

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА

PACS 52.50.Jm; 52.38.Mf; 79.20.Eb; 32.70.Jz

Уширение спектральных линий буферного газа и вещества мишени при лазерной абляции**Н.Е.Каск, С.В.Мичурин**

Экспериментально исследовано уширение дискретных линий в спектре плазмы, возникающей при лазерной абляции металлических мишеней в широком диапазоне давлений (10^2 – 10^7 Па) окружающего газа (Ar, He, H_2). Получены зависимости уширения от расстояния до мишени и начального давления газа. Установлено, что зависимости уширения спектральных линий буферного газа существенно отличаются от соответствующих зависимостей для атомов и ионов вещества мишени. Атомы буферного газа по сравнению с атомами мишени излучают из более плотных слоев плазмы, а контуры их спектральных линий имеют сложную форму.

Ключевые слова: лазерная абляция, перколяция, итарковское уширение спектральных линий.

1. Введение

Уширение дискретных линий, наблюдаемых в спектре плазмы, возникающей при лазерной абляции различных мишеней, часто является задачей экспериментального исследования. Как правило, исследуются атомарные и ионные спектры вещества мишени, тогда как результаты по уширению линий буферного газа, окружающего мишень, в научной литературе представлены весьма скудно. Вместе с тем при диагностике лабораторной плазмы часто используется метод, основанный на изучении уширения и сдвига спектральных линий специально вводимых газов (водород, гелий, аргон и др.).

Одной из целей настоящей работы было изучение и сопоставление уширения спектральных линий, наблюдаемых для атомов буферного газа и атомов мишени. Буферный газ соприкасается с внешней границей плазменной области, и от его состава и давления зависят не только параметры плазмы, такие как плотность, температура и степень ионизации, но и процессы конденсации и кластеризации. Изучение интенсивности и уширения атомарных спектральных линий буферного газа ведет к более детальному описанию процессов, протекающих при лазерной абляции.

Согласно [1] в плотной плазме с температурой в несколько тысяч кельвинов возможно образование «горячих» кластеров: виртуальных атомарных цепочек и фракталоподобных структур. Определение «горячие» также можно отнести к перколяционным кластерам, как критическим, так и докритическим, возникающим по модели динамической перколяции [2, 3] в плотной плазме у поверхности мишени. Разветвленные фрактальные структуры с обширной внутренней поверхностью ведут и к повы-

шенной плотности электронов в своей окрестности, как результата ричардсоновской эмиссии [4], и к увеличению напряженности локального электрического поля у концов ветвей. Кроме того, согласно [5, 6] в перколяционных кластерах существуют гигантские флуктуации локального светового поля.

Влияние «горячих» кластеров, возникающих при абляции металлических мишеней, на ширину спектральных линий инертного буферного газа – другая цель настоящей работы. Экспериментальная методика основывалась на предположении, что атомы инертного газа, оказавшись в окрестности кластера, в отличие от атомов мишени, не входят в его состав и сохраняют свой дискретный спектр. Флуктуации локального поля в кластере, а также повышенная плотность электронов могут привести к качественному отличию зависимостей уширения и сдвига спектральных линий буферного газа от соответствующих зависимостей для атомов и ионов вещества мишени.

2. Экспериментальная установка и используемые методики

Абляция металлических мишеней осуществлялась лазерным излучением с длиной волны 1.06 мкм и различной длительностью воздействия. Использовались три режима облучения: одиночным импульсом (ЛТИПЧ-8) (режим 1), цугом из 7–10 импульсов наносекундной длительности (лазер с насыщающимся фильтром γ -LiF) (режим 2), длинным импульсом длительностью 10 мс с энергией ~ 100 Дж (режим 3). Эксперименты с разной длительностью лазерного воздействия проводились с целью определения как общих закономерностей, так и особенностей, характерных для временного масштаба и плотности светового потока. Для указанных выше режимов облучения, радиусы фокальных каустик были равны 0.25 ± 0.05 мм, 0.35 ± 0.06 мм и ~ 2 мм соответственно, а усредненные значения плотности потоков составили 4.5×10^9 , 1.6×10^9 и 3.2×10^5 Вт/см². Для испарения мишени использовалось лазерное излучение с интенсивностью, приблизительно в десять раз превышающей пороговое значение для ее абляции.

Н.Е.Каск, С.В.Мичурин. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: nek@srd.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 30 июля 2012 г.

Исследуемая мишень помещалась в герметичную камеру (диаметр и длина внутренней полости составляли 25 и 150 мм). Давление буферного газа в камере могло изменяться от 0.001 до 150 атм. В качестве буферного газа использовались как чистые газы (водород, гелий и аргон), так и их смеси.

Проводились исследования спектра и интенсивности свечения лазерной плазмы, распространяющегося в двух направлениях: продольном – навстречу лазерному потоку, и поперечном – перпендикулярно оси факела. В последнем случае регистрировалось свечение слоя плазмы, расположенного на заданном расстоянии от поверхности мишени. Пространственное разрешение составило ~ 100 мкм. Интегральные по времени спектры были получены с помощью спектрометра с дифракционной решеткой (600 штрих./мм, ширина щели 10 мкм, спектральная разрешающая способность $\lambda/\delta\lambda \approx 24000$). Спектры изучались в диапазоне длин волн $350 < \lambda < 900$ нм. Спектральная ширина регистрируемой области определялась фокусным расстоянием F собирающего камерного объектива. С помощью объектива с $F = 800$ мм на ССD-линейку проецировался спектральный интервал ~ 40 нм. Этот объектив использовался для изучения спектральных линий, ширина которых на полувысоте не превышала 10 нм. Для регистрации линий с большей шириной применялся объектив с $F = 120$ мм, проецировавший на линейку интервал шириной ~ 270 нм. Указанный интервал достаточно широк, чтобы внутри него оказались спектральные линии, принадлежащие различным объектам: атомам и ионам мишени, атомам различных буферных газов, входящих в состав окружающей атмосферы, что позволяло сопоставлять уширение и интенсивность различных линий в конкретной экспериментальной реализации.

В продольном направлении свечение, интегрированное по всему занятому плазмой объему, направлялось на вход спектрофлуориметра СФЛ-451, имеющего спектральный диапазон $400 < \lambda < 900$ нм и разрешаемый интервал 6.4 нм. Сопоставление зависимостей, полученных для интенсивности свечения в поперечном и продольном направлениях, позволяет контролировать эффекты, связанные с разрушением и накоплением фрактальных структур, образованием и локализацией поглощающего слоя в периферийных слоях факела, в частности, самообращением дискретных линий.

В работе [7] были сформулированы следующие критерии надежности методов плазменной диагностики, основанных на измерении уширения и сдвига спектральных линий: однородность изучаемой плазменной области и ее стационарность в течение времени измерения, наличие локального термодинамического равновесия (ЛТР); измерение или температуры, или плотности электронов на основе какого-либо другого экспериментального метода; учет различных механизмов, приводящих к уширению линий.

Для плазмы, возникающей при лазерной абляции импульсами наносекундной длительности, характерны как неоднородность, так и нестационарность, а вблизи поверхностей разрыва газодинамических параметров нарушается ЛТР. Высокая плотность вещества в облаке абляции сопровождается различного рода неустойчивостями, перемежаемостью, турбулентностью и др. Поэтому желательно проведение экспериментальных исследований с вариацией лазерного воздействия, используемых мишеней и параметров окружающей атмосферы.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. Электронная температура плазмы

В большинстве экспериментальных работ лазерная абляция исследуется в диапазоне сравнительно низких давлений газа, окружающего мишень ($p \leq 1$ атм). Поскольку порог перколяции характеризуется более высокими давлениями [8], то при анализе процессов, сопутствующих этому явлению, возникает необходимость в изучении электронной температуры плазмы (T_e) при давлениях газа, заметно превышающих атмосферное. Например, для определения плотности плазменных электронов из уширения спектральных линий необходимы сведения о температуре, полученные на основе какого-либо другого экспериментального метода.

Температуру T_e обычно оценивают исходя из соотношения интегральных интенсивностей дискретных спектральных линий. В спектре плазмы, возникающей у поверхности медной мишени, для этой цели часто используются следующие линии: 510.55, 515.32 и 521.82 нм [9–12]. Необходимые для расчета выражения, справедливые при наличии ЛТР, и спектроскопические параметры для переходов в атоме меди представлены в работе [10].

При абляции медной мишени длинным импульсом (режим 3) можно определить электронную температуру, которая реализуется в стационарном режиме разлета плазмы. На рис.1 представлено свечение лазерной плазмы в спектральном интервале, содержащем линии меди на начальной стадии горения разряда и спустя 3 мс. Буферный газ – аргон при давлении 3 атм. По мере воздействия спектральные линии уширяются, а вблизи максимумов, как следствие самообращения, проявляются провалы. Стандартная методика расчета T_e для каждого из двух спектров, представленных на рис.1, приводит к $T_e(\text{Cu}, 10 \text{ мс}) \approx 8500 \pm 1000$ К.

На рис.2 и 3 сведены экспериментальные результаты по измерению T_e , полученные в настоящей работе при абляции медной мишени в режиме 1. Приведены зависи-

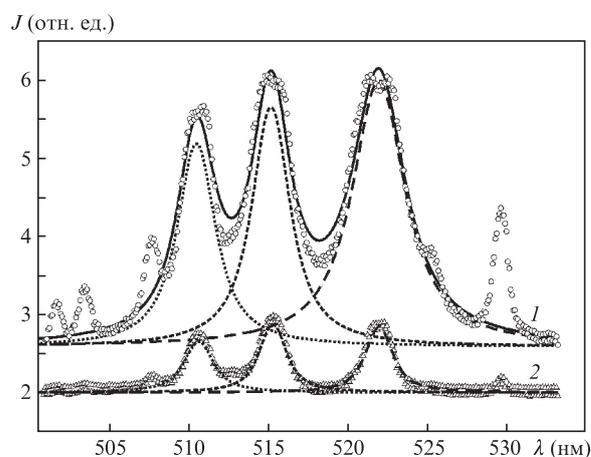


Рис.1. Спектр свечения лазерной плазмы при действии излучения 10-миллисекундной длительности на медную мишень (1 – начальная стадия горения разряда, 2 – спустя 3 мс). Точками представлены экспериментальные результаты, штриховыми кривыми – аппроксимация отдельных линий лоренцевскими контурами, сплошной кривой – их сумма. Буферный газ – аргон (3 атм).

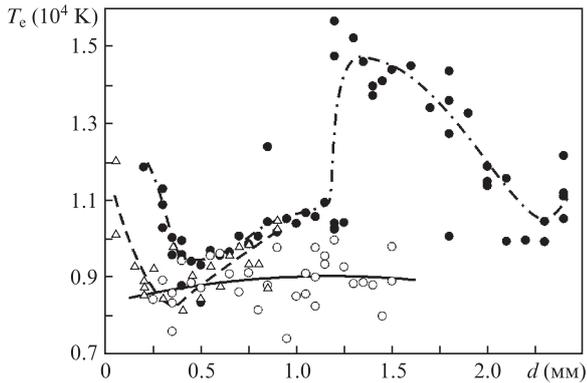


Рис.2. Зависимости электронной температуры плазмы T_e от расстояния d до поверхности медной мишени при давлении буферного газа Ar 0.5 (●), 1.7 (○) и 15 атм (△) в режиме 1. Ошибка 15%.

мости T_e от расстояния между исследуемым слоем плазмы и поверхностью мишени, находящейся в атмосфере буферного газа (He и Ar) для выбранных давлений. Сплошная кривая соответствует давлению, близкому к порогу перколяции. Пунктирная и штрих-пунктирные кривые иллюстрируют поведение зависимостей для давлений, находящихся соответственно выше и ниже порога перколяции. Как видно из рис.2 и 3, электронная температура T_e понижается с увеличением давления, и на расстояниях 0.5–1.5 мм от поверхности мишени на зависимостях наблюдается провал, при этом интенсивность континуума и дискретных линий максимальна (см. также [9]).

В работах [9, 11, 12], в которых абляция медной мишени осуществлялась одиночным импульсом при малых давлениях буферного газа (Ar), для электронной температуры получены значения, согласующиеся с результатами, представленными на рис.2. На наш взгляд, заслуживают обсуждения два результата.

1. Соотношение между значениями T_e , полученными для импульсов различной длительности. Плотность светового потока в режиме 3 примерно в 10^4 раз меньше, чем в режиме 1. Поскольку энергия электронов в электрическом поле световой волны изменяется как корень квадратный из плотности потока, то близость приведенного выше значения $T_e(\text{Cu}, 10 \text{ мс})$ к значениям, представленным на рис.2 и 3, свидетельствует о существенных изменениях в механизме ускорения электронов при воздействии импульса большой длительности.

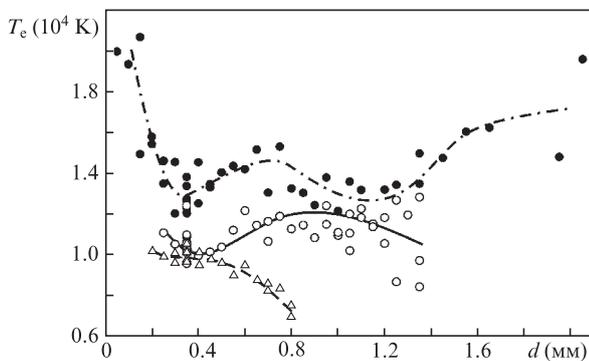


Рис.3. Зависимости электронной температуры плазмы T_e от расстояния d до поверхности медной мишени при давлении буферного газа He 0.55 (●), 5 (○) и 70 атм (△) в режиме 1. Ошибка 15%.

2. Провал на зависимостях $T_e(d)$. В работе [11] отмечается наличие в факеле яркосветящейся области, определяемой как «inner sphere». Согласно [11], только из этой области, соответствующей более плотной и горячей плазме, расположенной близко к поверхности мишени, но не контактирующей с ней, наблюдается свечение в виде спектрального континуума и дискретных линий, принадлежащих ионам вещества мишени. Результаты исследования, полученные в настоящей работе, свидетельствуют, что излучающие атомы буферного газа также локализованы, по крайней мере в поверхностных слоях этой области. Вместе с тем именно для этой области плазмы эксперимент дает наиболее низкие электронные температуры (см. рис.2). Естественно сопоставить яркосветящуюся область в облаке испаренного вещества с плотной плазмой, распространение которой ограничивает контактная поверхность с буферным газом. В сверхзвуковом потоке на контактную поверхность, как и на фронт ударной волны, приходится разрыв газодинамических параметров, и для нее не выполняется условие локального термодинамического равновесия. Возможно, это и является причиной некоторого провала на зависимостях T_e на расстояниях 500–1500 мкм от поверхности мишени. На больших расстояниях от поверхности реализуется разлет плазмы с дозвуковой скоростью, при этом T_e проходит через максимальное значение. Отметим, что в плазменном слое толщиной до 300 мкм, расположенном в непосредственной близости к поверхности, T_e также заметно выше. Для распространения ударной волны в указанном слое справедливо одномерное приближение. В отсутствие неустановившегося газодинамического движения (ударной волны и контактной поверхности) вдоль поверхности мишени возможно распространение лишь потока плазмы с дозвуковой скоростью, что реализуется и на расстояниях, превышающих пробег контактной поверхности вдоль оси плазменного облака.

3.2. Контуры спектральных линий буферного газа

Приведенные на рис.1 спектральные линии атомов меди имеют симметричные профили, которые хорошо соответствуют лоренцевским контурам, представленным пунктирной кривой. Такой же симметричный профиль имеют линии аргона при воздействии в режиме 3. При абляции мишеней в режимах 1 и 2 при давлениях, превышающих порог перколяции, для линий буферного газа характерна существенно другая форма. На рис.4 представлен экспериментальный профиль линии гелия ($\lambda_{\text{He}} = 587.6 \text{ нм}$), полученный при давлении 10 атм, а также результаты его аппроксимации одним и двумя лоренцевскими контурами. В последнем случае, более точно описывающем эксперимент, один из контуров имеет малую ширину, характерную для линии гелия при низких давлениях, при которых справедливо одноконтурное приближение. Другой контур, с большей шириной, реализуется при давлениях, превышающих пороговое значение для перколяции, и, как мы предполагаем, может соответствовать атомам гелия, оказавшимся вблизи перколяционного кластера. Аналогичные изменения происходят с атомарными линиями аргона и водорода при воздействии в режиме 1.

Ниже для линий буферного газа будут представлены зависимости для одноконтурного приближения. Как следует из рис.4, в случае разложения экспериментального профиля линии гелия на два контура ширина узкого про-

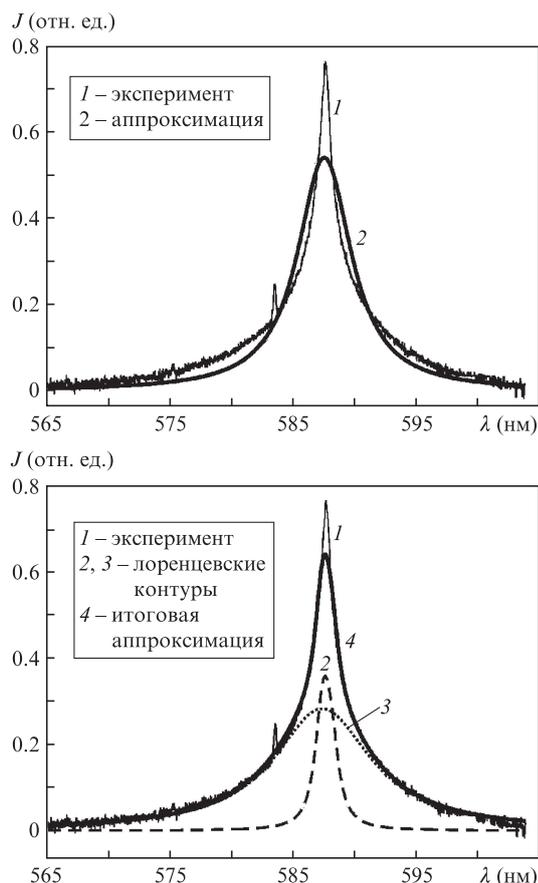


Рис.4. Экспериментальный профиль линии гелия ($\lambda_{He} = 587.6$ нм) и результаты аппроксимации одним (а) и двумя (б) лоренцевскими контурами (режим 1). Мишень Re.

филя оказывается примерно в 2.5 раза меньше, а широкого – в 3.5 раза больше ширины профиля одноконтурного приближения.

3.3. Уширение спектральных линий в зависимости от расстояния до поверхности мишени

На рис.5 и 6 приведены зависимости интенсивности и ширины дискретных линий в спектре плазмы от расстояния до мишени при ее абляции в режиме 1. Представленные результаты получены при разлете паров магния в окружающий буферный газ (He) при давлении 5 атм, близком к перколяционному порогу. Плазму и буферный газ разделяет контактная поверхность, которая заметно отстает от фронта ударной волны [13, 14]. После затухания взрывной волны и замедления движения контактной поверхности разлет плазмы продолжается, но уже без газодинамического разрыва физических параметров, например степени ионизации. Передний фронт плазмы размывается, уменьшается плотность плазменных электронов. Ширины спектральных линий He I и Mg I, а также их интегральные интенсивности достигают максимальных значений на одном и том же расстоянии от поверхности мишени, равном ~ 700 мкм (см. рис.5 и 6), которому следует сопоставить длину пробега контактной поверхности. Отметим, что на рис.5 зависимости нормированы на максимальные значения ширины соответствующей линии. Вместе с тем существенная особенность наблюдается для интегральной интенсивности атомарного спектра магния, которая

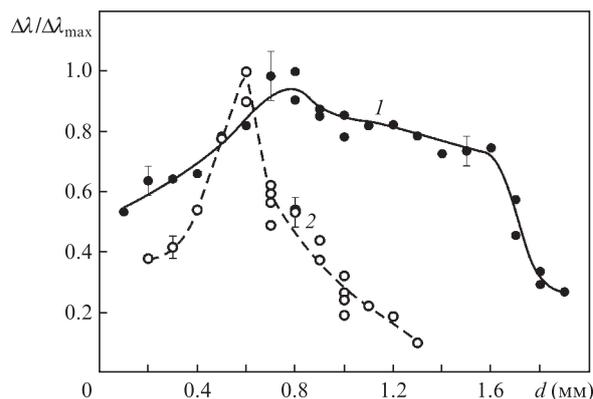


Рис.5. Зависимости ширины спектральных линий MgI (1) и HeI (2) от расстояния до поверхности магниевой мишени при давлении буферного газа (He) 5 атм (режим 1).

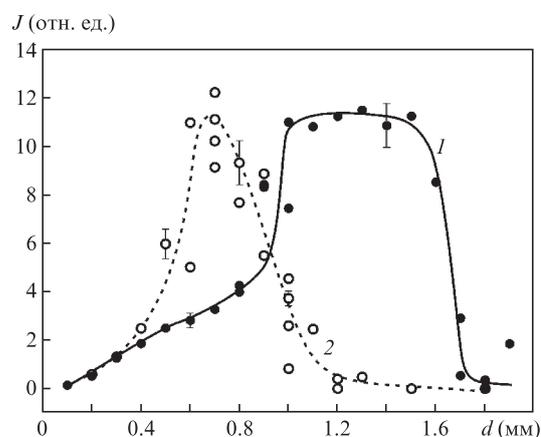


Рис.6. Зависимости интенсивности спектральных линий MgI (1) и HeI (2) от расстояния до поверхности магниевой мишени при давлении буферного газа (He) 5 атм (режим 1).

скачком увеличивается на указанном расстоянии, а затем затухает на почти в два раза большем расстоянии (см. рис.6). Более широкую область существования возбужденных атомов магния по сравнению с гелием можно было бы связать с различием механизмов их возбуждения: термический процесс для Mg против процесса, ведущего к ускорению электронов до энергии возбуждения He I. Резкий рост интегральных интенсивностей спектра Mg I свидетельствует о том, что при переходе к свободному разлету плазмы относительная плотность одиночных атомов магния заметно возрастает. Естественное предположение, что рост интенсивности спектра Mg I связан с рекомбинацией ионов Mg II и электронов, не находит подтверждения в результатах, представленных на рис.5. На ширинах линий Mg I и He I, линейно зависящих от плотности электронов, процесс рекомбинации не сказывается. Возможно, что рост плотности Mg I происходит в результате испарения (разрушения) перколяционных кластеров, состоящих из виртуально связанных атомов магния, вблизи перколяционного порога.

3.4. Уширение спектральных линий в зависимости от давления

Затухание взрывной волны и, следовательно, положение максимума представленных выше характеристик зависят от начального давления буферного газа. Естест-

венно, что при измерении зависимости ширины от давления необходимо учитывать ее зависимость от расстояния до мишени. В настоящей работе первоначально при каждом значении давления измерялась зависимость ширины спектральной линии буферного газа от расстояния, и ее максимальное значение использовалось для построения зависимости от давления.

Кривые на рис.7 и 8 иллюстрируют изменение ширины спектральных линий буферных газов и вещества мишени при изменении начального давления (плотности) буферного газа. Абляция металлических мишеней осуществлялась в режиме 1, свечение регистрировалось в направлении, перпендикулярном направлению разлета факела. На рис.7 сопоставлено уширение атомарных линий аргона ($\lambda_{Ar} = 696.5$ нм) и меди ($\lambda_{Cu} = 521.8$ нм), а на рис.8 – гелия ($\lambda_{He} = 587.6$ нм) и водорода ($\lambda_H = 656.3$ нм, линия H_α в серии Бальмера). Особенность уширения линий буферного газа – его пороговый характер, который проявляется либо как свечение буферного газа (для Ar), либо в резком увеличении dJ/dp , где J – интенсивность спектральной линии, при достижении порогового давления. На уширении линий вещества мишени пороговое давление, отмеченное на рисунках стрелкой, не проявляется. Отметим, что на рис.7 приведена также зависимость интегральной интенсивности спектральной линии меди. В диапазоне давлений, превышающих пороговое, наблю-

дается провал, к которому приводит уменьшение концентрации одиночных атомов вещества мишени в результате образования кластеров.

Зависимости, представленные на рис.8, получены при абляции Re-мишени в атмосфере чистых буферных газов водорода и гелия, а также их смеси с соотношением парциальных давлений 1 : 10. При малой концентрации водорода в буферной атмосфере ширина линии H_α оказывается существенно (примерно в 3.3 раза) меньше, чем в чистом водороде. Напротив, ширина линии гелия увеличивается (в 1.7 раз) относительно ширины в чистом гелии. Очевидно, что наблюдаемые изменения в плотности плазменных электронов связаны с ионизацией атомов водорода.

В соответствии с квазистатической моделью штарковского уширения для водородоподобных и неводородоподобных атомов справедливы следующие приближения [15, 16]:

$$\Delta\lambda_H \approx C(n_e)^{2/3}, \quad (1)$$

$$\Delta\lambda = 2w_e(1 + g\alpha_N)n_e \times 10^{-16} \approx 2 \times 10^{-16}w_en_e, \quad (2)$$

где w_e – параметр электронного уширения (\AA); n_e – плотность плазменных электронов (см^{-3}); $\Delta\lambda$ – ширина на полувысоте линии (\AA). Множитель $\alpha_N = \alpha n_e^{0.25} \times 10^{-4}$ характеризует вклад ионов в уширение (параметры w_e и α приведены в работе [15]), а множитель $g = 1.75(1 - 0.75R)$ определяет роль дебаевского экранирования (параметр R – отношение среднего расстояния между ионами к дебаевской длине). Формула (2) справедлива при $\alpha < 5 \times 10^3 n_e^{0.25}$ [15, 16].

Классическая формула (1) с константой $C \approx 5.4 \times 10^{-11}$ в случае линии H_α справедлива в диапазоне сравнительно малых плотностей и температур. Когда плотность $n_e \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$, коэффициент в (1) увеличивается примерно на 50% в результате ряда эффектов [17], что приводит к снижению на 30% электронной плотности, определяемой из уширения спектральных линий. Учитывая сложную двухконтурную форму для профиля линии, указанной поправкой можно пренебречь. В случае неводородоподобных атомов буферного газа по той же причине для оценки плотности электронов можно использовать одноконтурные профили линий и приближение (2), которое для $n_e \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ приводит к завышенной величине плотности.

Для линии гелия ($\lambda_{He} = 587.6$ нм) параметр $w_e(\text{He}) \approx 0.17 \text{ \AA}$ [15]. Согласно формуле (2) к полуширине $\Delta\lambda_{He} = 10$ нм приводит плотность электронов $n_e \approx 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в той области факела, в которой находятся излучающие атомы гелия. В случае линии меди ($\lambda_{Cu} = 521.8$ нм, $\Delta\lambda_{Cu} = 1$ нм, $w_e(\text{Cu}) \approx 0.08 \text{ \AA}$ [18]) при том же давлении, равном ~ 10 атм (см. рис.7), получаем плотность электронов на порядок меньше – $n_e \approx 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Как буферный газ гелий находится перед контактной поверхностью, где плотность электронов сравнительно невелика [19]. Основной вклад в интегральную интенсивность линий гелия, как можно предположить, дают атомы, которые оказались в непосредственной близости к контактной поверхности. Напротив, в дискретном спектре меди вклад целиком приходится на атомы, которые покинули эту область, занятую сравнительно плотной плазмой.

Таким образом, при воздействии одиночного импульса ширина и форма спектральных линий атомарного спектра вещества мишени соответствуют области плазмы,

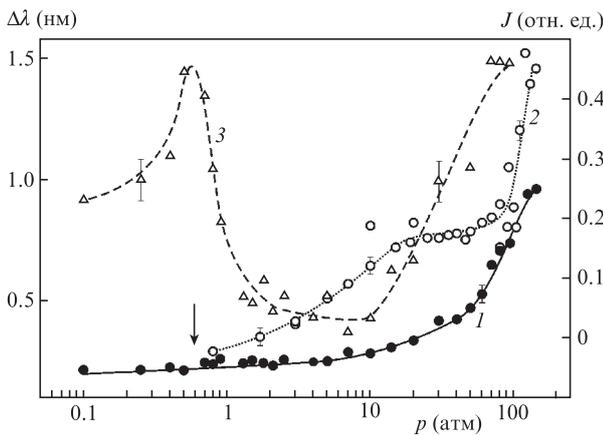


Рис.7. Зависимости ширины спектральных линий CuI (1) и ArI (2) и интенсивности линии CuI (3) от давления буферного газа (режим 1).

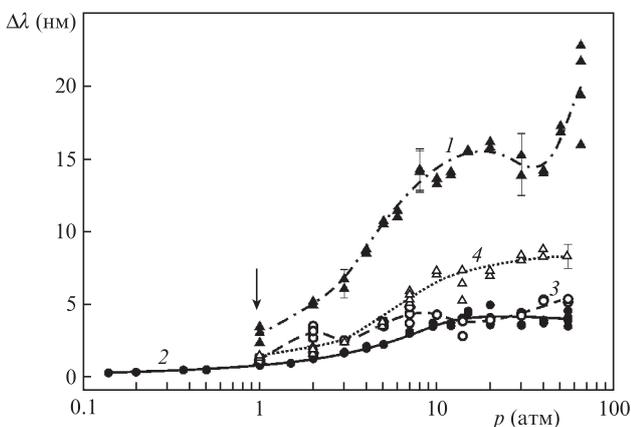


Рис.8. Зависимости от давления буферного газа ширины спектральных линий HeI (1, 3) и H (2, 4) (1 и 2 – газ без примеси, 3 и 4 – смесь водорода и гелия в соотношении 1 : 10). Мишень Re (режим 1).

расположенной перед движущейся контактной поверхностью. Излучение спектров буферного газа происходит из более плотного слоя плазмы. Интересно, что из этого слоя не наблюдается излучение, принадлежащее атомам вещества мишени. В отличие от буферного газа, для вещества мишени не обнаружено существенного изменения профиля атомарных линий. Отметим, что заметно большее уширение линий атомарного спектра вещества наблюдается при воздействии миллисекундного импульса (см. рис.1), при котором во внешних охлажденных слоях плазмы происходит образование фрактальной оболочки [8].

4. Заключение

Впервые проведено сопоставление уширения спектральных линий буферного газа и вещества мишени в плазме, возникающей при лазерной абляции. Экспериментальные исследования проведены для различных мишеней и окружающей их атмосферы. Установлено, что зависимость ширины спектральной линии буферного газа при изменении давления качественно отличается от соответствующей зависимости в спектре вещества мишени. Пороговое поведение, характерное для спектральной линии буферного газа, сопровождается изменением ее профиля, что, скорее всего, связано со значительным градиентом электронной плотности в той области плазмы, в которой находятся излучающие атомы инертного газа. Образование перколяционных кластеров за контактной поверхностью приводит, с одной стороны, к ослаблению атомарного спектра вещества мишени и, с другой сторо-

ны, к увеличению интенсивности и уширению спектральных линий буферного газа.

1. Жуховицкий Д.И. *ЖЭТФ*, **113**, 181 (1998).
2. Ожован М.И. *ЖЭТФ*, **104**, 4021 (1993).
3. De Freitas J.S., Lucena L.S., Roux S. *Physica A*, **266**, 81 (1999).
4. Смирнов Б.М. *УФН*, **170**, 495 (2000).
5. Baskin E.M., Entin M.V., Sarychev A.K., et al. *Physica A*, **242**, 49 (1997).
6. Sarychev A.K., Shubin V.A., Shalaev V.M. *Phys. Rev. E*, **59**, 7239 (1999).
7. Konjevic N. *Plasma Sources Sciens and Technology*, **10**, 356 (2001).
8. Каск Н.Е., Лексина Е.Г., Мичурин С.В., Федоров Г.М., Чопорняк Д.Б. *Квантовая электроника*, **32**, 437 (2002).
9. Mao X.L., Shannon M.A., Fernandez A.J., Russo R.E. *Appl. Spectroscopy*, **49**, 1054 (1995).
10. Man B.Y., Dong Q.L., Wei X.Q., et al. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **6**, 17 (2004).
11. Lee Y.-I., Song K., Cha H.-K., et al. *Appl. Spectroscopy*, **51** (7), 959 (1997).
12. Hafez M.A., Khedr M.A., Elaksher F.F., Gamal Y.E. *Plasma Sources Science and Technology*, **12**, 185 (2003).
13. Юсупалиев У. *ЖТФ*, **74**, 52 (2004).
14. Harilal S.S., Bindhu C.V., Tillack M.S., et al. *J. Appl. Phys.*, **93**, 2380 (2003).
15. Грим Г. *Уширение спектральных линий в плазме* (М.: Мир, 1978).
16. Kobilarov R., Konjevich N., Popovich M.V. *Phys. Rev. A*, **40** (7), 3871 (1989).
17. Parigger C.G., Plemmons D.H., Oks E. *Appl. Opt.*, **42** (30), 5992 (2003).
18. Касабов Г.А., Елисеев В.В. *Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы* (М.: Атомиздат, 1973).
19. Wien S.B., Mao X., Greif R., Russo R.E. *J. Appl. Phys.*, **102**, 043103 (2007).