

Уширение и сдвиг спектральных линий атома водорода и иона кремния в лазерной плазме

Н.Е.Каск, Е.Г.Лексина, С.В.Мичурин, Г.М.Федоров, Д.Б.Чопорняк

Экспериментально исследовано уширение и сдвиг дискретных линий в спектре плазмы, возникающей при лазерной абляции кремния в широком диапазоне давлений ($10^2 - 10^7$ Па) окружающего газа (Ar, He, H₂). Измерены зависимости уширения и сдвига линий от расстояния до мишени и начального давления газа. Установлено, что пороговый характер исследованных зависимостей связан с процессом формирования виртуальных перколяционных кластеров, протекающим в плотной горячей плазме.

Ключевые слова: лазерная абляция, перколяция, сдвиг и уширение спектральных линий.

1. Введение

Согласно [1] в плотной плазме с температурой, превышающей температуру кипения конденсированного вещества, возможно образование «горячих» виртуальных кластеров: атомарных цепочек и фракталоподобных структур. Определение «горячие» можно также отнести к перколяционным кластерам, как критическим, так и докритическим, возникающим в модели динамической перколяции [2, 3]. Образование горячих кластеров ведет к изменению оптических и электрических характеристик плазмы. Поскольку перколяция является пороговым процессом, то естественно ожидать и порогового поведения таких характеристик, как ширина, сдвиг и интенсивность спектральных линий.

За последние 20–30 лет были проведены многочисленные исследования атомарных и ионных спектров продуктов, возникающих при лазерной абляции, но они не обнаружили порогового характера изменения спектральных характеристик. Отметим, что в большинстве работ исследовались лишь атомарные и ионные спектры вещества мишени, а изменения в спектрах буферного газа практически не изучались. Вместе с тем следует ожидать, что более заметной должна быть реакция буферного инертного газа на появление горячих виртуальных кластеров, состоящих из атомов вещества мишени. Атомы газа, оказавшись в непосредственной близости к кластеру, 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 в его ближайшей окрестности могут привести к существенному отличию спектральных зависимостей для буферного газа от соответствующих зависимостей для атомов мишени.

Н.Е.Каск, Е.Г.Лексина, С.В.Мичурин, Г.М.Федоров, Д.Б.Чопорняк.
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 24 сентября 2014 г.

Важным и перспективным для фиксации перколяционного перехода представляется использование водорода в качестве буферного газа. Простейший атом и самый распространенный элемент во Вселенной наиболее часто оказывается предметом теоретического и экспериментального изучения. Активно исследуются его спектры при оптическом пробое [4–7]. Уширение спектральных линий используется для определения электронной плотности в экспериментах с лабораторной плазмой различного состава и со специально введенной в нее примесью водорода [8]. В результате для ширины и сдвига спектральных линий водорода, в зависимости от различных условий, например давления, накоплен обширный материал. Поскольку лазерный факел – достаточно сложный объект, в объеме которого реализуются разрывы газодинамических параметров, то изучение водородного спектра в плазме аблированного вещества представляется весьма важным и интересным. Отметим, что изучение ширины и сдвига спектральных линий водорода и кремния в плотной плазме имеет, в частности, астрофизический интерес, поскольку такие линии присутствуют в видимом диапазоне излучения Солнца и других звезд [9].

2. Экспериментальная установка и методики

Абляция кремния осуществлялась единичным импульсом лазерного излучения с длительностью ~ 10 нс и длиной волны 1.06 мкм. На мишень излучение фокусировалось плосковыпуклой линзой с фокусным расстоянием $F = 300$ мм; радиус фокального пятна был равен 0.15 ± 0.05 мм. Плотность энергии на поверхности мишени составляла ~ 70 Дж/см². Отметим, что переход от нормального испарения к фазовому взрыву [10, 11] сопровождается заметным ростом светимости факела [12] и реализуется при пороговой плотности потока свыше 19 ± 4 Дж/см².

Исследуемая мишень помещалась в герметичную камеру (диаметр и длина внутренней полости были равны 25 и 150 мм). Давление буферного газа p_b в камере могло изменяться в пределах 0.001–100 атм. В качестве буферного газа использовались водород, гелий и аргон.

Проводились исследования спектра и интенсивности свечения лазерной плазмы, распространяющейся в двух

направлениях: продольном – навстречу лазерному излучению, и поперечном – перпендикулярно оси факела. В последнем случае регистрировалось свечение слоя плазмы, расположенного на заданном расстоянии от поверхности мишени. Пространственное разрешение составляло ~ 100 мкм. Интегральные по времени спектры были получены с использованием спектрометра с дифракционной решеткой (600 штр./мм). Ширина щели равнялась 30 мкм, спектральная разрешающая способность $\lambda/\delta\lambda \approx 24000$. Спектры изучались в диапазоне длин волн $350 < \lambda < 900$ нм. Ширина регистрируемой области спектра определялась фокусным расстоянием F собирающего объектива. С помощью объектива с $F = 800$ мм на CCD-линнейку проецировался спектральный интервал ~ 50 нм. Указанный интервал достаточно широк (рис.1), чтобы внутри него оказались спектральные линии иона кремния (634.7 и 637.1 нм) и линия водорода (H_{α} , серия Бальмера, 656.3 нм). Это обстоятельство позволило нам изучать и сопоставлять сдвиги линий относительно друг друга в одной экспериментальной реализации.

Свечение, интегрированное по всему объему плазменного облака и распространяющееся навстречу потоку лазерного излучения, направлялось на вход спектрофлуориметра СФЛ-451, имеющего спектральный диапазон регистрации $400 < \lambda < 900$ нм и разрешение 6.4 нм. Полученные спектры позволяли сопоставить интенсивности различных спектральных линий и континуума свечения плазмы.

В работе [13] сформулированы критерии надежности методов плазменной диагностики, основанной на измерении уширения и сдвига спектральных линий. В частности, требуются однородность изучаемой плазменной области, ее стационарность в течение времени измерения и наличие локального термодинамического равновесия. Для плазмы, возникающей при лазерной абляции импульсами наносекундной длительности, характерны как неоднородность, так и нестационарность, а вблизи поверхностей разрыва газодинамических параметров нарушается локальное термодинамическое равновесие. Высокая плотность вещества в факеле сопровождается различного рода неустойчивостями, перемежаемостью и турбулентностью.

Для спектроскопии плазмы разработаны различные методы, позволяющие минимизировать указанные трудности. Широко используется спектроскопия с высоким временным разрешением. В случае фазового взрыва и

взрывной волны, которые реализуются при лазерной абляции импульсами наносекундной длительности, наиболее значительные изменения происходят вблизи поверхностей разрыва газодинамических параметров. Высокая скорость перемещения этих поверхностей позволяет вместо временного разрешения использовать пространственное: интервал времени 100 нс, типичный для экспериментов с временным разрешением, соответствует пространственному интервалу 1 мм, если скорость взрывной волны составляет $\sim 10^4$ м/с.

3. Изменение плотности в лазерном факеле

3.1. Взрывная волна

Нестационарное движение волны при точечном взрыве впервые было рассмотрено авторами работ [14, 15]. В случае сильного точечного взрыва движение волны автомодельно и в условиях одномерности движения и адиабатичности для него можно получить аналитическое решение [16]. Определяющими параметрами для описания профилей скорости, плотности и давления за фронтом волны помимо времени являются поступившая на поверхность мишени энергия, показатель адиабаты окружающего газа и его плотность. Последние два параметра, а также скорость звука и начальное давление газа, связаны через уравнение адиабаты, характеризуют одну из стационарных точек задачи. Эта точка расположена перед фронтом взрывной волны и параметры в ней отмечаются индексом 0 [17]. Для соответствующих параметров другой стационарной точки, расположенной непосредственно у поверхности мишени, в настоящей работе используется индекс 3. Фронту ударной волны и контактной поверхности между плазмой и буферным газом соответствуют индексы 1 и 2.

Силу ударной волны и многие другие ее параметры определяют через соотношение давлений p_1/p_0 . Ударную волну называют сильной, если скорость ее движения в десять или более раз превышает скорость звука в окружающей среде (число Маха $M \geq 10$, $p_1/p_0 \geq 100$). При прохождении ударной волны плотность среды изменяется сравнительно мало [14–17]. Для буферного газа на фронте сильной ударной волны (без учета ионизации и диссоциации) имеет место следующее соотношение:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1}. \quad (1)$$

В случае одноатомного газа его плотность на этом разрыве увеличивается в четыре раза.

3.2. Волна разрежения

Пар за контактной поверхностью можно рассматривать как рабочий газ, разлет которого формирует ударную волну в окружающем газе. На контактной поверхности реализуется разрыв газодинамических переменных: плотность и температура испытывают скачок, а давление и скорость непрерывны. Согласно [17, 18] в этом случае справедливо неравенство

$$\frac{\rho_0}{\rho_3} \ll \frac{(\gamma_3 - 1)^3}{2\gamma_3(\gamma_0 + 1)}, \quad (2)$$

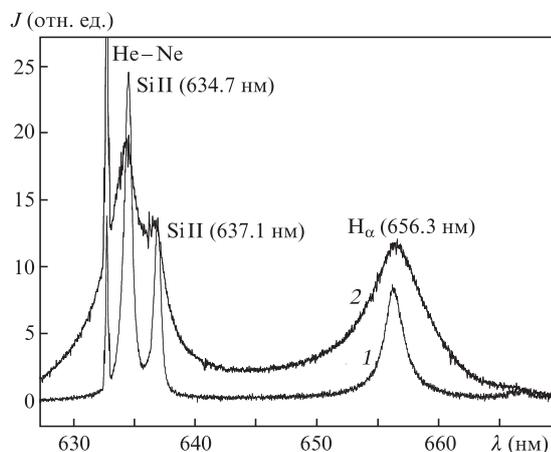


Рис.1. Спектры кремния, водорода и излучения He–Ne-лазера при давлении буферного газа 1 (1) и 5 атм (2).

для выполнения которого необходимо, чтобы плотность пара была, по крайней мере, на два порядка больше плотности окружающего газа. Известно также, что в области, занятой паром, по направлению к мишени распространяется волна разрежения [17]. Ее скорость в лабораторной системе координат для каждой локальной точки определяется разностью локальной скорости потока u , направленного от мишени, и локальной скорости звука a [16, 17]:

$$u - a = u - a_3 + \frac{\gamma_3 - 1}{2} u. \quad (3)$$

В случае идеального газа с постоянной теплоемкостью для центрированной волны разрежения выполняются следующие соотношения [17]:

$$\frac{a}{a_3} = 1 - \frac{\gamma_3 - 1}{2} \frac{u}{a_3}, \quad (4)$$

$$\frac{p}{p_3} = \left(1 - \frac{\gamma_3 - 1}{2} \frac{u}{a_3}\right)^{2\gamma_3/(\gamma_3 - 1)}, \quad (5)$$

$$\frac{T}{T_3} = \left(1 - \frac{\gamma_3 - 1}{2} \frac{u}{a_3}\right)^2, \quad (6)$$

$$\frac{\rho}{\rho_3} = \left(1 - \frac{\gamma_3 - 1}{2} \frac{u}{a_3}\right)^{2/(\gamma_3 - 1)}, \quad (7)$$

где переменные без индекса относятся к локальным параметрам волны разрежения. Отметим, что в случае распространения волны разрежения в одноатомном паре вещества мишени, его плотность заметно (более чем в 10 раз, [16]) превышает плотность окружающего газа. Следует учесть, что в соответствии с выражениями (4)–(7) к увеличению всех параметров волны разрежения приводит образование димеров, тримеров и т. д. в плотном паре. Для многоатомных нелинейных молекул, все колебательные и вращательные степени свободы которых возбуждаются, для показателя адиабаты справедливо приближение [19]

$$\gamma \approx (3N - 2)/(3N - 3). \quad (8)$$

С ростом числа атомов N в молекулах показатель адиабаты приближается к единице, а величины параметров, не отмеченных индексом в формулах (4)–(7) и рассчитанных с учетом (8), увеличиваются (рис.2). При расчете зависимостей, приведенных на рис.2, использовались данные для характеристик лазерного факела, взятые из [16]. При эффективном числе атомов $N_{\text{eff}} \sim 6$, плотность в среде по сравнению с одноатомным паром возрастет в 16 раз.

Согласно [20], для того чтобы в кулоновских системах реализовалась перколяция, требуются плотности, близкие к критической величине, которая в случае кремния равна $750 \pm 100 \text{ кг/м}^3$ [21]. При нормальных условиях окружающие газы H_2 , He и Ar имеют плотности 0.09, 0.179 и 1.784 кг/м^3 соответственно. С учетом неравенства (2) и соотношения (7) критическая плотность аблированного вещества (кремния) может быть достигнута при нормальном давлении окружающего газа Ar . В случае He и H_2 потребуется внешнее давление, которое превышает нормальное в 10–20 раз, что согласуется с результатами наших экспериментов [22–26]. Для этого необходимо, чтобы в области, где имеет место волна разрежения, проис-

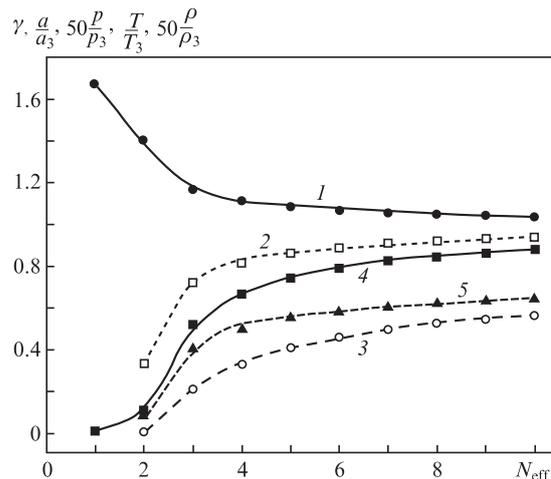


Рис.2. Зависимости эффективного показателя адиабаты γ (1), а также параметров волны разрежения a/a_3 (2), $50p/p_3$ (3), T/T_3 (4) и $50\rho/\rho_3$ (5) от эффективного числа атомов в кластерах аблированного вещества (см. формулы (4)–(8)).

ходило эффективное образование многоатомных молекул (кластеров).

4. Формирование фрактальных структур в лазерном факеле

Ранее формирование фрактальных, в частности перколяционных, структур, наблюдалось нами при абляции кремния и различных металлических мишеней квазинепрерывным лазерным излучением с длительностью десять миллисекунд [22–24]. По мере воздействия столь длинного импульса в холодных периферийных слоях факела накапливались линейные и фрактальные микрокластеры [22, 24]. При достаточно низких (меньших двух атмосфер) давлениях окружающего газа после окончания лазерного импульса в течение десяти–пятнадцати минут можно было наблюдать осаждение микрокластеров на стенки камеры и специально введенную стеклянную подложку. Если начальное давление газа (аргона) в камере с образцом превышало две атмосферы, то во внешних слоях лазерного факела за время действия лазерного излучения успевало накопиться достаточно много фрактальных структур, так что их плотность превысила порог перколяции. В результате микрокластеры объединялись в связанную фрактальную оболочку, которая, не разлетаясь на отдельные части после окончания лазерного импульса, оказывалась на подложке [22–24]. Отметим, что при использовании в качестве окружающего газа гелия, пороговое давление, необходимое для начала формирования связанной фрактальной оболочки, увеличивалось до десяти атмосфер [22].

Аналогичное поведение интенсивностей спектральных линий в зависимости от давления окружающей атмосферы наблюдается и при абляции различных мишеней импульсным лазерным излучением наносекундной длительности. На рис.3 приведены экспериментальные данные, полученные при абляции кремниевой и медной мишеней в атмосфере аргона. Этот рисунок иллюстрирует подобие зависимостей, полученных для разных мишеней, различие в расположении на оси давлений максимумов интенсивности для дискретных спектров вещества мишени и аргона, а также совпадение на оси давлений

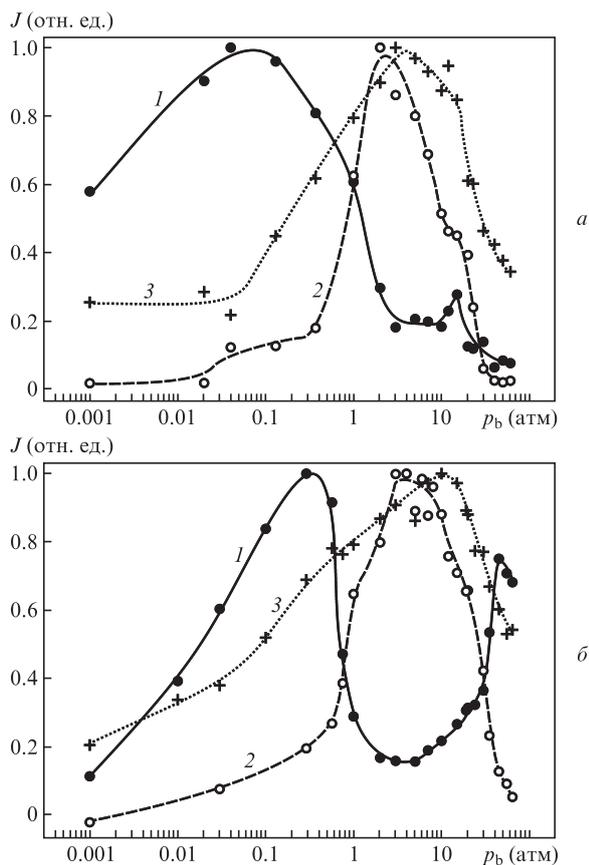


Рис.3. Зависимости интенсивностей J спектральных линий вещества мишени (1), буферного газа (2) и континуума (3) от начального давления окружающей атмосферы p_b для мишени из кремния и буферного газа аргона (а), а также для мишени из меди и буферного газа аргона (б). Интенсивности нормированы на соответствующую максимальную величину.

максимумов интенсивности спектров буферного газа и континуума. Следует добавить, что подобное поведение наблюдалось и для других исследованных нами металлов: Al, Ag, Mg, Ti и др. При абляции в атмосфере гелия максимумы интенсивности имеют место при давлениях, примерно в пять раз больших, чем при абляции в атмосфере аргона. Такое же соотношение давлений при замене Ag на He наблюдается при воздействии квазинепрерывного излучения длительностью 10 мс [22, 24]. Весьма интересным представляется тот факт, что при изменении длительности импульса в $\sim 10^6$ раз положения максимумов на оси давлений остаются без изменения (при условии, что окружающий газ остается тем же).

Следует обратить внимание и на различия, которые проявляется в эксперименте для указанных режимов абляции. В отличие от воздействия миллисекундного импульса, когда при достижении порогового давления происходит образование связанной фрактальной оболочки, в случае наносекундного воздействия нам не удалось обнаружить в эксперименте соответствующих фрактальных структур. Вероятно, что при фазовом взрыве имеет место сильная связь между плотной плазмой и поверхностью мишени. При миллисекундном воздействии [25] подобный эффект для некоторых металлов (Ni, Re, Pb) приводит к образованию на поверхности мишени пористых конусов там, где в большинстве экспериментов наблюдаются характерные кратеры. Отметим, что при абляции более мощными импульсами фемтосекундной длительности

установлено, что разветвленные нанокластеры образуются за время, меньшее 10 нс [27].

Представленные результаты указывают на возможное подобие механизмов формирования перколяционных структур для указанных режимов лазерной абляции. Отметим, что такое подобие процессов, протекающих на разных масштабах (пространственных и временных), является характерным свойством фракталов, в частности при перколяции [28].

5. Уширение и сдвиг спектральных линий

5.1. Уширение спектральных линий водорода и кремния в зависимости от давления

В [26] установлено, что зависимости уширения спектральных линий буферного газа от давления существенно отличаются от соответствующих зависимостей для атомов и ионов вещества мишени. По сравнению с излучением атомов мишени, излучение атомов буферного газа исходит из более плотных слоев плазмы, а контуры их спектральных линий имеют сложную форму. Профиль уширенных спектральных линий вещества мишени с высокой точностью описывается одним лоренцевским контуром. В случае буферного газа аппроксимация одним контуром хорошо описывает экспериментальный профиль лишь при сравнительно малых давлениях: менее 2 атм для аргона и менее 10 атм для гелия. При более высоких начальных давлениях достаточно хорошую (с точностью лучше 10%) аппроксимацию профиля дискретной линии обеспечивает ее разложение на два лоренцевских контура. На рис.4 приведены зависимости, полученные при аппроксимации профиля изучаемой линии водорода одним и двумя лоренцевскими контурами. То и другое приближения наглядно иллюстрируют пороговое поведение зависимостей от давления буферного газа – характерный излом наблюдается при пороговом давлении $p_{tr} \approx 2.5$ атм.

На рис.5 представлены зависимости от давления уширения спектральных линий кремния в атмосфере водорода и аргона. При анализе формы линий использовалось одноконтурное приближение. Отметим, что изменения ширины (на полувысоте) спектральной линии кремния существенно меньше тех, что наблюдаются для водорода.

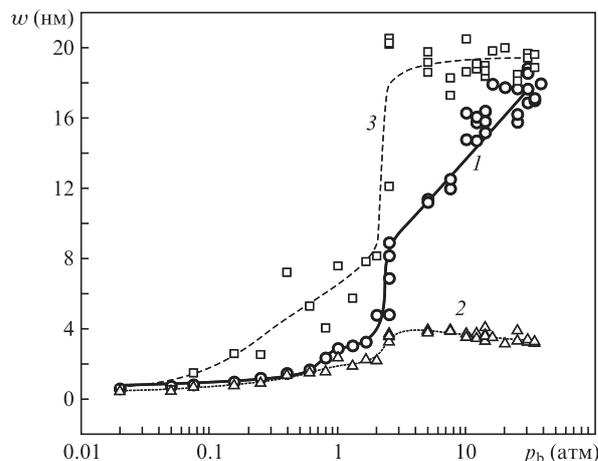


Рис.4. Зависимости полуширины w спектральной линии водорода от начального давления окружающей атмосферы при аппроксимации профиля линии одним (1) и двумя (2, 3) лоренцевскими контурами.

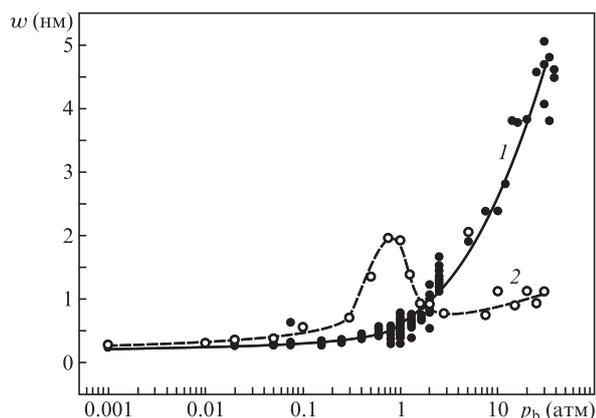


Рис.5. Зависимости полуширины w спектральной линии ($\lambda = 634.7$ нм) иона кремния от начального давления водорода (1) и аргона (2). Профили линий аппроксимированы одним лоренцевским контуром.

Расчеты штарковского уширения линий на основе известных выражений и таблиц [29] приводят к выводу о том, что до некоторого порога, которому соответствует давление ~ 2.5 атм, излучающие атомы водорода и аргона, а также ионы кремния находятся в плазменной области, где концентрация свободных электронов составляет $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$. Выше порога основной вклад в излучение водорода и аргона дают атомы, которые находятся в плазме с более высокой концентрацией электронов ($\sim 10^{18}$ см $^{-3}$). Естественно предположить, что при достаточно низких давлениях, когда плотность плазмы меньше перколяционного порога, атомы и ионы вещества мишени излучают из слоев, прилегающих к контактной поверхности. Как целое, объем, занятый плазмой, является оптически плотным и характеризуется излучением континуума. Если плотность плазмы в слое, прилегающем к контактной поверхности, превышает порог перколяции, то плотности свободных атомов и ионов вещества мишени заметно уменьшаются. Число атомов буферного газа существенно не меняется, поскольку они не входят в состав кластеров. Повышенная плотность электронов в слое за контактной поверхностью приводит к уширению спектральных линий буферного газа.

5.2. Сдвиг спектральных линий кремния и водорода в зависимости от давления

Высокая плотность электронов [6, 7], наличие ее градиентов в лазерной плазме и своеобразии процессов переноса на пороге перколяции [30] определяют интерес к изучению сдвигов спектральных линий при лазерной абляции. На рис.6 и 7 представлены соответственно экспериментальные зависимости сдвигов линии ионов кремния (634.7 нм) и линии атомов водорода (H_{α}). Для спектральных линий ионов кремния использовалось одноконтурное приближение (рис.6), а для H_{α} -линии – одноконтурное и двухконтурное (рис.7). На рис.5 и 6 сопоставлены зависимости, полученные при абляции кремния в атмосфере водорода и аргона. Из этих рисунков следует, что буферный газ не только определяет положение порога на оси давлений, но и влияет на ширину и сдвиг спектральных линий вещества мишени. В основном это различие наблюдается при давлениях, превышающих пороговое. Отметим, что в отличие от инертного газа водород

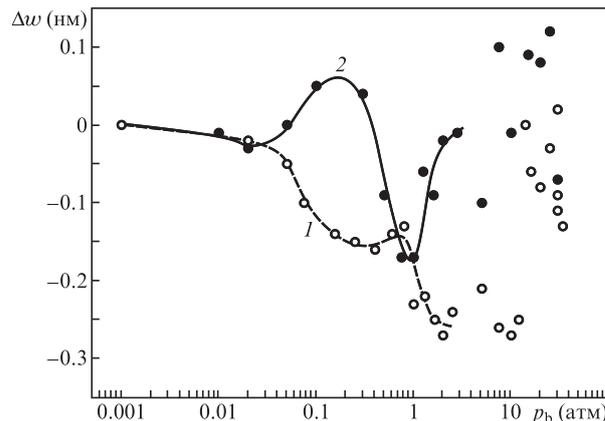


Рис.6. Зависимости сдвига Δw спектральной линии иона кремния ($\lambda = 634.7$ нм) от начального давления водорода (1) и аргона (2). Профили линий аппроксимированы одним лоренцевским контуром.

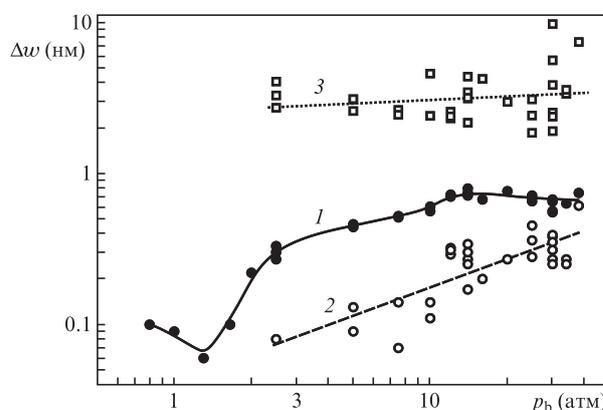


Рис.7. Зависимости сдвига Δw спектральной линии водорода ($\lambda = 656.3$ нм) от начального давления окружающей атмосферы при аппроксимации профиля линии одним (1) и двумя (2,3) лоренцевскими контурами.

может участвовать в формировании перколяционных кластеров и как химически активный элемент.

Характер зависимостей, представленных на рис.6 и 7, заметно меняется при превышении порогового давления. Ионы кремния там, где имеет место перколяция, в большинстве своем входят в состав кластеров, а одиночные ионы, которые излучают дискретный спектр, пространственно удалены от этой области. Тем не менее зависимость становится более изрезанной по сравнению, например, с зависимостью для H_{α} -линии при тех же давлениях (рис.7). Возможная причина – появление ионов кремния у контактной поверхности, которая также представляет собой фрактальный объект. Размерность этого фрактала совпадает с размерностью перколяционных кластеров, расположенных в объеме плазмы [31]. Динамический характер процесса формирования горячих перколяционных кластеров (их распад и переформирование) приводит к тому, что для роста и распада кластеров в объеме и приповерхностном слое плазмы характерны флуктуации [2].

5.3. Уширение и сдвиг спектральных линий в зависимости от расстояния до мишени

По мере удаления от мишени плотность облака аблированного вещества уменьшается в результате разлета и рекомбинации плазменных компонент. Исследуя ушире-

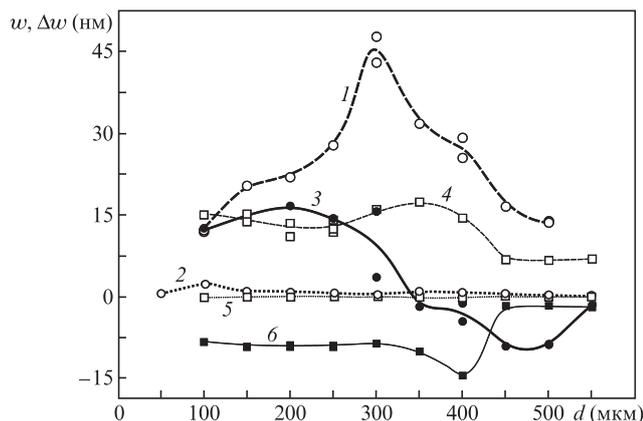


Рис.8. Зависимости полуширины w широкого контура (1, 4), а также сдвигов Δw узкого (2, 5) и широкого (3, 6) контуров, полученных при разложении спектральной линии окружающего газа, от расстояния d до поверхности мишени: мишень из Si, начальное давление водорода 45 атм, $\lambda = 656.3$ нм (1–3) и мишени из Cu, начальное давление гелия 40 атм, $\lambda = 587.6$ нм (4–6).

ние и сдвиг спектральных линий в зависимости от расстояния до мишени, при достаточно высоком давлении можно пройти через пороговую область и, с одной стороны, получить сведения о перколяционных структурах и плотности электронов по мере удаления контактной поверхности от мишени, а с другой стороны, оценить градиент концентрации электронов вблизи контактной поверхности.

На рис.8 представлены пространственные зависимости уширения и сдвига исследуемой линии водорода, полученные для начальных давлений, превышающих пороговое значение. Два контура, аппроксимирующие профиль линии, существенно различаются как полуширинами, так и сдвигами. Для узкого контура сдвиг практически отсутствует и наблюдается монотонный рост полуширины. Для широкого контура характерны знакопеременный сдвиг и неожиданно сильные изменения полуширины при приближении к поверхности мишени. При этом сдвиг линии, измеряемый одновременно с полушириной, незначительно изменяется в пределах погрешности, которую допускает двухконтурная аппроксимация. Напротив, при изменении начального давления (см. рис.7) пульсации более ярко выражены на зависимостях для сдвига линий. Из результатов, приведенных на рис.8, следует, что концентрация электронов максимальна на некотором расстоянии от поверхности, спадая по обе стороны от этой точки практически с одним и тем же градиентом.

6. Заключение

Впервые проведено сопоставление уширения и сдвига спектральных линий буферного газа и вещества мишени в плазме, возникающей при лазерной абляции. В основ-

ном экспериментальные исследования выполнены для кремниевой мишени, находящейся в атмосфере водорода. Установлено, что зависимости полуширины и сдвига спектральной линии буферного газа от давления и расстояния до мишени характеризуются пороговым поведением. Порог определяется формированием перколяционных кластеров из атомов и ионов вещества мишени в плотной плазме, в оптическом спектре которой практически исчезают дискретные линии мишени. Пороговое поведение, характерное для спектральной линии буферного газа, сопровождается уширением, сдвигом и асимметрией ее профиля. Установлено, что при превышении порога, в той области, где реализуется перколяция, флуктуации концентрации электронной компоненты в плазме приводят к неустойчивости уширения спектральной линии окружающего газа.

1. Жуховицкий Д.И. *ЖЭТФ*, **113**, 181 (1998).
2. De Freitas J.S., Lucena L.S., Roux S. *Physica A*, **266**, 81 (1999).
3. Alencar A.M., Andrade J.S., Lucena L.S. *Phys. Rev. E*, **56**, R7359 (1997).
4. Böddeker St., Günter S., Könies A., Hitzschke L., Kunze H.-J. *Phys. Rev. E*, **47**, 2785 (1993).
5. Parriger C.G., Lewis J.W.L., et al. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **53**, 249 (1995).
6. Parriger C.G., Plemmons D.H., Oks E. *Appl. Opt.*, **42**, 5992 (2003).
7. Parriger C.G., Oks E. *Int. Rev. Atomic Molecular Phys.*, **1**, 13 (2010).
8. Janus H.W. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40**, 3608 (2007).
9. Gonzalez V.R., Aparicio J.A., et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **35**, 3557 (2002).
10. Geohegan D.B. *Appl. Phys. Lett. A*, **69**, 1463 (1993).
11. Yoo J.H., Jeong S.H., Mao X.L., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 783 (2000).
12. Bulgakova N.M., Bulgakov A.V. *Appl. Phys. A*, **73**, 199 (2001).
13. Konjevic N. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **10**, 356 (2001).
14. Седов Л.И. *Методы подобия и размерности в механике* (М.: Наука, 1967).
15. Taylor G.I. *Proc. R. Soc. A*, **201**, 159 (1950).
16. Zhang Z., Gogos G. *Phys. Rev. B*, **69**, 235403 (2004).
17. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966).
18. Великович А.Л., Либерман М.А. *Физика ударных волн в газах и плазме* (М.: Наука, 1987).
19. Брыкин М.В., Воробьев В.С., Шелюхаев Б.П. *ТВТ*, **25**, 468 (1987).
20. Ликальтер А.А. *УФН*, **170**, 831 (2000).
21. Honda N., Nagasaka Y. *Int. J. Thermophys.*, **20**, 837 (1999).
22. Каск Н.Е., Лексина Е.Г., Мичурин С.В., Федоров Г.М., Чопорняк Д.Б. *Квантовая электроника*, **32**, 437 (2002).
23. Каск Н.Е., Лексина Е.Г., Мичурин С.В., Федоров Г.М. *Квантовая электроника*, **37**, 366 (2007).
24. Kask N.E., Leksina E.G., Michurin S.V., Fedorov G.M. *Laser Phys.*, **18**, 762 (2008).
25. Каск Н.Е., Лексина Е.Г., Мичурин С.В., Федоров Г.М., Чопорняк Д.Б. *Квантовая электроника*, **35**, 347 (2005).
26. Каск Н.Е., Мичурин С.В. *Квантовая электроника*, **42**, 1002 (2012).
27. Gamaly E.G., Madsen N.R., Golberg D., Rode A.V. *Phys. Rev. B*, **80**, 184113 (2009).
28. Федер Е. *Фракталы* (М.: Мир, 1991).
29. Грим Г. *Уширение спектральных линий в плазме* (М.: Мир, 1978).
30. Зеленый Л.М., Милованов А.В. *УФН*, **174**, 809 (2004).
31. Rosso M., Gouyet J.F., Sapoval B. *Phys. Rev. B*, **32**, 6035 (1985).