

## РЕЗОНАНСНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ПРОБОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА

*Д.В.Гайдаренко, А.Г.Леонов*

*Московский физико-технический институт  
111700, Долгопрудный*

Поступила в редакцию 8 февраля 1991 г.

В работе впервые сообщается о наблюдении резонансного снижения порога образования плазмы в парах облучаемой лазером поверхности металлической мишени, в качестве которой использовалась пластина из натрия. Описаны методы диагностики эрозийной плазмы и обсуждаются характеристики резонансных кривых.

При пробое среды лазерным излучением особый интерес представляет случай, когда энергия кванта резонансна какому-либо переходу в атомной или молекулярной системе. В ряде экспериментальных работ, посвященных облучению стационарных паров щелочных и щелочноземельных металлов плотностью  $N \approx 10^{13} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (см. обзор <sup>1</sup> и библиографию в нем), было показано, что в условиях резонанса при относительно небольшой интенсивности  $I \approx 10^5 \div 10^7 \text{ Вт/см}^2$  и длительности импульса излучения  $\tau \leq 1$  мксек можно достичь практически полной ионизации среды. Теория эффекта первоначально была предложена Межерисом Р. <sup>2</sup>, который предположил, что высокая плотность возбужденных атомов при резонансе является источником энергии, передаваемой в тушащих столкновениях свободным электронам. В более общей форме эффект получил объяснение в работах Касьянова В.А. и Старостина А.Н. <sup>1,3</sup>, которые рассмотрели процесс вынужденного тормозного поглощения при рассеянии электрона на наведенном полем дипольном моменте атома и нашли, что в условиях резонанса резко повышается скорость набора электронами энергии, следствием чего и является резкое уменьшение порога пробоя.

Аналогичный эффект должен проявляться и в процессах взаимодействия лазерного излучения с поверхностью твердого тела. В данной работе, насколько нам известно, впервые, сообщается о наблюдении резонансного снижения порога образования плазмы в парах облучаемой лазером поверхности металлической мишени, в качестве которой использовалась пластина из натрия.

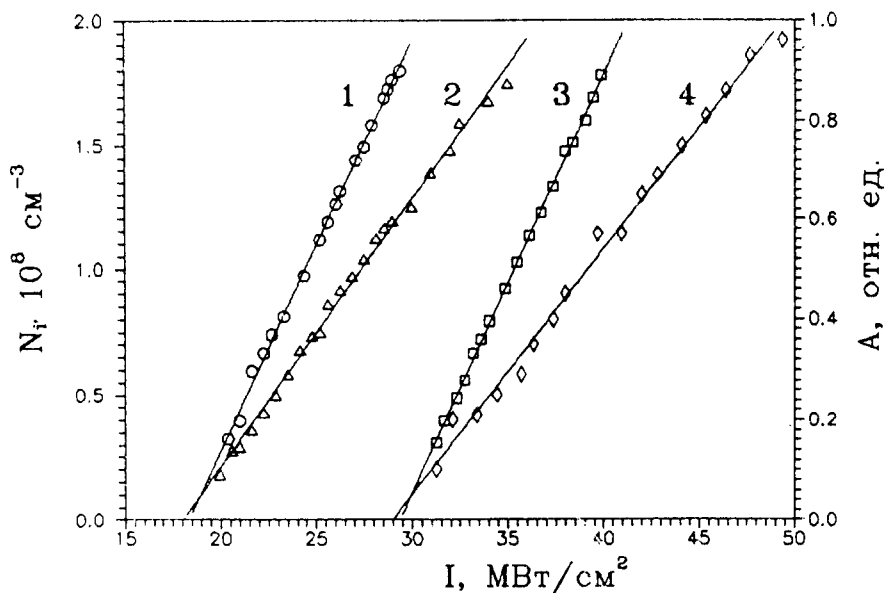


Рис. 1. Зависимость плотности ионов  $N_i$  (1, 3) ( $r=8$  см) и амплитуды  $A$  сигнала свечения плазмы в континууме (2, 4) от интенсивности излучения с длиной волны 588,9 нм (1, 2) и 592,6 нм (3, 4)

Экспериментальная установка состояла из перестраиваемого в окрестности резонансных переходов в атоме Na ( $3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}$ ,  $\lambda \approx 589,6$  нм и  $3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$ ,  $\lambda \approx 589,0$  нм) лазера на красителе ЛЖИ-501 с полушириной спектра излучения 0,05 нм, возбуждаемого второй гармоникой лазера на кристалле YAG: Nd<sup>3+</sup>, а также камеры взаимодействия. Энергия лазерного импульса варьировалась в диапазоне 0÷5 мДж, а его длительность составляла 20 нсек на полувысоте. Излучение фокусировалось на исследуемый образец, помещенный в камеру, откачанную до давления  $10^{-4}$  мм рт.ст., в пятно  $\varnothing$  0,1 мм. Система диагностики эрозионного факела позволяла регистрировать плотность ионной компоненты плазмы  $N_i$  на расстоянии  $r = 8 \div 12$  см от мишени плазменным зондом, работавшим в режиме насыщения, свечение плазмы в континууме в диапазоне 350÷400 нм, а также измерять плотность электронов по штарковскому уширению линий 568,2 и 568,8 нм атома Na<sup>4</sup> при  $r \approx 0,1$  мм с регулируемой задержкой  $\tau_3$  относительно начала лазерного импульса.

Порог образования плазмы определялся для каждой длины волны по методике<sup>5</sup> экстраполяцией к нулевому значению зависимостей амплитуд сигнала зонда и свечения континуума от интенсивности излучения (рис.1). Как следует из представленных данных, кривые для обоих методов сходятся к одной точке, определяя пороговую интенсивность  $I_n$  на данной длине волны. Отметим, что разброс в величине порога не превышал 15÷20%. На рис. 2 представлена зависимость пороговой интенсивности от длины волны в диапа-

зоне  $575 \div 610$  нм. На графике хорошо видно уменьшение  $I_{\text{п}}$  в области резонансных  $3S - 3P$  переходов с шириной распределения на полувысоте  $\Delta\lambda$  порядка 8 нм. Зависимость плотности электронов  $N_e$ , определенной по штарковскому уширению при постоянной интенсивности падающего излучения 56 и 250 МВт/см<sup>2</sup> (рис. 3), также носит отчетливо выраженный резонансный характер с  $\Delta\lambda \approx 5$  и 8 нм.

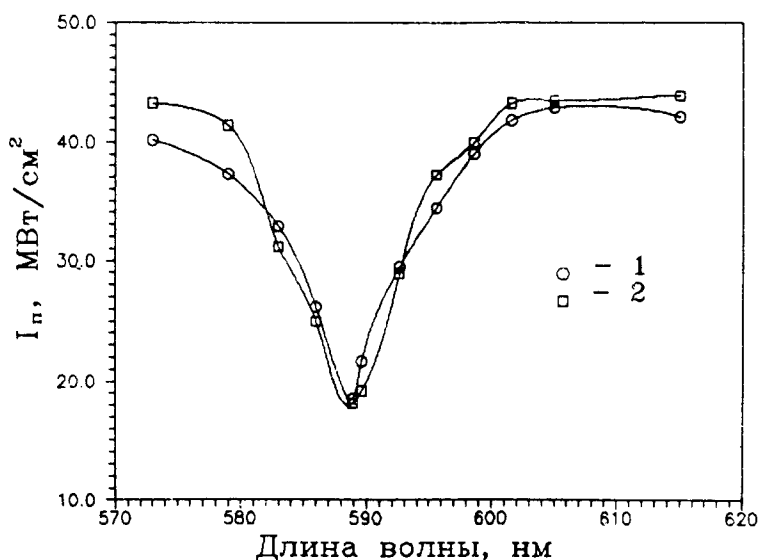


Рис. 2. Зависимость порога плазмообразования ( $I$  - по данным зонда, 2 - по свечению континуума) от длины волны лазерного излучения

Размытие резонансных кривых определяется, по-видимому, полевым уширением, связанным с насыщением перехода. Для плотности пара  $N \sim N_e \sim 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> ширина линии ненасыщенного поглощения  $\Delta\lambda_0 \approx 3 \cdot 10^{-3}$  нм (полагая, что уширение связано главным образом с резонансными столкновениями<sup>6</sup>), а интенсивность насыщения в центре линии  $I_s \approx 2$  Вт/см<sup>2</sup>. Тогда для  $I \approx 5 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> величина уширения составит  $\Delta\lambda \approx \Delta\lambda_0(1 + I/I_s)^{1/2} \approx 15$  нм, что по порядку величины близко к измеренному. При этом  $\Delta\lambda$  медленно увеличивается с ростом интенсивности падающего излучения, что и наблюдалось в эксперименте (рис. 3). Отметим, что приведенная оценка дает, по-видимому, завышенное значение ширины резонансной кривой, поскольку ионизация явно нелинейно зависит от населенности возбужденного уровня.

Обращает на себя внимание тот факт, что измеренное отношение  $\xi$  пороговых интенсивностей и плотностей электронов для резонансного и нерезонансного случаев сравнительно невелико ( $\sim 2 \div 3$ ). В то же время, из результатов работ<sup>1,3</sup> следует, что в наших условиях величина  $\xi$  должна быть порядка  $10^2 \div 10^3$ , такого же порядка отношение плотностей плазмы, определенных в стационарных парах<sup>7</sup>. По всей вероятности, это может быть объяснено следующим. В теплопроводном режиме температура  $T$  поверхности и пара пропорциональна интенсивности, а  $N \propto \exp(-1/T)$  и сильно зависит от  $I$ . Поскольку время ионизации  $\propto N^{-1}$ , то для достижения пробоя за одно и то же время  $\tau_{\text{п}}$ , определяемое длительностью лазерного импульса, в нерезонансном случае потребуется увеличение  $I$  всего в несколько раз, так как

резкий, на несколько порядков рост плотности пара компенсирует падение скорости набора энергии электронами и соответствующее падение константы ионизации по сравнению с резонансом. Необходимо принимать во внимание и возможность значительного самопоглощения лазерного излучения вблизи резонанса при распространении его в облаке пара, расширяющегося навстречу лучу.

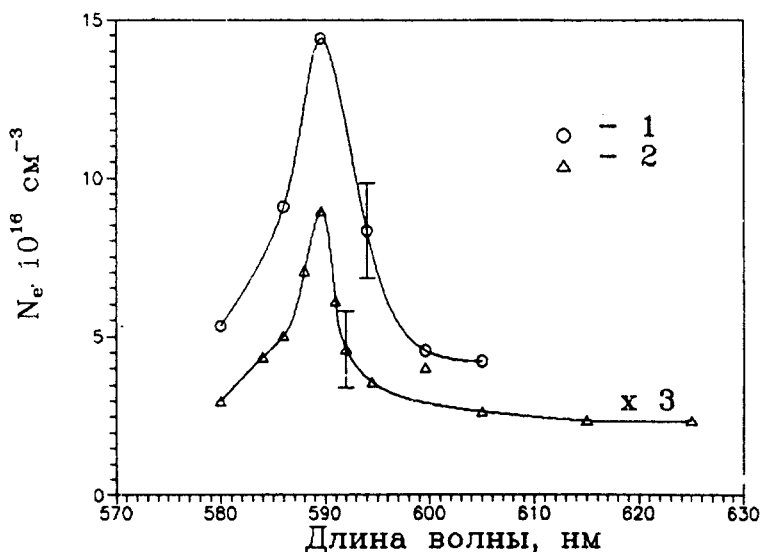


Рис. 3. Зависимость плотности электронов от длины волны лазерного излучения  $r \approx 0,1$  мм,  $\tau_3 = 80$  нсек): 1 -  $I = 250$  МВт/см<sup>2</sup>; 2 -  $I = 56$  МВт/см<sup>2</sup>

Укажем, что, как отмечалось ранее <sup>8</sup>, резонансное снижение порога может быть существенным при взаимодействии с поверхностью алюминия ХеСl-лазера, длина волны которого ( $\lambda = 308$  нм) близка к длине волны перехода  $3P - 3D$  в атоме Al.

Авторы глубоко благодарны Старостину А.Н. за постоянное внимание к работе и полезное обсуждение полученных результатов.

### Литература

1. Касьянов В.А., Старостин А.Н. Сб. Химия плазмы, вып. 16. М.: Энергоатомиздат, 1990, с.67.
2. Measures R.M., Cardinal P.G. Phys. Rev. A, 1981, 23, 804.
3. Касьянов В.А., Старостин А.Н. ЖЭТФ, 1979, 76, 944.
4. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978.
5. Гайдаренко Д.В., Леонов А.Г., Новобранцев И.В. Письма в ЖТФ, 1989, 15, 75.
6. Carrington C.G., Stacey D.N., Cooper J. J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1973, 6, 417.
7. Kunemeyer R., Kock M. J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1983, 16, L607.
8. Гайдаренко Д.В., Леонов А.Г., Чехов Д.И. Тезисы VIII Всесоюзной конференции по взаимодействию оптического излучения с веществом, Ленинград, 1990, с. 37.