

- [1] А в е р ь я н о в Е.М., М у р а т о в В.М., Р у м я н - ц е в В.Г., Ч у р к и н а В.А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 1. С. 100-110.
- [2] А в е р ь я н о в Е.М., Р у м я н ц е в В.Г., М у р а т о в В.М. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. № 5.
- [3] З ы р я н о в В.Я., Э п ш т е й н В.Ш. // ПТЭ. 1987. № 2. С. 164-166.
- [4] А в е р ь я н о в Е.М., Ж у й к о в В.А., З ы р я - н о в В.Я., Ш а б а н о в В.Ф. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 6. С. 2111-2121.

Институт физики  
им. Л.В. Киренского  
СО АН СССР, Красноярск

Поступило в Редакцию  
25 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 18

26 сентября 1990 г.

04

© 1990

### ЭФФЕКТ РАЗДЕЛЕНИЯ ИОНОВ РАЗНОЙ КРАТНОСТИ ИОНИЗАЦИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПОТОКОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Б.А. Б р ю н е т к и н, У.Ш. Б е г и м к у л о в,  
В.М. Д я к и н, Г.А. К о л д а ш о в,  
А.Ю. Р е п и н, Е.Л. С т у п и ц к и й,  
А.Я. Ф а е н о в, Б.К. Х а б и б у л л а е в,  
Ш.А. Э р м а т о в

Изучение взаимодействия плазменных сгустков, имеющих высокую степень ионизации и относительную скорость движения, представляет значительный интерес для ряда фундаментальных и прикладных задач. Это прежде всего исследование роли столкновительных, коллективных и электромагнитных процессов, которые сопровождают такое взаимодействие, влияние его на ход неравновесных ионизационных и рекомбинационных процессов, неравновесное излучение в непрерывном и линейчатом спектре.

В проведенных экспериментах плазменные потоки формировались при воздействии излучения рубинового лазера (энергия до 6 Дж, длительность 8 нс) на поверхность мишени из бериллия в двух точках. Для этого в пучок лазера помещалась клиновидная пластина, отклоняющая часть пучка на заданное расстояние, при этом была возможность регулировать соотношение между интенсивностями в пучках, диаметр пятна фокусировки каждого луча составлял 200 мкм.

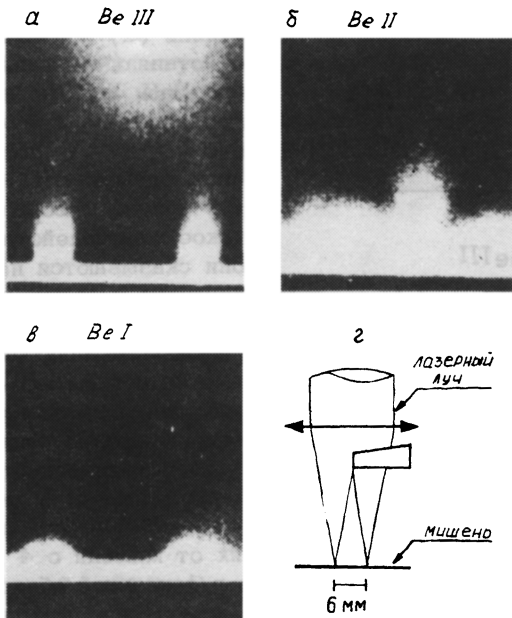


Рис. 1. Схема эксперимента (г) и спектрогелиограммы факелов в излучении на переходах ионов Be I-III (а-в).

В данной работе представлены результаты исследования взаимодействия плазменных стужков при низком давлении воздуха в камере ( $P = 10^{-4}$  Тор) при расстоянии между факелами  $\Delta r = 6$  мм. Для наблюдения структуры свечения на переходах ионов Be различной кратности регистрировались спектрограммы и спектрогелиограммы излучения плазмы в видимом диапазоне спектра, для чего изображение плазменных стужков строилось в плоскости входной цели спектрографа ДФС-452 с уменьшением 2:1. Временной характер излучения разных спектральных линий ионов Be I-III с разрешением в направлении, параллельном плоскости мишени, исследовался с помощью монохроматора и сильноточного фотоумножителя.

Фотографии области взаимодействия двух плазменных стужков (интегральные по видимому спектру излучения) показывают, что для всех исследованных расстояний между точками фокусировки (2.5-9 мм) наблюдается струеобразное свечение между фокальными областями плазмы, направленное перпендикулярно мишени. Размер струи в несколько раз превосходит размер фокальных плазменных областей и при увеличении энергии греющего излучения наблюдается рост интенсивности и размера ее свечения. Интенсивность свечения струи также значительно возрастает с уменьшением расстояния между факелами.

Однако наблюдение струеобразного свечения свидетельствует лишь о наличии интенсивного взаимодействия между разлетающимися

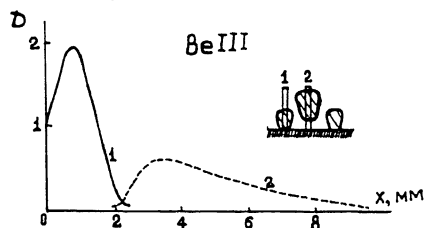
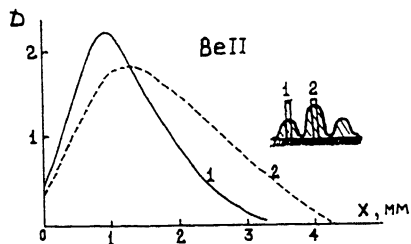


Рис. 2. Относительные интенсивности свечения лазерного факела (1) и области взаимодействия (2) на переходах ионов BeII, III.

плазменными сгустками. Какие процессы сопровождают такое взаимодействие и как они сказываются на динамике, кинетике и свечении плазмы можно судить лишь по спектральным фотографиям, полученным в линиях BeI–BeIV. На рис. 1 показана пространственная структура свечения взаимодействующих сгустков лазерной плазмы в линиях BeI,

BeII, BeIII ( $\Delta r = 6$  мм). В линиях ионов BeIII яркое свечение „струи“ регистрируется на расстояниях от мишени с 4 до 12 мм, в то время как излучение этих ионов в фокальной области наблюдается на расстояниях от мишени до 3–х мм (рис. 1, а). Иной характер свечения в области столкновения плазменных сгустков наблюдается в свете линий ионов BeII – здесь струеобразное свечение наблюдается сразу от поверхности мишени и регистрируется примерно до высоты 6 мм от средней точки между факелами. Анализ профилей почернения регистрируемых линий (рис. 2) показывает, что интенсивность линий BeII более чем на порядок больше, чем интенсивность линий BeIII (относительно яркости фокальных сгустков). Что касается излучения нейтралов BeI (рис. 1, в) в области между факелами, то оно сравнительно невелико и несколько асимметрично относительно точек фокусировки – области свечения BeI наклонены в разные стороны относительно плоскости симметрии.

Наблюдаемая в эксперименте пространственная структура линейчатого излучения взаимодействующих плазменных сгустков формируется следующими процессами: начальной угловой розеткой выхода ионов различной кратности, рекомбинационными процессами на стадии их инерционного разлета и возбуждением ионизацией при взаимодействии сгустков. Как известно, разлет ионизированного компонента сгустка лазерной плазмы происходит в некотором конусе, осью которого является нормаль к мишени. Интервал углов, в котором регистрируются ионы зарядности  $Z$ , зависит от  $Z$  и плотности потока излучения  $q$ , причем ионы большой зарядности регистрируются в меньшем телесном угле при заданном  $q$ .

Двукратные ионы BeIII разлетаются в конусе с полураствором угла при вершине  $\sim 40^\circ$ , т.е. встреча двух сгустков происходит в плоскости симметрии на расстоянии от мишени  $\geq 6$  мм. При

этом радиус разлета плазмы  $R \approx 7-8$  мм и средняя концентрация частиц в ней  $n \approx 4 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ . Характерная скорость относительного движения сгустков  $v \approx (6-10) \cdot 10^6$  см/с [1], кинетическая энергия ионов в них  $\varepsilon = mv^2/2 = 200-500$  эВ, а их характерная электронная и ионная температура вблизи фронтов составляет  $T_i = T_e \approx 2-3$  эВ [2]. Если энергия ионов в сгустке

$$\varepsilon \geq \left(\frac{M}{m_e}\right)^{2/3} T, \quad (1)$$

где  $M = 1.5 \cdot 10^{-23}$  г – масса ионов, то торможение ионов происходит главным образом при взаимодействии с электронами плазмы, при обратном условии – важны ионные столкновения [3]. В условиях эксперимента, как показывают оценки по (1), главную роль играют ионные столкновения. Пробег ионов в плазме, определяемый такими столкновениями,

$$l = \varepsilon^2 / 2\pi e^4 L z^4 n \approx 0.3 \text{ см}, \quad (2)$$

где  $z = 2$ ,  $\varepsilon = 500$  эВ,  $n = 4 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ ,  $L = 10$ .

Ионы ВеП имеют существенно больший конический угол выхода ( $\sim 80^\circ-90^\circ$ ) и они наиболее представлены в ионном составе плазмы, поэтому их свечение начинается практически от поверхности мишени (от середины между факелами) и обладает наибольшей интенсивностью. Мощное струеобразное свечение ВеП между факелами связано не только с возбуждением собственно ионов ВеП в процессе взаимодействия сгустков, но и с дополнительной ионизацией и возбуждением нейтралов, сечение столкновения и ионизации которых достаточно велико при рассматриваемых энергиях [4]. Именно с этим, по-видимому, связано уменьшение свечения ВеI в области между факелами (происходит столкновительная ионизация ВеI  $\rightarrow$  ВеП) и образование наблюдаемой асимметрии их разлета.

Таким образом, мы наблюдали локализацию свечения ионов разной кратности при взаимодействии потоков лазерной плазмы. Кроме того, наблюдаемая структура области взаимодействия во-первых, содержит информацию с начальном угловом распределении ионов разной кратности и их скоростях и во-вторых, по относительным интенсивностям линейчатого излучения можно судить о изменении макроскопических параметров (плотности, температуры и зарядового состава) и оценить вклад процессов ионизации и рекомбинации в энергодобавку плазмы в области взаимодействия плазменных потоков.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б о й к о В.А., Б у н к и н Ф.В., Б р ю н е т к и в Б.А. и др. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 5. С. 999-1007.

- [2] Брюнеткин Б.А., Дякин В.М., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Хахалин С.Я. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 3. С. 407-409.
- [3] Сивухин Д.В. Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме. В кн.: Вопросы теории плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1984. В. 4.
- [4] Ананьин О.Б., Ступицкий Е.Л. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 6. С. 1382-1388.

Поступило в Редакцию  
1 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 18

26 сентября 1990 г.

03

© 1990

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ОСАЖДЕНИЯ ПОКРЫТИЯ ИЗ УГЛЕВОДОРОДОСОДЕРЖАЩИХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

С.Ю. Волков, В.В. Смирнов,  
В.П. Язан

При высоких температурах при атмосферном давлении из любых углеводородов происходит сажеобразование. В зависимости от концентрации углеводорода и температуры нагретой поверхности образуются пироуглеродные (RuC) покрытия различной плотности и степени анизотропии (в том числе изотропные с плотностью менее  $1 \text{ г/см}^3$ ). Осаждение анизотропных RuC покрытий обусловлено в основном зарождением и ростом твердой фазы на поверхности (гетерогенно). В нанесении изотропных покрытий значительную роль должен играть рост за счет осаждения углеродных образований, зародившихся в газовом объеме (гомогенно) у нагретой поверхности. Зародившиеся в объеме углеродные частицы являются аэрозольными и основным фактором, определяющим их движение в ламинарном потоке газа, является термофорез, приводящий к выталкиванию частиц из области высоких температур в область более низких [1].

Экспериментально измеренные профили температуры в относительно удаленных от поверхности областях характеризуются монотонным спадом температуры при удалении от поверхности независимо от того, разлагается углеводород экзо- либо эндотермически [2]. Это казалось бы должно исключать осаждение гомогенно зародившихся частиц на нагретую поверхность, так как силы термофореза являются непреодолимым препятствием для них.

Однако следует отметить, что при экзотермическом разложении углеводорода можно предполагать (за счет общего выделения энер-