

# ЗОНДОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ВАКУУМЕ

*А. С. Каторов, В. О. Ревазов, В. П. Селезнев*

ФГУП «ВНИИА им. Н. Л. Духова», Москва

## Введение

С появлением малогабаритных лазерных систем, представляет широкий научный и производственный интерес создание электрофизических установок и приборов, принцип действия которых основывается на оптическом управлении. В связи с этим в настоящее время особенно актуальны исследования взаимодействия лазерного излучения с веществом.

Взаимодействие лазерного излучения с металлом происходит следующим образом: излучение лазера фокусируется на поверхности металла в пятно диаметром обычно несколько десятых миллиметра, чем вызывает интенсивный нагрев облучаемой поверхности. Возникает термоэлектронная эмиссия, и затем при интенсивности падающего излучения, лежащей в диапазоне от  $10^6$  до  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> [1], в течение не более 5–10 нс после начала облучения происходит плавление и испарение материала мишени. Воздействие продолжающегося лазерного импульса на пары вещества вызывает их ионизацию, что приводит к формированию лазерно-пламенного факела, распространяющегося в вакуум [2].

Плазму, возникшую на поверхности тела при его облучении сфокусированным лазерным пучком, называют «приповерхностной лазерной плазмой» [3] или просто «лазерной плазмой».

Одним из наиболее широко используемых и информативных методов диагностики плазмы является метод зондов Ленгмюра, который позволяет определять концентрации заряженных частиц плазмы, функции распределения электронов по энергиям и скоростям, потенциал плазмы.

Для определения влияния материала мишени на параметры лазерной плазмы и динамику формирования лазерного факела в рамках данной работы проведены зондовые исследования лазерной плазмы инициируемой на различных мишенях, лазерным излучением наносекундного диапазона длительности с интенсивностью порядка  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup> в вакуумной камере с давлением порядка  $10^{-4}$  Торр.

## Схема экспериментов

Исследования проводились в оптически прозрачной вакуумной камере, оснащенной двухэлектродной системой, где один из электродов являлся мишенью, а второй одиночным зондом. Схема экспериментов показана на рис. 1.

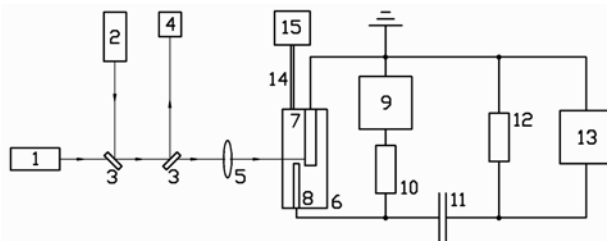


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – лазер импульсный твердотельный с диодной накачкой, 2 – юстировочный лазер (He-Ne), 3 – полупрозрачные зеркала, 4 – фотодатчик, 5 – собирающая линза, 6 – вакуумная камера, 7 – мишень, 8 – зонд, 9 – источник постоянного тока, 10 – резистор (27 кОм), 11 – конденсатор с емкостью 2 мкФ, 12 – резистор (60 Ом), 13 – осциллограф, 14 – вакуум-провод, 15 – магнитно-разрядный насос

В работе использовался импульсный твердотельный лазер с диодной накачкой наносекундного диапазона длительности. Длина волны лазерного излучения – 1064 нм. Энергия лазерного излучения в импульсе – 1,0 мДж.

При проведении эксперимента (рис. 1) импульс излучения лазера 1, попадая на полупрозрачное зеркало 3, разделялся на две части. Первая часть поступала на фотодатчик 4, подключенный к осциллографу, а вторая, проходя через собирающую линзу 5 и оптически прозрачную стенку вакуумной камеры 6, фокусировалась на поверхность мишени, что приводило к возникновению вблизи мишени лазерной плазмы. Далее, после получения сигнала с фотодатчика, осциллограф регистрировал сигнал с зонда, установленного на расстоянии 8 мм от мишени.

В условиях эксперимента радиус Дебая  $r_D \approx 10$  мкм, длины свободного пробега электронов и ионов составляют порядка 0,3 м, что соответствует реализации условия бесстолкновительного слоя в методе зондов Ленгмюра.

Эксперименты проводились для трех материалов мишени: титан, ковар, алюминий. Для каждого из представленных материалов было получено более 50 осциллограмм с хорошей повторяемостью, показывающих сигнал с зонда и фотодатчика в зависимости от времени, начиная с момента попадания лазерного луча на фотодатчик (на мишень).

Далее, записывая ток на зонде при разных потенциалах зонда через одно и то же время после попадания лазерного излучения на мишень, были получены вольтамперные характеристики зонда в разные моменты времени (рис. 2).

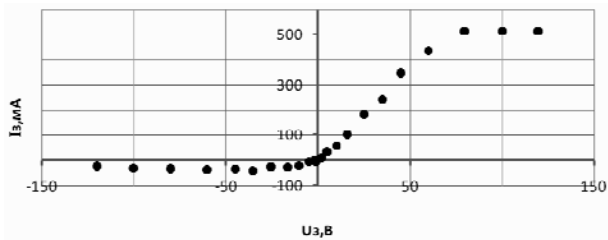


Рис. 2. Вольтамперная характеристика сигнала с зонда через 60 нс после попадания лазерного излучения на мишень из титана

По полученным вольтамперным характеристикам определялись значения температур и концентраций заряженных частиц.

Необходимо отметить, что для построения вольтамперных характеристик и получения более точных результатов были использованы осциллограммы, полученные усреднением по нескольким измерениям. Экспериментальные данные были получены в диапазоне потенциалов зонда от  $-120$  В до  $120$  В.

### Результаты и их обсуждение

На рис. 3 представлены типичные осциллограммы лазерного импульса и сигнала на зонде при потенциалах зонда  $-80$  В,  $-5$  В,  $+5$  В и  $+80$  В на мишени из титана (сигнал схожей формы наблюдался и на других мишенях).

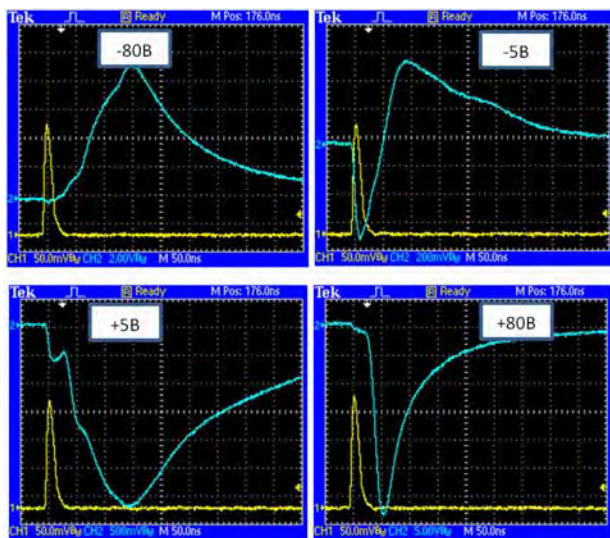


Рис. 3. Осциллограммы лазерного импульса (ch1) и сигнала на зонде (ch2) при потенциалах зонда  $-80$  В,  $-5$  В,  $+5$  В,  $+80$  В на мишени из титана (сплав ВТ1-0)

На данных осциллограммах прослеживается два характерных пика. Первый пик возникает одновременно с попаданием лазерного излучения на мишень, при этом амплитуда пика не меняется как при изменении величины напряжения, подаваемого на зонд, так и при смене его полярности.

Примерно через  $100$  нс после попадания лазерного импульса на мишень возникает второй пик,

который также наблюдается на всех осциллограммах. Его амплитуда зависит от величины потенциала, приложенного к зонду. На всех материалах мишени этот пик при отрицательных потенциалах наблюдается раньше, чем при положительных.

В настоящей работе первый пик наблюдается одновременно с приходом на мишень лазерного излучения. Согласно [4], это явление связано с фотоэлектронным током на зонд. Однако красная граница фотоэффекта для исследуемых материалов составляет  $450$  нм для алюминия,  $287$  нм для железа и  $249$  нм для никеля, что существенно ниже длины волны лазерного излучения, используемого в эксперименте.

Смещение красной границы фотоэффекта возможно при использовании мощных импульсных лазеров [5, 6] за счет явления многофотонного поглощения.

Таким образом, были сделаны выводы о том, что в настоящей работе появление на осциллограммах первого пика связано с приходом на зонд группы электронов, вызванных многофотонным фотоэффектом при взаимодействии лазерного излучения с мишенью. Второй пик вызван приходом на зонд основной группы частиц (лазерной плазмы), полученной в результате плавления и испарения материала мишени [4].

По полученным осциллограммам для нахождения температуры и концентрации заряженных частиц были построены вольтамперные характеристики в различные моменты времени после попадания лазерного импульса на мишень.

Вольтамперные характеристики сигнала с зонда полученные через  $0$ – $20$  нс после попадания лазерного излучения на мишень, не подлежат анализу, т. к. их вид сильно отличается от предложенного Ленгмюром в его теории зондов. На рис. 4 показан пример такой характеристики.

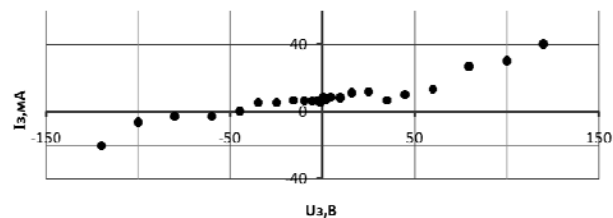


Рис. 4. Вольтамперная характеристика сигнала с зонда через  $20$  нс после попадания лазерного излучения на мишень из кобальта

Наиболее близкий к классическим, вид вольтамперных характеристик наблюдается в моменты времени  $40$  и  $60$  нс после попадания лазерного импульса на мишень. На рис. 2. показана такая характеристика, полученная на титане через  $60$  нс после попадания лазерного импульса на мишень.

Вольтамперные характеристики сигнала с зонда, наблюдаемые через  $80$ – $400$  нс после попадания лазерного излучения на мишени из кобальта, алюминия и титана, имели схожую форму. Так, на рис. 5 показана характеристика для титана, полученная в момент времени  $260$  нс от попадания лазерного импульса на мишень.

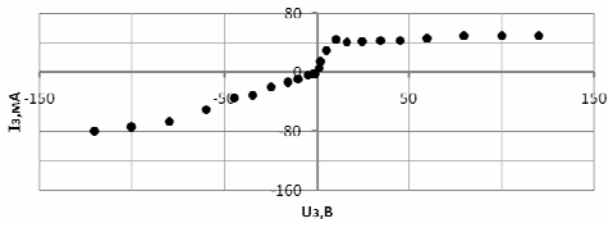


Рис. 5. Вольтамперная характеристика сигнала с зонда через 260 нс после попадания лазерного излучения на мишень из титана

Представленные вольтамперные характеристики несколько отличаются от классических. Наблюдается сильный рост значения ионного тока при уменьшении потенциала зонда (в классическом случае его величина практически не изменяется). В результате данного эффекта не представляется возможным найти ионный ток насыщения, а, следовательно, и концентрацию ионов, поэтому в настоящей работе мы ограничимся нахождением таких параметров плазмы, как температура и концентрация электронов. Описанное явление, судя по всему, вызвано развитием в плазме ленгмюровских колебаний, которые способствуют разбросу регистрируемых значений тока на зонде [7, 8].

По полученным вольтамперным характеристикам сигнала с зонда для каждого из материалов мишени, в диапазоне по времени от 0 нс до 400 нс (с шагом 20 нс), были найдены значения температур и концентраций электронов в различные моменты времени.

На рис. 6 показаны зависимости величин температур электронов от времени, пройденного с момента попадания лазерного импульса на мишени из кобара, алюминия и титана.

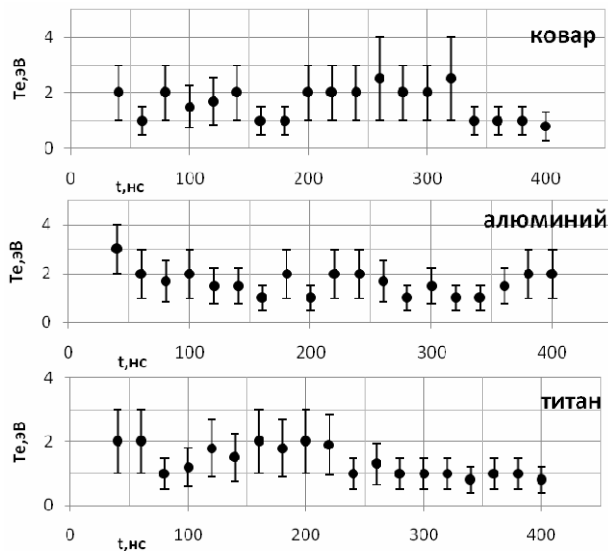


Рис. 6. Зависимость температуры электронов от времени, с момента попадания лазерного импульса на мишени из кобара, алюминия и титана

Анализ представленных зависимостей позволяет сделать вывод о том, что температура электронов на протяжении всего времени регистрации была одинаковой в пределах погрешности и составила  $T_e = 1,5$  эВ, более того, величина ее одинакова и при разных материалах мишени. Таким образом, можно утверждать, что в условиях эксперимента величина температуры электронов, в пределах погрешности, не зависит ни от времени, с момента попадания лазерного импульса на мишень, ни от материала мишени.

Иная картина прослеживается с зависимостями величин концентрации электронов от времени, с момента попадания лазерного импульса на мишени из кобара, алюминия и титана (рис. 7). Здесь предельные значения различаются, и титан показал более высокий максимум концентрации электронов  $Ne = 5,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , нежели алюминий ( $Ne = 4,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ), и ковар ( $Ne = 3,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ).

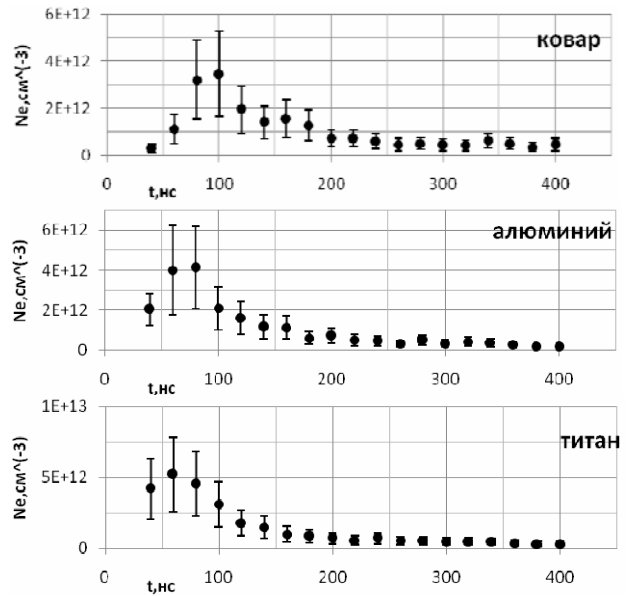


Рис. 7. Зависимость концентрации электронов от времени, с момента попадания лазерного импульса на мишени из кобара, алюминия и титана

При рассмотрении временных характеристик лазерная плазма полученная на титане достигла максимума концентрации быстрее, чем плазма, инициируемая на других мишенях. Так, максимум концентрации электронов у титана был достигнут уже через 60 нс после попадания лазерного импульса на мишень. У алюминия это время составило 80 нс, а у кобара 100 нс.

Таким образом, при рассмотрении зависимости концентрации электронов от времени, с момента попадания лазерного импульса на мишень, титан показал как более высокий максимум концентрации электронов, так и более быстрое его достижение.

1. В результате проведения зондовых исследований лазерной плазмы, инициируемой на мишенях из кобальта, алюминия и титана лазерным излучением наносекундного диапазона длительности в вакууме, были получены осциллограммы сигналов с зонда при различных потенциалах зонда. На основании анализа экспериментальных результатов показано, что появление первого пика на осциллограммах связано с приходом на зонд группы электронов, вызванных многофотонным фотоэффектом при взаимодействии лазерного импульса с мишенью. Второй пик вызван приходом на зонд основной группы частиц (лазерной плазмы), полученной в результате плавления и испарения материала мишени.

2. Полученные вольтамперные характеристики сигнала с зонда в различные моменты времени после попадания лазерного импульса на мишени из кобальта, алюминия и титана выявили расхождение вида электронной и ионной частей вольтамперных характеристик классическими. Наблюдался сильный рост ионного тока при уменьшении потенциала зонда (в классическом случае его значение практически не изменяется).

3. Было получено значение температуры электронов, которая составила  $T_e = 1,5 \pm 1$  эВ и, в пределах погрешности эксперимента, не зависела ни от времени, пройденного с момента попадания лазерного импульса на мишень, ни от материала мишени.

4. Анализ зависимостей концентрации электронов от времени, пройденного с момента попадания лазерного импульса на мишень, показал тенденцию увеличения максимальных значений концентраций электронов при замене материала мишени скобальта алюминия на титан. Время, необходимое для достижения максимума, в случае, когда материалом мишени является титан, составляет 60 нс, что на 20 нс меньше, чем у алюминия и на 40 нс меньше, чем у кобальта.

1. Месяц Г. А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000. 424 с.
2. Сливков И. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. – М.: Энергоатомиздат, 1986. 256 с.
3. Воробьев В.С. //УФН.1993. Т. 163. № 12. С .51.
4. Chang C. T., Hashmi M. and Pant H. C. // Study of a laser-produced plasma by langmuir probes. – Plasma Physics. Vol. 19. P. 1129–1138. Pergamon Press. 1977: Printed in Northern Ireland.
5. Годжаев Н. М. // Оптика. – Москва, «Высшая школа», 1977. С.345.
6. Ландсберг Г. С. //Оптика. – ФИЗМАТЛИТ, 2003. С. 576–593.
7. Barnett C. F., Reynolds H. K. // Phys. Rev., 109, 355 (1958).
8. Berry H. W. // Phys. Rev., 74, 848 (1948).
9. Dogar A.H., Ilyas B., Ullah S., Nadeem A., Qayyum A. // Langmuir Probe Measurements of Nd-YAG Laser-Produced Copper Plasmas – IEEE transactions on plasma science. Vol. 39, No 3, March 2011. P. 897–900.
10. Kumari S., Kushwaha A., Khare A. // Spatial distribution of electron temperature and ion density in laser induced ruby ( $Al_2O_3:Cr^{3+}$ ) plasma using Langmuir probe. – 15<sup>th</sup> International conference on laser aided plasma diagnostics, October 13–19, 2011, Jeju, Korea.
11. Margarone D., Mascali D., Torrisi L., Miracoli R., Gambino N., Gammino S., Ciavola G., Celona L., Maimone F. // Langmuir probe diagnostics of plasma produced by laser ablation. – 35th EPS Conference on Plasma Phys. Hersonissos, 9–13 June 2008. ECA Vol. 32D, P 2.142.