

[9] Desurville E., Paruchon M.,  
Pocholle J.P., Raffy J. // Electron.  
Lett. 1983. V. 19. N 19. P. 751-753.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе  
АН СССР,  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
20 октября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 3

12 февраля 1989 г.

04; 11; 07

### О ПОРОГАХ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Д.В. Гайдаренко, А.Г. Леонов,  
И.В. Новобранцев

Одной из важнейших характеристик процесса взаимодействия лазерного излучения с поверхностями твердых тел является величина интенсивности излучения ( $I_{\text{л}}$ ) или плотность его энергии ( $E_{\text{л}}$ ), под действием которых на поверхности возникает плазма (порог плазмообразования). Зависимости этих величин от различных параметров достаточно полно исследовались в инфракрасном и оптическом диапазонах длин волн, однако только весьма ограниченное число работ (см., например, [1-5]) посвящено таким исследованиям в УФ области. При этом величины порога, приведенные в разных работах и измеренные разными методами на отдельных металлах, имеют значительный разброс. Целью данной работы были систематические измерения характеристик лазерного факела на поверхности различных металлов с целью определения начала плазмообразования и нахождения пороговой интенсивности в ультрафиолетовой части спектра.

Экспериментальная установка состояла из электроразрядного  $\text{XeCl}$  лазера ( $\lambda = 308$  нм, энергия импульса до 0,5 Дж, длительность импульса - 20 нс на полувысоте) и камеры взаимодействия, откачиваемой до давления не хуже  $10^{-5}$  мм рт.ст., в которую помещался исследуемый полированный образец, изготовленный из металла марки „С4“. Лазерное излучение фокусировалось на образец линзой с фокусным расстоянием 250 мм в пятно размером  $0,60 \times 2,5$  мм<sup>2</sup>. Система диагностики позволяла регистрировать свечение лазерной плазмы в отдельных спектральных линиях и состояла из системы объективов, проецировавших изображение лазерного факела с трехкратным увеличением на входную щель спектральной приставки СП-78, работавшей в режиме монохроматора с

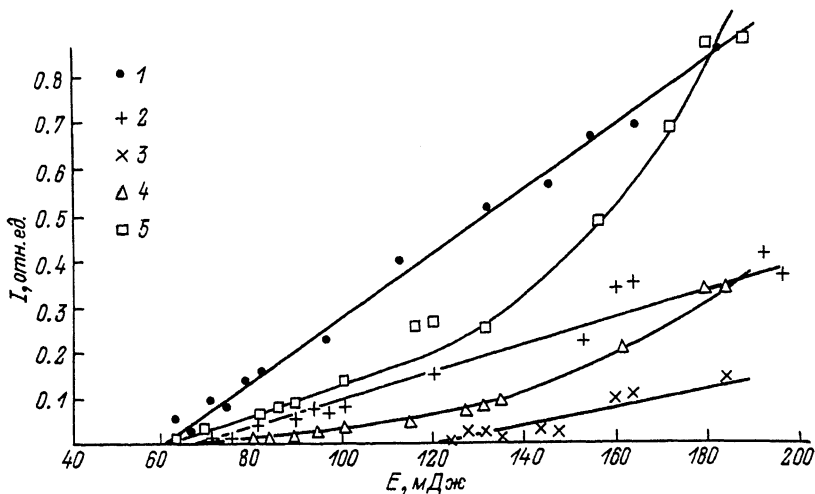


Рис. 1. Зависимость интенсивности свечения паров алюминия в разных спектральных диапазонах от энергии лазерного импульса: 1 -  $Al\ II$ , 624,3 нм; 2 -  $Al\ II$ , 559,3 нм; 3 -  $Al\ III$ , 569,6 нм; 4 - континуум, 564 нм; 5 - континуум, 609 нм.

линейной дисперсией в плоскости выходной щели 50 Å/м. За выходной щелью помещался приемник излучения - ФЭУ-84, сигнал с которого регистрировался осциллографом С8-14. Входная щель СП-78 ориентировалась вдоль оси факела. Прилегающая к мишени область размером 0,2 мм прикрывалась диафрагмой для предотвращения попадания в систему регистрации свечения собственно самой мишени, которое может быть значительным в допороговой области (см., например, [6]) и исказить результаты измерений. Помимо спектральных характеристик нами регистрировалось также появление заряженных частиц с помощью зонда площадью 20 см<sup>2</sup> и удаленного от мишени на расстояние 8,25 см. Перед зондом помещалась заземленная сетка, сигнал с зонда, находившегося под отрицательным потенциалом относительно сетки и работавшего в режиме насыщения, также регистрировался осциллографом С8-14.

Величина порога определялась ранее по возникновению вспышки на поверхности металла [1, 2, 4], по появлению особенности в форме отраженного от мишени лазерного импульса [1, 2], по возникновению свечения линии возбужденного нейтрального атома [3], появлению сигнала на электрическом зонде [4], резкому снижению коэффициента отражения от поверхности мишени [5] и т.д. По-видимому, более прямым методом является определение порога плазмообразования оптическими методами по появлению свечения возбужденных ионов материала мишени и тормозного и фоторекомбинационного континуума в приповерхностной области, что и было сделано в данной работе.

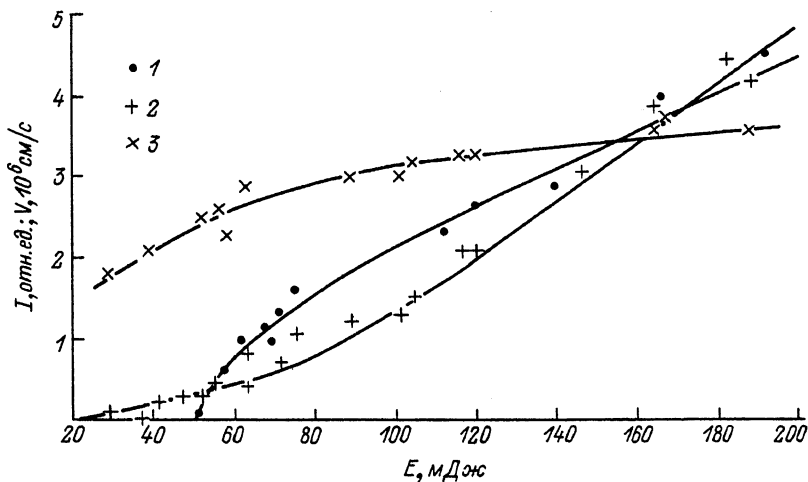


Рис. 2. Зависимость интенсивности свечения нейтрального алюминия (396.1 нм) (1), тока на коллектор (отн. ед.) (2) и максимальной скорости разлета плазмы от энергии лазерного импульса (3).

На рис. 1, 2 представлены зависимости амплитуды свечения лазерной плазмы у поверхности алюминия в различных спектральных диапазонах, амплитуда тока коллектора и максимальная скорость разлета плазмы, определенная с помощью зонда времяпролетным способом в зависимости от энергии падающего излучения  $E$ . Укажем основные особенности полученных результатов. Интенсивность свечения ионной компоненты и амплитуда сигнала коллектора растут линейно с ростом  $E$ . Интенсивность же свечения в континууме, как видно из рисунка, терпит изгиб примерно в той области, где возникает свечение  $Al III$ . Все зависимости носят резко выраженный пороговый характер, при этом в пределах ошибки амплитуды свечения разных линий  $Al II$  и континуума в разных участках спектра сходятся к одной точке. В окрестности этой же точки скорость нарастания тока зонда увеличивается, в то время как рост интенсивности свечения нейтрального алюминия замедляется, а скорость разлета плазмы насыщается. Аналогичные зависимости получены и при облучении ряда других металлов:  $Bi, Cd, Cu, Ti, W$ .

При увеличении в три раза площади пятна, что достигалось изменением расстояния между фокусирующей линзой и мишенью, пороговые интенсивности в пределах ошибки измерения не менялись. Это свидетельствует о вполне удовлетворительном качестве лазерного излучения. Более раннее начало возникновения свечения нейтральных атомов и появления заряженных частиц может быть объяснено тем, что уже в припороговой области энергий температура поверхности и плотность пара над ней настолько велики, как следует

из простых оценок (см., например, [7, 8]), что количество возбужденных атомов в потоке пара и поток термоионов с поверхности вполне достаточны для их уверенной регистрации. Отметим также, что для атомов  $Al$  и  $Bi$  существует возможность прямого возбуждения лазерным излучением из-за близости энергий лазерного кванта и энергии возбуждения ряда уровней.

Совокупность полученных данных свидетельствует о том, что в области возникновения свечения первых ионов и континуума начинается резкая ионизация пара облучаемого металла, и энергию, соответствующую данному порогу, можно принять за порог возникновения плазмы.

Усредненные данные по порогам для различных металлов, полученные экстраполяцией кривых методом наименьших квадратов и пересчитанные на интенсивность падающего излучения, приведены в таблице. Проведенный нами анализ показал, что полученные данные не поддаются систематизации по какому-либо параметру (теплопроводности, температуропроводности, энергии сублимации и ионизации и т.д.). Очевидно, это связано с тем, что процесс возникновения факела представляет собой весьма сложное явление и для каждого конкретного металла требует детальных численных расчетов. Отметим, что полученные нами значения достаточно хорошо согласуются с результатами работ [5] для  $Al$  - 200 МВт/см<sup>2</sup>, но значительно превышают значение порога пробоя, определенного по свечению  $Al$  1, полученное в [3] - 130 МВт/см<sup>2</sup>.

Металл	$Al$	$Cd$	$Bi$	$Cu$	$Ti$	$W$
$I_{пор},$ МВт/см <sup>2</sup>	220	180	110	390	170	390
	$\pm 25$	$\pm 10$	$\pm 15$	$\pm 40$	$\pm 20$	$\pm 30$

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Rosen D.I., Mitteldorf J., Kothandaraman G., Pirri A.N., Pugh E.R. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 3190.
- [2] Rosen D.I., Hastings D.E., Weyl G.M. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 5882.
- [3] Rothenberg J.E., Koren G. // Appl. Phys. Lett., 1984, V. 44. P. 664.
- [4] Агеев В.П., Горбунов А.А., Данилов В.П., Конов В.И., Никитин П.И., Прохоров А.М. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. С. 2451.
- [5] Агеев В.П., Горбунов А.А., Конов В.И. Тезисы VII конференции взаимодействия оптического излучения с веществом. Л., 1988.
- [6] Беньков А.В., Луговской В.Б. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. С. 709.

- [7] Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
- [8] Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974.

Московский физико-технический институт

Поступило в Редакцию  
2 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 3

12 февраля 1989 г.

01; 06; 07

### РЕЛАКСАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И НЕРАВНОВЕСНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТИ В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ

Н.С. Аверкиев, А.Н. Именков,  
А.М. Литвак, Ю.П. Яковлев

1. В настоящее время широкое развитие получают волоконно-оптические линии связи с использованием в качестве источников излучения полупроводниковых гетеролазеров. Предельная скорость передачи информации в таких линиях зависит от быстродействия приемника, дисперсии сигнала и быстродействия источника. В настоящей работе будут проанализированы сравнительные характеристики быстродействия при включении и выключении обычных инжекционных и квантово-размерных лазеров на гетеропереходе  $\Gamma$ -го рода ( $GaSb / GaAlSbAs$ ) [1]. Излучение в таких квантово-размерных лазерах генерируется за счет накопления основных носителей заряда в самосогласованных потенциальных ямах по обе стороны гетероперехода  $\Pi$ -го рода, возникающих при приложении напряжения большего контактной разности потенциалов.

Особенность этих лазеров состоит в малом времени заполнения этих потенциальных ям носителями. Характерным временем установления квази-равновесного распределения носителей в активной области (квантовых ямах) является Максвелловское время релаксации ( $\tau_M = \epsilon / 4\pi \sigma$ ). По порядку величины это время составляет  $10^{-13}$ – $10^{-14}$  с. В наиболее высокоомных слоях  $\tau_M$  достигает  $10^{-11}$  с. В обычных инжекционных лазерах время установления квази-равновесного распределения носителей в активной области определяется временем жизни неосновных носителей заряда, которое составляет  $10^{-8}$ – $10^{-9}$  с. Представляет интерес исследование влияния времени установления квази-равновесного распределения носителей в активной области на быстродействие лазеров.

2. Для определения кинетики установления квазиравновесного распределения носителей и когерентного излучения при включении