

чение длительности УКИ на полувывсоте импульса составило величину 4 ± 2 пс. Как видно, экспериментальное значение достаточно хорошо согласуется с расчетным по формуле (2).

Таким образом, реально существует потенциальная возможность увеличения быстродействия интегрально-оптических процессоров за счет использования УКИ малой длительности до величин 200 Тбит/с.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 7. С. 1319-1360.
- [2] Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М.: Мир, 1986. 368 с.
- [3] Быковский Ю.А., Кульчин Ю.Н., Смирнов В.Л. // Оптика и спектроскопия. 1981. Т. 50. В. 5. С. 941-946.
- [4] Быковский Ю.А., Кульчин Ю.Н., Смирнов В.Л. // Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 52. В. 6. С. 1060-1062.
- [5] Завалин А.И., Кульчин Ю.Н., Мирнос А.В. Авт. свид. № 1182467 (СССР), Бюлл. изобр. № 36 от 30.09.85.
- [6] Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
- [7] Василенко Г.И. Оптическое опознавание образов. М.: Советское радио, 1977. 328 с.
- [8] В у к о в s k y i Yu.A., Z h e r e g y V.G., K u l c h i n Yu.N. - 2nd European conference on Quantum Electronics. EQEC'89. Dresden. GDR, 1989. V. 13D. P. 11.

Поступило в Редакцию
11 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 15

12 августа 1990 г.

04; 07

© 1990

ДИНАМИКА РАСШИРЕНИЯ ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМЫ, ОБРАЗОВАННОЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ XeCl ЛАЗЕРА

Д.В. Г а й д а р е н к о, А.Г. Л е о н о в, Д.И. Ч е х о в

При напылении тонких пленок, создании ионных источников, лазерных атомизаторов и т.д. необходимо знание динамики расширения эрозионной плазмы на больших расстояниях ($r \gg r_0$, $U \cdot r$, где

r_0 – размер области облучения, U – направленная скорость, τ – длительность лазерного импульса), т.е. на стадии инерциального разлета. Существенную роль, в частности, играют диаграмма направленности разлета, закон изменения плотности плазмы с расстоянием, температура плазмы, скорость и энергия ее направленного движения. Однако по крайней мере для лазерного излучения ультрафиолетового диапазона, достаточно полная информация об указанных параметрах отсутствует, а данные отдельных экспериментов [1–5] частично противоречат друг другу. В данной работе предпринята попытка систематического исследования характеристик плазмы пробоя на поверхности алюминия, образованной излучением $HeCl$ лазера ($\lambda = 308$ нм, энергия $\leq 0,5$ Дж, длительность импульса на полувысоте 20 нс) на расстоянии 5–12 см от мишени, помещенной в вакуум ($p \leq 10^{-5}$ мм рт.ст.), с помощью плазменного зонда. Зондом служили пластины из фольгированного стеклотекстолита различного размера, помещенные в экранирующий заземленный кожух. На пластину подавалось отрицательное напряжение (~ 50 В), а перед ней на расстоянии 10 мм размещалась заземленная сетка, позволившая практически исключить ток на зонд, вызванный ионизацией остаточного газа в камере жестким ультрафиолетовым излучением лазерного факела. Излучение лазера линзой ($f = 250$ мм) фокусировалось в пятно размером $0,6 \times 2,5$ мм² и все измерения проводились в плоскости, перпендикулярной мишени и проходящей через малую ось.

В экспериментах измерялась форма импульса тока на зонд и ее зависимость от расстояния до мишени, угла наблюдения, энергии лазера и площади зонда. Как показывают расчеты [6], выполненные в предположении мгновенного и точечного взрыва, на стадии инерциального разлета зависимость плотности тока от времени на расстоянии r на оси факела определяется следующим выражением:

$$j(r, t) = e \left(\frac{512}{9} \right) \left(\frac{2}{\pi} \right)^{3/2} \left(\frac{kT}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{N_0}{r^3} \right) \exp \left(-\frac{3}{2} \lambda^2 \right) \left(\phi \frac{t}{t_m} \right)^{-4} \times \\ \times \exp \left[-\frac{32}{3} \left(\phi \frac{t}{t_m} \right)^{-2} \right] \left(1 - 3\lambda \left(\phi \frac{t}{t_m} \right) / 4 \right), \quad (1)$$

$$\lambda = U \left(\frac{3kT}{M} \right)^{-1/2}; \quad \phi = \left[\left(\lambda^2 + 16/3 \right)^{1/2} - \lambda \right]; \quad t_m = \frac{3}{8} \phi r \left(\frac{3kT}{M} \right)^{-1/2}$$

где k – постоянная Больцмана, T – температура плазмы, M – масса атома алюминия, N_0 – полное число испаренных атомов, e – заряд электрона, t_m – момент времени, в который $j(r, t)$ достигает максимума. Для плоского зонда в режиме насыщения плотность ионов определяется простым соотношением: $N(r, t) = j(r, t)(t/r)(1/e)$.

Аппроксимируя экспериментально измеренный импульс тока выражением (1) по методу наименьших квадратов можно определить температуру плазмы, ее направленную скорость и величину N_0 ,

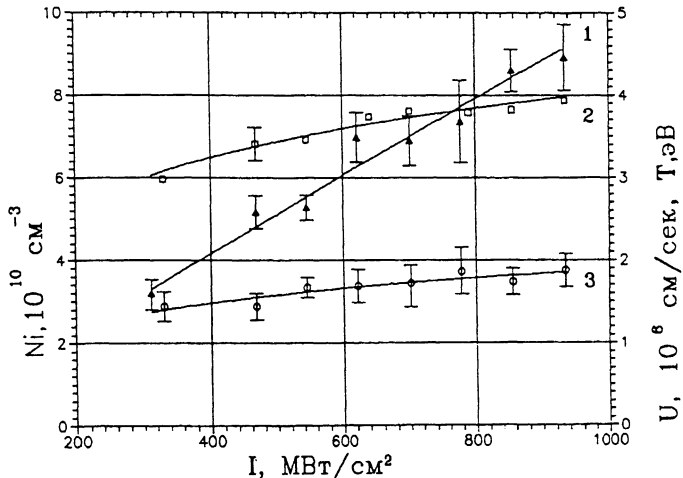


Рис. 1. Зависимость плотности ионов (1), направленной скорости (2) и температуры плазмы (3) от интенсивности лазерного излучения. $r=9.8$ см. Диаметр зонда 3 мм.

которая оказывается сильно заниженной, т.к. в расчетах [6] предполагалось, что все элементы плазмы имеют одну и ту же, направленную по оси факела, скорость U . В действительности это не всегда так, и при относительно малом размере области облучения (см. [7]) разгрузка происходит и в боковом направлении. Однако это обстоятельство не влияет на T , а также и на U , если под U понимать направленную скорость в данном направлении. Отметим, что аппроксимирующая кривая практически совпадает с формой измеренного импульса. Более простым образом эти же величины могут быть получены из полуширины токового импульса τ . Решение трансцендентного уравнения $(1/2)j(r, t_m) = j(r, t)$ при данном r однозначно связывает τ с параметром λ , поэтому, найдя из эксперимента τ и t_m , легко рассчитать T и U . Отметим, что при $\lambda \geq 10$, $U \approx r/t_m$.

На рис. 1 представлены зависимости плотности ионов в максимуме N_i , температуры плазмы и скорости U от интенсивности лазерного излучения I . Видно, что плотность практически линейна, а T и U слабо растут с ростом I . Отметим, что температура близка к оцененной в [4, 8] (1–2 эВ) и к измеренной в [5] (~ 1.5 эВ) для близких параметров. Величина же U в полтора-два раза превышает измеренную зондом в [2, 5] и согласуется с данными [1, 4], определенными съемкой факела ЭОПом. При этом энергия направленного движения лежит в диапазоне 120–220 эВ, т.е. на два порядка превышает температуру плазмы. За-

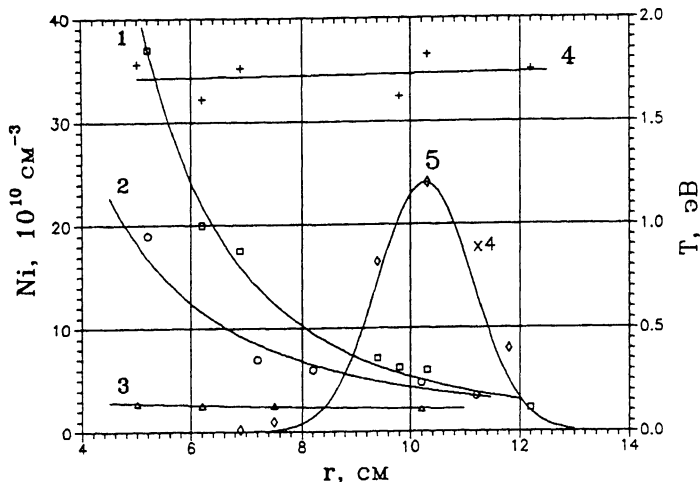


Рис. 2. Зависимости плотности ионов, измеренные зондами диаметром 3 мм (1), 10 мм (2), кольцевым зондом (3) и температуры плазмы (4) от расстояния до мишени. 5 - профиль плотности ионов при $t=3.5$ мкс, $I=620$ МВт/см². Кривые 4 и 5 получены при $d=3$ мм.

зависимость N_i от расстояния r для зондов различного размера d показана на рис. 2. На этом же рисунке показаны величины T в разных точках пространства и профиль концентрации ионов, аппроксимированный выражением (1), для данного момента времени $t=3.5$ мкс. Как следует из графиков, температура практически постоянна, что свидетельствует о бесстолкновительном характере разлета по крайней мере при $r \geq 5$ см. Профили плотности при других t подобны показанному на рисунке и расширяются с течением времени, перемещаясь в область больших r . Обращает на себя внимание тот факт, что, как и отмечалось ранее [1], расширяющаяся плазма имеет вид компактного сгустка.

В экспериментах исследовались также и угловые зависимости разлета. Данные измерений обнаружили значительную анизотропию расширения. Так, N_i падает в два раза на угле $\theta \approx 30^\circ$, а направленная скорость на этом же угле уменьшается на 20%. Сильная анизотропия приводит к тому, что при наблюдении потока плазмы зондом, имеющим большой угловой размер $\varphi = 2 \arctg(d/2r)$, $N_i \sim r^{-n}$, где $n < 3$. Так, в наших условиях (см. рис. 2), для зонда диаметром $d=10$ мм $N_i \sim r^{-2}$, для кольцевого зонда площадью 20 см² и средним \varnothing 70 мм N_i практически не зависит от расстояния и только при $d=3$ мм $N_i \sim r^{-3}$, как следует из закона расширения в пренебрежении рекомбинацией. Анизотропия разлета

приводит также к уширению импульса тока, что влечет за собой кажущееся увеличение измеряемой скорости и уменьшение U . Видимо, эти причины привели к зависимости $N_i \propto r^{-2.5}$ ([5], $\theta \approx 14^\circ$, $\varphi = 7-33^\circ$) и к относительно малой скорости максимума распределения в [2] ($v \approx 2 \cdot 10^6$ см/с, $\varphi \approx 8^\circ$, $I = 500$ МВт/см²).

Таким образом, при соблюдении условия $\varphi \ll \theta$, плоский электрический зонд позволяет дать полную информацию о параметрах плазмы на больших расстояниях от мишени.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Анисимов В.Н., Большов Л.А., Гайдаренко Д.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. С. 808.
- [2] Агеев В.П., Ахсахалян А.Д., Гапонов С.В. и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. С. 930.
- [3] Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 761.
- [4] Минько Л.Я., Чумаков А.П., Ефремов В.В. и др. // ЖПС. 1989. Т. 51. С. 746.
- [5] Von Gutfeld R.J., Dreyfus R.W. // Appl. Phys. Lett. 1989. Т. 54. С. 1212.
- [6] Utterback N.J., Tang S.P., Friichtenicht J.F. // Phys. Fluids. 1976. V. 19. С. 900.
- [7] Ахсахалян А.Д., Гапонов С.В., Лучин В.И., Гириманов А.П. // ЖТФ. 1988. Т. 58. С. 1885.
- [8] Агеев В.П., Горбунов А.А., Конов В.И. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. С. 1214.

Поступило в Редакцию
23 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 15 12 августа 1990 г.

05.2

© 1990

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НОВЫХ СЕГНЕТОЭЛАСТИКОВ [NH₂(C₂H₅)₂]₂CuCl₄ И [NH₂(C₂H₅)₂]₂CoCl₄

О.Г. Влох, М.И. Бублик,
И.И. Половинко, О.М. Ольхова,
С.А. Свеллеба, Т.М. Основский

Кристаллы [NH₂(C₂H₅)₂]₂BCl₄ (B = Co, Zn, Mn, Cu) исследовались ранее калориметрическими методами [1]. Было показано, что в области температур T = 295–340 К в них наблюдались фазовые