

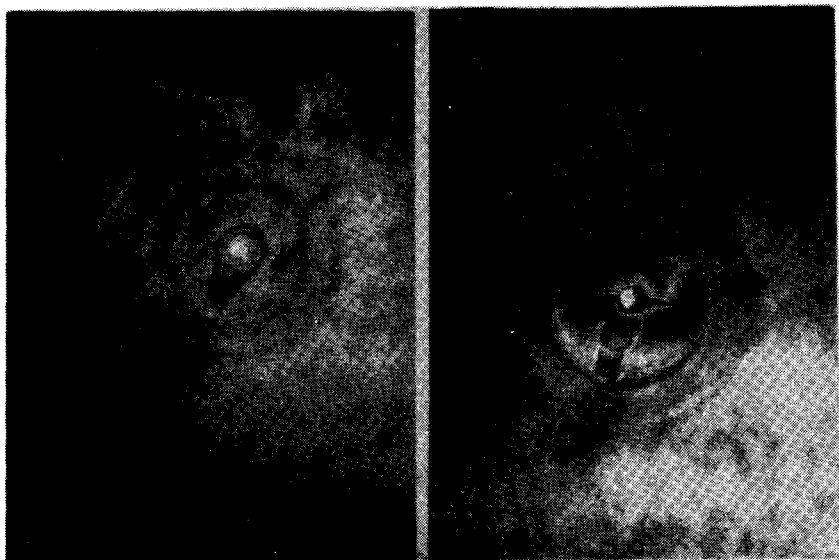
НАБЛЮДЕНИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

*Ю.А.Захаренков, О.Н.Крохин, Г.В.Склизков,
А.С.Шиканов*

В экспериментах по нагреву сферических мишеней на мощной лазерной установке "Кальмар" обнаружена группа быстрых ионов с энергией $\lesssim 0,5$ Мэв. Обсуждаются возможные механизмы генерации.

В последние годы неоднократно сообщалось о появлении в лазерной плазме группы быстрых ионов, уносящих значительную долю поглощенной плазмой энергии [1]. Они были зарегистрированы с помощью времяпролетных корпускулярных методов, имевших малую угловую апертуру и исследующих плазму на поздних стадиях разлета.

В нашем эксперименте с помощью скоростной многокадровой интерферометрии [2] была обнаружена генерация быстрых ионов в плазме, создаваемой на 9-канальной лазерной установке "Кальмар" при облучении сплошных и оболочечных мишеней из стекла (SiO_2) диаметром ~ 100 мкм. При диаметре световых пучков в области мишени ~ 150 мкм и энергии $E_{\text{л}} \approx 150$ Дж, плотность потока составляла $q \sim 10^{14}$ Вт/см² [3].



Интерферограммы лазерной плазмы. Моменты экспозиции 3 нсек (а) и 5,5 нсек (б)

На рисунке показаны интерферограммы, характерные для опытов, когда давление остаточного газа (H_2 или D_2) в вакуумной камере превышало 5 тор. Наряду со сферическим разлетом плазмы отчетливо видно появление "струй", свидетельствующих об узконаправленном движении некоторого числа частиц плазмы¹⁾. Из обработки интерферограмм следует, что электронная плотность N_e внутри "струй" соответствует полной ионизации остаточного газа. Нижний предел чувствительности использованной методики составлял $N_e L \sim 5 \cdot 10^{16}$ см⁻², что при $L \sim 1$ мм (характерный диаметр "струи") дает $N_{e, \text{min.}} \sim 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Это объясняет отсутствие "струй" на интерферограммах при давлениях $p \lesssim 5$ тор.

¹⁾Появление "струй" невозможно объяснить оптическим пробоем газа, так как их направление не совпадало ни с одним из греющих пучков и менялось от опыта к опыту. Угол с ближайшим из пучков составлял $\theta \sim 15 \div 30^\circ$.

Скорость направленного движения быстрых частиц плазмы, ионизирующей окружающей мишень газ, определялась по скорости движения "струи" от поверхности мишени и составляла $\bar{v} \sim (1 \div 2,2) \cdot 10^8$ см/сек. Для ионов со средним атомным весом $A = 20$ это соответствует энергии $E_i \lesssim 500$ кэв. Энергия электронов с такими скоростями $E_e \lesssim 15$ эв.

Потери энергии иона при торможении в окружающем мишень остаточном газе с плотностью $\rho \sim 2 \cdot 10^{-3}$ мг/см³ составляют, согласно [4] $dE/dx \sim 20$ кэв/см. Эта энергия передается цилиндрической ударной волне. Оценивая энергию W последней по ее радиусу [5]: $R \sim (W/\rho)^{1/4} t^{1/2}$ получим значение $W \sim 0,05$ дж/см, а число N быстрых ионов в струе $N \sim W/dE/dx \sim 2 \cdot 10^{13}$ или $\lesssim 1\%$ от числа всех ионов мишени. При этом доля энергии, уносимая быстрыми ионами в струе составляет $\lesssim 5 \div 10\%$ от поглощенной энергии лазера. Отметим, что это максимальная оценка, так как мы предполагаем, что все ионы струи имеют энергию $E_i \sim 500$ кэв.

Возможной причиной образования быстрых ионов в лазерной плазме может явиться ее "перегрев" вследствие изменения электронной теплопроводности, например, из-за генерации спонтанных магнитных полей [6]. Последние достигают при облучении плоских мишеней значений $B \sim 10^6$ гс и, возможно, приводят к струйному характеру разлета плазмы [7, 8] в условиях неоднородного облучения мишени. Однако в случае однородного облучения сферических мишеней (в наших экспериментах это контролировалось по обскурrogramмам [3]) генерация магнитных полей большой интенсивности менее вероятна.

По-видимому, причиной ускорения ионов является сильное резонансное электрическое поле, возникающее в области плазмы с критической плотностью электронов при наклонном падении p -поляризованной световой волны [9]. В условиях нашего эксперимента нормальная компонента поля увеличивается в несколько десятков раз, превосходя 10^9 в/см. Это поле ускоряет электроны перпендикулярно поверхности плазмы, а те в свою очередь увлекают за собой тяжелые ионы [10, 11].

Очевидно, что в случае, когда диаметр мишени несколько меньше диаметра пучка, угол падения излучения в каждом пучке изменяется от 0° (нормальный луч) до 90° (по касательной). При этом резонансное поле E_r имеет резкий максимум вблизи угла θ_m , определяющегося из условия $(k_0 a)^{2/3} \sin^2 \theta_m \approx (1/2)^{2/3}$ [12]. Подставив характерные значения для $\theta_m \approx 15 \div 30^\circ$, получим оценку на характерный размер изменения электронной плотности плазмы $a \sim (1 \div 5) \cdot 10^{-4}$ см. Отметим, что последняя оценка имеет смысл, лишь когда область с критической плотностью имеет строго сферическую поверхность, так как за угол падения принимается угол между нормалью к этой поверхности и лазерным лучом.

Исходя из принятой модели ускорения ионов, оценим среднюю кинетическую энергию $\langle \epsilon \rangle$ электронов в резонансном электрическом поле [13]:

$$\langle \epsilon \rangle \approx \frac{\phi E_0 e}{2} \sqrt{\frac{a}{k_0}} \approx 4 \cdot 10^{-3} \phi \sqrt{qa \lambda_0} \text{ [кэв]},$$

где q в вт/см², $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ и a в см, e — заряд электрона, E_0 — амплитуда электрического поля световой волны в вакууме, ϕ — функция уг-

ла падения, которая в максимуме приблизительно равна единице. Подставляя значения $q \approx 10^{14}$ *вт/см²*, $a \sim 5 \cdot 10^{-4}$ *см*, получим $\langle \epsilon \rangle \sim 10$ *кэв*. Ионы с зарядом $\bar{z} \approx 10$ могут ускоряться до средних энергий ~ 100 *кэв*, что, однако, заметно меньше значений, наблюдаемых на эксперименте.

В заключение авторы выражают благодарность В.Т.Тихончуку за полезные обсуждения.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 марта 1977 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, В.А.Бойко, С.М.Захаров, О.Н.Крохин, Ю.А.Михайлов, Г.В.Склизков, С.И.Федотов. Письма в ЖЭТФ, **18**, 314, 1973; G.H.McCall, F.Young, A.W.Ehler, J.F.Kephart, R.P.Godwin. Phys. Rev. Lett., **30**, 1116, 1973; J.Martineau, M.Rabeau, J.L.Bocher, J.P.Elie, C.Patou. Opt. Comm., **18**, 347, 1976; S.Denus et al. J.Tech. Physics (Poland), №1, 1977.
- [2] Ю.А.Захаренков, А.В.Роде, Г.В.Склизков, С.И.Федотов, А.С.Шиканов. Квантовая электроника, **4**, 815, 1977.
- [3] N.G.Basov, A.A.Kologrivov, O.N.Krokhin, A.A.Rupasov, G.V.Sklizkov, A.S.Shikanov, Yu.A.Zakharenkov, N.N.Zorev. In: Proc. IV Workshop on "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena", Troy, USA, November, 1976, Plenum Press, N.Y., v.4.
- [4] О.Ф.Немец, Ю.В.Гофман, Справочник по ядерной физике, Киев, "Наукова думка", 1975.
- [5] Л.И.Седов. Методы подобия и размерности в механике, М., изд. Наука, 1965.
- [6] J.A.Stamper, V.H.Ripin. Phys. Rev. Lett., **34**, 138, 1975; J.J.Thomson, C.E.Mah, K.G.Estabrook. Phys. Rev. Lett., **35**, 663, 1975.
- [7] Ю.А.Захаренков, Н.Н.Зорев, О.Н.Крохин, Ю.А.Михайлов, А.А.Рупасов, Г.В.Склизков, А.С.Шиканов. ЖЭТФ, **70**, 547, 1976.
- [8] K.Itoh, S.Inoue. Phys. Rev. Lett., **37**, 508, 1976; C.Yamanaka, T.Yamanaka, J.Mizui, N.Yamaguchi. Opt. Comm., **18**, 104, 1976.
- [9] В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме, М., изд. Наука, 1967.
- [10] В.П.Силин. Письма в ЖЭТФ, **21**, 333, 1975.
- [11] D.Baboneau, G.Di Bona, P.Chelle, M.Decroisette, J.Martineau. Phys. Lett., **57A**, 247, 1976.
- [12] J.P.Friedberg, R.W.Mitchell, R.L.Morse, L.I.Rudsinski. Phys. Rev. Lett., **28**, 795, 1972.