

## О ФОРМИРОВАНИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ИОНОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

*Ю. А. Быковский, Н. М. Васильев, Н. Н. Дегтяренко,  
В. Ф. Елесин, И. Д. Лаптев, В. Н. Неволин*

В последнее время важным объектом исследования стала плазма, образованная излучением лазера на твердой мишени.

В работах [1, 2] характер энергетических спектров ионов объясняется процессами ускорения ионов и рекомбинацией. Влияние этих процессов на формирование угловых распределений ионов лазерной плазмы отмечается в работе [3]. Анализ результатов этих работ показывает, что с увеличением плотности потока излучения —  $q$  происходит, в основном, изменение той части спектра, в которой присутствуют ионы высокой зарядности (энергия  $\sim E_{max}$ ), в то время как низкоэнергетическая область спектра меняется слабо и в этой части спектра наблюдается насыщение по числу регистрируемых ионов. В высокоэнергетической области спектра имеются и ионы первой зарядности, появление которых объяснялось рекомбинацией более высокозарядных ионов, ускорившихся до более высокой энергии. Такой процесс приводит к появлению "рекомбинационных" максимумов на распределениях низких зарядностей. Предполагается, что зависимость энергии регистрируемых ионов  $E$  от заряда  $z$  определяется ускорением в самосогласованном электростатическом поле. Возникновение поля связано с тем, что электроны, обладая существенно большими скоростями теплового движения, стремятся уйти из плазмы. При этом наиболее существенное нарушение нейтральности, происходит на периферии сгустка на расстоянии порядка дебаевского радиуса —  $r_D$ . Двигаясь в возникшем поле, ионы ускоряются до скоростей существенно больших их тепловой скорости, при этом максимальная кинетическая энергия ионов —  $E_{max}$  должна зависеть от их заряда —  $z$  и слабо изменяться с массой иона —  $M$ .

Целью настоящей работы является экспериментальное разделение влияния процессов ускорения и рекомбинации на формирование энергетических спектров ионов. Для этого исследовались смеси из двух элементов, один из которых образует ионы только первой зарядности, а второй — и более высоких зарядностей. Проводилось детальное изучение энергетических распределений ионов вродода и циркония (гидрид циркония), дейтерия и лития ( $LiD$ ) при различных плотностях потока  $q$ .

1. Как видно из рис. 1 – 3 энергетические распределения ионов  $H^+$  и  $D^+$  имеют один максимум ("основной") и его положение практически не зависит от величины  $q$ . Энергия "основного" максимума ( $100 \pm 10$ ) эв. В то же время на распределениях ионов  $Li^+$  и  $Zr^+$  наблюдаются дополнительные максимумы (например на рис. 2 энергия дополнительного максимума  $Li^+$  соответствует энергии максимума  $Li^{2+}$ ). Кроме того, сравнение вида энергетических распределений ионов  $H^+$ ,  $D^+$  и  $Li^+$ ,  $Zr^+$  позволяет утверждать, что сложная структура распределений

последних не связана с пространственной неоднородностью величины  $q$  по фокальному пятну.

2. В работе были измерены зависимости  $E_{max} = f(q)$  для ионов водорода, дейтерия, лития и циркония. Зависимости описывались выражением  $E_{max} \sim q^\gamma$ , причем для H и D -  $\gamma = 0,25 \pm 0,03$ , а для Li и Zr -  $\gamma = 0,52 \pm 0,05$ . Более сильная зависимость  $E_{max} = f(q)$  для Li и Zr связана с возрастанием  $z_{max}$  при увеличении  $q$ . Путем интегрирования полных энергетических спектров была найдена зависимость числа регистрируемых ионов -  $\Sigma$  от  $q$ . Зависимость имеет вид  $\Sigma \sim q^\alpha$ ; для D -  $\alpha = 0,8 \pm 0,1$ , а для Li -  $\alpha = 1,1 \pm 0,1$ . Интересно отметить, что образец гидрида циркония имел стехиометрию  $ZrH_{1,9}$ , однако полные интегралы по числу регистрируемых частиц имеют отношение  $\Sigma_{Zr} / \Sigma_H \approx 70$  (рис. 3). Аналогичная картина наблюдается и для смеси LiD. Это указывает на то, что число регистрируемых частиц сильно зависит от  $z_{max}$ , что подтверждает влияние электрического поля в плазме на разлет регистрируемой части ионов.

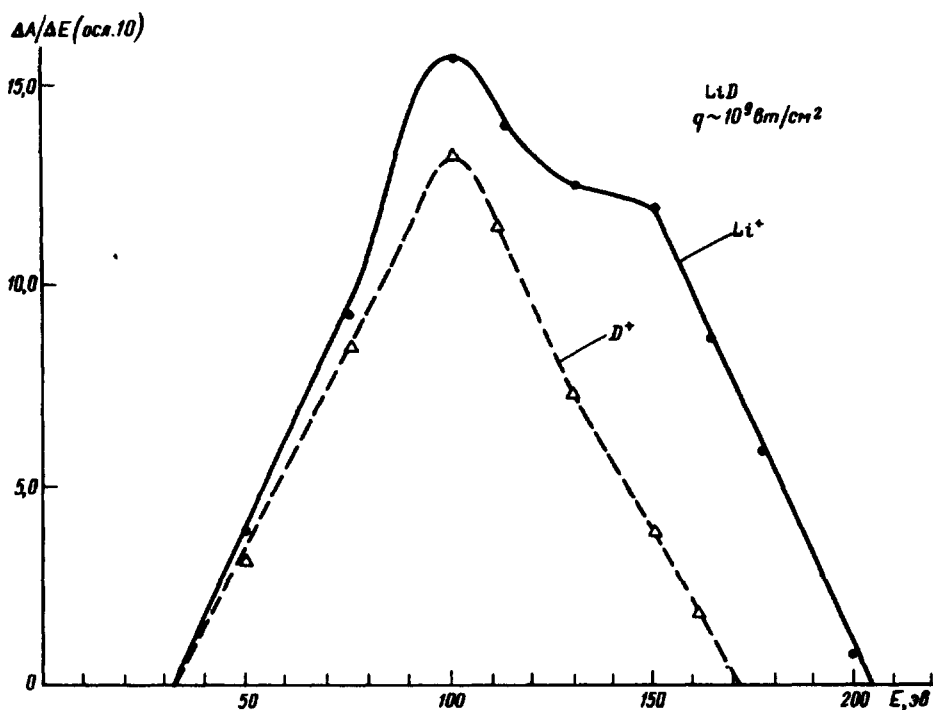


Рис. 1. Мишень - LiD;  $q \sim 10^9$  вт/см<sup>2</sup>;  $\Delta$  - D<sup>+</sup>; • - Li<sup>+</sup>

3. Из полученных экспериментальных результатов можно определить отношение максимальных скоростей ионов элементов, входящих в исследованные мишени. Оказывается, что  $v_{max}^D / v_{max}^{Li} \approx 1,7$ , а  $v_{max}^H / v_{max}^{Zr} = 5,5$ , при  $q \sim 10^9$  вт/см<sup>2</sup>. Отсюда видно, что ионы H<sup>+</sup> и D<sup>+</sup> обгоняют ионы более тяжелых элементов той же зарядности, так как при этой плотности и потока все элементы образуют только ионы первой зарядности [2].

С ростом  $q$  отношение максимальных скоростей уменьшается, так как на величину  $u_{max}$  оказывает влияние  $z_{max}$ . Например, при  $q \sim 10^{11} \text{ вт/см}^2$ ,  $v_{max}^H \cdot v_{max}^{Zr} = 3,1 [z_{max}(Zr) = 6]$ ,  $v_{max}^D / v_{max}^{Li} \sim 1 [z_{max}(Li) = 3]$ .

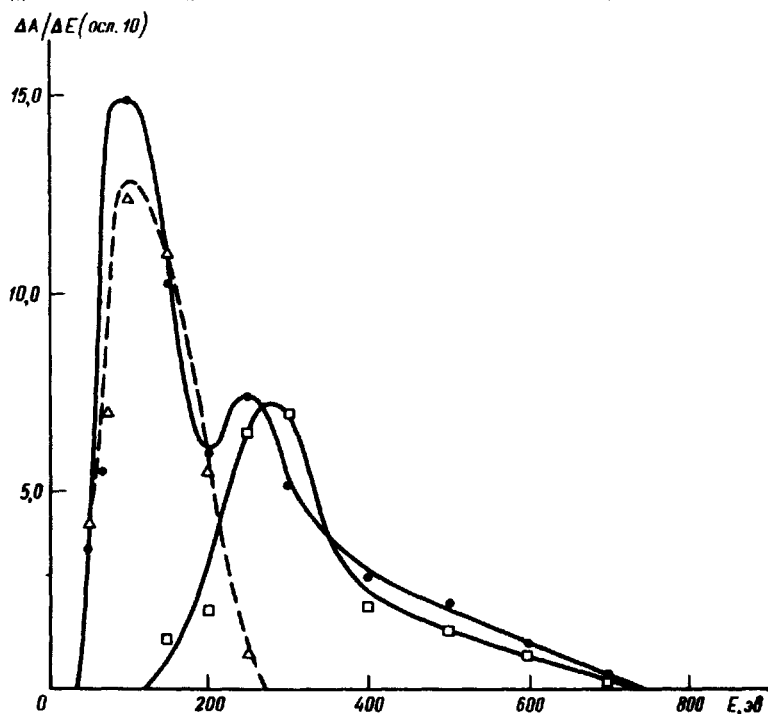


Рис. 2. Мишень — LiD;  $q \sim 10^{10} \text{ вт/см}^2$ ;  $\Delta$  —  $D^+$ ;  $\bullet$  —  $Li^+$ ;  $\square$  —  $Li^{2+}$ .

4. В работе [2] было показано, что при постоянной плотности потока для элементов с атомным номером  $A \leq 20$  имеется возрастание  $E_{max}$  с ростом  $A$ . Для элементов с  $A > 20$  —  $E_{max} = \text{const}$ . Укажем, что для элементов с  $A \leq 20$  при  $q = \text{const}$  наблюдалось возрастание  $z_{max}$  с ростом  $A$ , а для более тяжелых элементов максимальная зарядность была одинаковой. Отношение  $E_{max} z_{max}^a$  (где  $a = 1 + 2$ ) оказывается независимым от  $A$  во всем диапазоне исследованных элементов и плотностей потоков излучения, т. е.  $E_{max}$  действительно слабо зависит от массы иона и является функцией  $z_{max}$ , что указывает на электростатический механизм ускорения ионов.

5. Учитывая апертуру аналитической части прибора и коэффициент усиления регистрирующей части, можно оценить абсолютное число эмитируемых плазмой ионов. При  $q \sim 10^{11} \text{ вт/см}^2$ ,  $N_{\text{эмит}} \approx 10^{11}$  частиц. При таком значении  $q$  количество испаряемых атомов  $N \sim 10^{16}$  [4]. Отношение числа ускоренных ионов к полному, в предположении, что ускорение ионов вызвано электростатическим полем, возникающим из-за пространственного разделения зарядов, в основном на периферии плазменного сгустка, оценим как:

$$N_{\text{уск}} / N_{\text{полн}} \sim r_D / R_0.$$

где  $r_D$  — местный дебаевский радиус,  $R_0$  — начальный радиус плазмы.

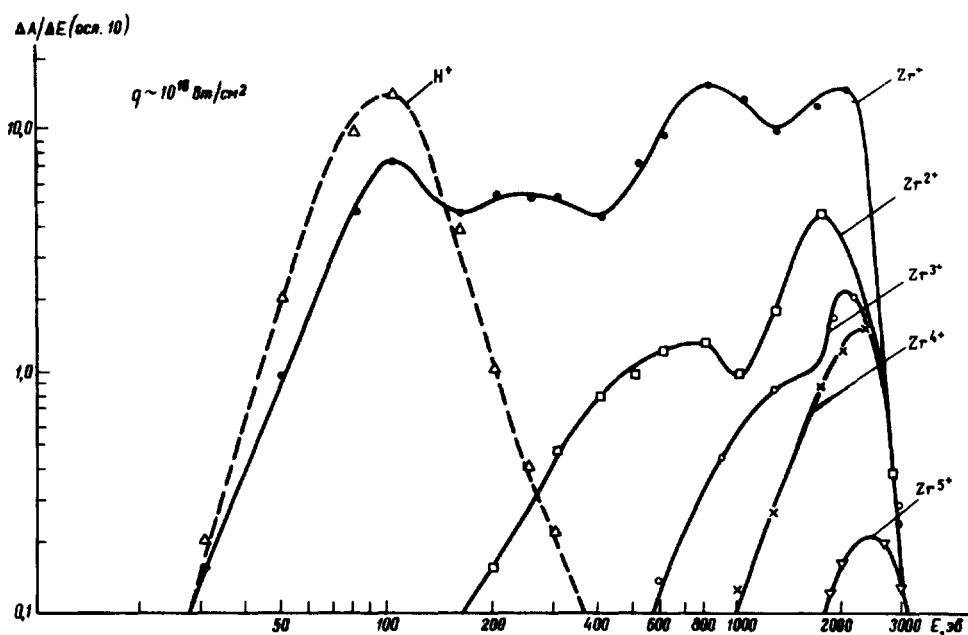


Рис. 3. Мишень — ZrH;  $q \sim 10^{10}$  вт/см<sup>2</sup>;  $\Delta$  — H<sup>+</sup>;  $\bullet$  — Zr<sup>+</sup>;  $\square$  — Zr<sup>2+</sup>;  $\circ$  — Zr<sup>3+</sup>;  $\times$  — Zr<sup>4+</sup>;  $\nabla$  — Zr<sup>5+</sup>

Для характерных  $r_D \sim 10^{-6} \div 10^{-7}$ ,  $R_0 \approx 10^{-2}$ , получаем  $N_{\text{уск}}/N_{\text{полн}} \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ , что находится в удовлетворительном согласии с экспериментом. Из приведенных данных можно заключить, что на поздних стадиях разлета лазерной плазмы регистрируются лишь ускоренные ионы, а основная часть ионов движется с тепловыми скоростями и рекомбинирует.

Московский  
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию  
3 февраля 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] Ю.А.Быковский, Н.Н.Дегтяренко, В.Ф.Елесин, Ю.П.Козырев, С.М.Сильнов. ЖЭТФ, **60**, 1306, 1971.
- [ 2 ] Ю.А.Быковский, В.Г.Дегтярев, Н.Н.Дегтяренко, В.Ф.Елесин, И.Д.Лаптев, В.Н.Неволин. ЖЭТФ, **42**, 958, 1972.
- [ 3 ] Ю.А.Быковский, М.Ф.Грюканов, В.Г.Дегтярев, Н.Н.Дегтяренко, В.Ф.Елесин, И.Д.Лаптев, В.Н.Неволин. Письма в ЖЭТФ, **14**, 238, 1971.
- [ 4 ] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин, Г.В.Склизков. Труды ФИАН АН СССР, **52**, 171, 1970.