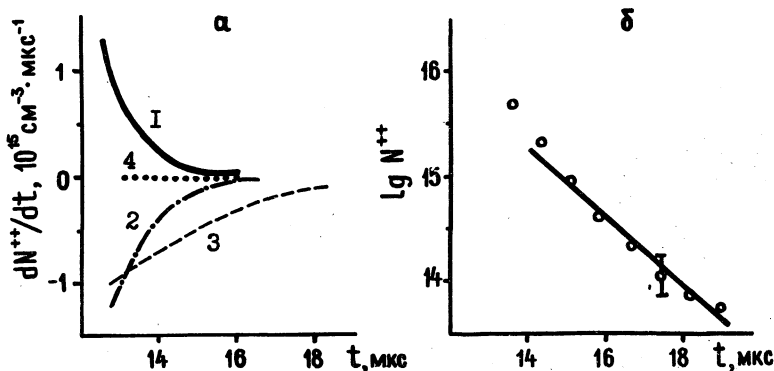
Температура $T_e > 1$ эВ и плотность $N_0 \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ могут быть получены в раннем послесвечении плазмы, образованной сильнооточным импульсным разрядом. Известна единственная работа /3/, где была предпринята попытка определить α^+ для ионов гелия в таких условиях. Авторы /3/ исходили из распространенного мнения (фактически априорного), что при $N_0 \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в газоразрядной плазме существенны только объемные процессы, и распад плазмы считали

чисто рекомбинационным. Однако полученные ими высокие значения $N_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (при начальном давлении гелия 0,25 мм рт. ст.) и вид осциллограммы свечения ионной линии явно свидетельствуют о наличии интенсивных процессов переноса массы газа.

Нами измерена температура электронов и детально исследован состав плазмы сильноточного импульсного разряда в гелии в зависимости от времени и координат и по этим данным определены скорости основных кинетических и динамических процессов, протекающих в плазме и влияющих на ее состав. Условия проведения экспериментов следующие: кварцевая разрядная трубка диаметром 1 см наполнялась спектрально чистым гелием при начальном давлении 3 мм рт.ст. Выбор диаметра был оптимальным: при меньшем диаметре возникала заметная эрозия стенок разрядной трубки, при большем - начинали формироваться ударные волны. Как показано в /4/, интенсивность ударных волн растет с дальнейшим увеличением диаметра. Импульс тока имел куполообразную форму с амплитудой 4,5 кА и длительностью по основанию 8,5 мкс. Вблизи максимума тока концентрация электронов N_e в осевой зоне достигала величины $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а температура T_e - 6 эВ, плазма была практически полностью дважды ионизирована. Через 20 мкс от начала импульса тока N_e снижалась до $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, T_e - до 1,7 эВ, а концентрация дважды ионизированных атомов гелия N^{++} на 3 порядка. Концентрация нейтралов, наоборот, возрастала от $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ до $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

По измеренным параметрам плазмы и известным из литературы константам были рассчитаны скорости изменения N_e за счет ряда процессов: ионизации, рекомбинации, диффузии, переноса массы. Оказалось, что имеет место острая конкуренция этих процессов. В раннем послесвечении плазмы основной вклад в результирующую скорость распада дают процессы переноса массы и диффузия, а объемная рекомбинация играет лишь второстепенную роль. Очевидно, что решить обратную задачу, т.е. по наблюдаемой скорости \dot{N}_e определить действительный вклад рекомбинационных процессов, в такой ситуации невозможно. Точно так же это невозможно сделать и по скорости снижения интенсивности ионной линии до тех пор, пока концентрация ионов N^{++} остается сопоставимой по величине с концентрацией электронов. Однако при $N^{++} \ll N_e$ процессы переноса массы и диффузия уже не могут оказывать на результирующую скорость

\dot{N}^{++} такого же сильного влияния, как на \dot{N}_e , что позволяет выделить вклад объемной рекомбинации и измерить коэффициент ударно-радиационной рекомбинации α^+ . Это хорошо видно из уравнения ба-



Р и с. 1. а) Расчетные скорости изменения концентрации дважды ионизированного гелия за счет радиального переноса массы (1), диффузии (2), ударно-радиационной рекомбинации (3) и ионизации однозарядных ионов (4). б) Экспериментальная зависимость $\lg N^{++}$ от времени

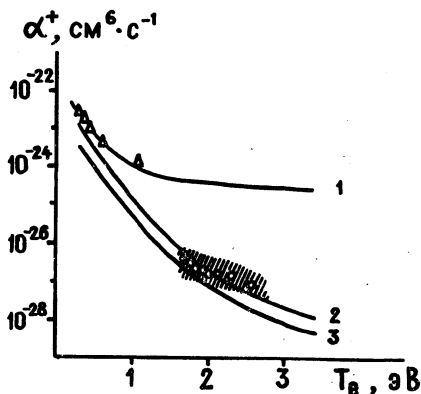
ланса числа ионов N^{++} , которое для осевой зоны плазмы можно записать так:

$$\frac{dN^{++}}{dt} = N^+ N_e s^+ - N^{++} N_e^2 \alpha^+ + \frac{N^{++}}{N_e} \left(\frac{dN_e}{dt} \right)_d + \frac{N^{++}}{N} \frac{dN}{dt} \quad (I)$$

Здесь s^+ и α^+ - коэффициенты ударно-радиационной ионизации и, соответственно, рекомбинации, $\left(\frac{dN_e}{dt} \right)_d$ - скорость диффузионной убыли электронов, N - суммарная концентрация всех тяжелых частиц.

Для того, чтобы выбрать интервал времени, в котором скорость \dot{N}^{++} определяется процессами рекомбинации, необходимо прежде оценить величину каждого из слагаемых в правой части (I). Для этих оценок коэффициенты s^+ и α^+ мы брали из расчетов /5/, остальные

величины рассчитывались по нашим экспериментальным данным. Ход каждого из слагаемых в выбранном интервале времени показан на рис. 1а. Видно, что начиная с 15 мкс всеми процессами кроме рекомбинации можно уже пренебречь. На рис. 1б приведен (в логарифми-



Р и с. 2. Коэффициенты α^+ ударно-радиационной рекомбинации ионов гелия в зависимости от температуры электронов. Измеренные значения: Δ - из работы /7/, \circ - в настоящей работе; кривые 1 и 3 - экстраполяция данных работы /5/, 2 - расчет

ческом масштабе) экспериментально найденный ход концентрации N^{++} в этом интервале. Отсюда с помощью (1) были получены экспериментальные значения α^+ . Они оказались в 2-4 раза больше расчетных /5/. Поэтому мы заново провели расчеты на ЭВМ коэффициентов ударно-радиационной рекомбинации для ионов гелия в том же приближении, которое было принято в /5/, но с использованием точных данных о сечениях неупругих столкновений /6/. На рис. 2 приведены полученные нами экспериментальные значения α^+ (кружки; штриховкой указана область погрешностей) и расчетные (кривая 2). Как видно, согласие вполне удовлетворительное. Для сравнения на этом же рисунке приведены самые "высокотемпературные" из известных нам экспериментальные данные /7/ (треугольники), а также результаты экстраполяции данных работы /5/ для значений N_0 , соответствующих эксперименту /7/ (кривая 1) и факшему эксперименту.

(кривая 3). В целом можно отметить достаточно удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных значений α^+ .

Таким образом, в заключение можно высказать следующую рекомендацию: для экспериментального определения коэффициента ударно-радиационной рекомбинации целесообразно следить не за скоростью распада плазмы \dot{N}_e , а за скоростью убыли концентрации ионов \dot{N}_i , причем ионы i -того типа должны быть малой добавкой, т.е. должно выполняться требование $N_i \ll N_e$.

Поступила в редакцию
II февраля 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, УФН, 107, 353 (1972).
2. I. F. Delpach, Proc. 11 ICPIG v. 2, p. 103, Prague, 1973.
3. Н. А. Размадзе, З. Д. Чкуасели, Г. В. Шалин, ВПС, 14, 30 (1971).
4. А. В. Пышков, Автореферат кандидатской диссертации, Москва, 1976 г.
5. H. W. Drawin, F. Eward, Rep. EUR-CEA-FC-642, 1972.
6. A. Jacobs, JQSRT, 12, 243 (1972).
7. E. Hinno, Phys. Rev., 147, 197 (1966).