

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера СО РАН

А.А. Дорошкин, Б.А. Князев, А.Н. Матвеевко,
П.Д. Рудыч, В.С. Черкасский

СОЗДАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ СЛОЕВ
ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ РЕЗОНАНСНЫМ
УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

ИЯФ-2003-9

НОВОСИБИРСК
2003

Создание плазменных слоев вблизи поверхности резонансным ультрафиолетовым излучением

*А. А. Дорошкин²⁾, Б. А. Князева¹⁾, А. Н. Матвеев¹⁾,
П. Д. Рудыч²⁾, В. С. Черкасский²⁾*

¹⁾Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера, СО РАН

²⁾Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, РФ

Аннотация

Благодаря относительно большой ширине спектров генерации эксимерных лазеров, излучающих в ультрафиолетовом диапазоне спектра, обнаружено около 25 атомов и ионов, резонансные линии которых лежат внутри спектров генерации. Высокая интенсивность излучения эксимерных лазеров позволяет реализовать в ультрафиолетовом диапазоне спектра “лазерную ионизацию, основанную на резонансном насыщении”, около 20 лет назад обнаруженную при возбуждении паров щелочных металлов лазерами на красителях. В данной работе приведен список элементов, которые можно ионизовать данным способом, рассмотрены особенности ультрафиолетовой фоторезонансной ионизации (УФФРИ), приведены результаты численных расчетов для упрощенной модели УФФРИ, а также результаты экспериментов по исследованию взаимодействия излучения КгF лазера с парами, содержащими “резонансные” элементы Та, Fe и Sn. Показано, что при достаточной плотности расширяющихся облаков пара, предварительно созданных импульсным облучением мишени рубиновым лазером, происходит их ионизация при облучении КгF лазером. Обсуждается возможность применения метода УФФРИ для создания плазменных катодов для ионных источников и мощных импульсных ускорителей ионов.

1. Фоторезонансная ионизация

Ионизация плотных паров металла в поле интенсивного резонансного лазерного излучения была обнаружена в работе [1]. Объяснение механизма этого многоступенчатого процесса было дано в работах [2, 3]. Лазерное излучение заселяет до насыщения верхний уровень резонансного перехода (см. диаграмму Гроттриана для лития на рис. 1). В такой термодинамически неравновесной системе всегда имеющиеся в нагретом газе «затравочные» электроны, сталкиваясь с атомами, преимущественно приобретают энергию. Механизмами передачи энергии являются столкновения второго рода («сверхупругие столкновения») и резонансное вынужденное тормозное поглощение фотонов. Электрон-атомные столкновения приводят к нагреву и размножению электронов и заселению верхних атомных уровней. Завершается процесс быстрой ударной ионизацией всего газа нагретыми электронами.

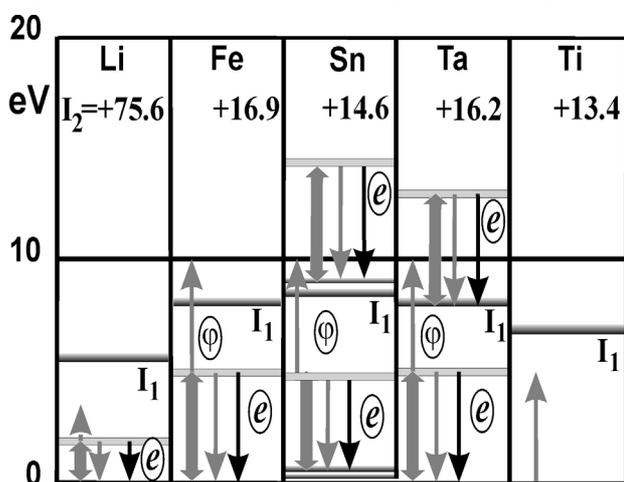


Рис. 1. Схематическое изображение процессов фоторезонансной ионизации и ультрафиолетовой фоторезонансной ионизации для атомов и их ионов, различающихся структурой уровней.

Имеются два ключевых условия, при которых этот механизм реализуется: интенсивность лазерного излучения должна быть достаточной для насыщения заселенности верхнего резонансного уровня, а плотность пара должна быть достаточно большой, чтобы обеспечить достаточную частоту столкновений электронов с атомами. Этот вид ионизации, получивший название LIBORS, Laser Ionization Based on Resonance Saturation, и далее именуемый *фоторезонансной ионизацией* (ФРИ), широко исследовался в последние годы при возбуждении стационарных паров металлов первой и второй групп таблицы Менделеева узкополосным излучением перестраиваемых лазеров на красителях. Позднее ФРИ была использована на практике для формирования литиевой плазмы на аноде мощного импульсного ускорителя ионов РВФА-II [4].

Достоинством фоторезонансной ионизации является полная бесконтактность, а температура ионов оказывается ниже, чем при создании плазмы другими методами. Поскольку температура плазмы низка, а потенциал ионизации иона, как правило, значительно выше потенциала ионизации атома, то ионы не ионизируются и плазма остается практически однозарядной. Возможности практического использования классической ФРИ, однако, ограничены, так как ресурс работы и надежность лазеров на красителях с ламповой накачкой не слишком велики, а резонансные переходы у очень многих элементов лежат в УФ (или даже ВУФ) области, где мощные источники перестраиваемого излучения отсутствуют. В связи с этим нами была рассмотрена возможность использования для ФРИ других типов лазеров.

2. Ультрафиолетовая фоторезонансная ионизация

Более чем у двадцати элементов таблицы Менделеева были найдены резонансные переходы с длиной волны, совпадающей с полосами генерации мощных импульсных эксимерных лазеров. Эксимерные лазеры устойчивы в работе. Они могут работать с высокой частотой следования импульсов непрерывно в течение длительного времени. Длительность их импульса лежит между 20 и 200 нс. Это достаточно короткое время, чтобы ионизировать облако пара прежде, чем облако расширится далеко от поверхности мишени, и, с другой стороны, достаточно длинное, чтобы обеспечить завершение процесса фоторезонансной ионизации.

Положение резонансных линий относительно спектров генерации эксимерных лазеров для соответствующих элементов показано на рис. 2. Атомные характеристики этих переходов приведены в работе [5]. Некоторые совпадения были ранее известны, например, для атомов алюминия [6] и железа [7]. Видно, что среди этих элементов имеются как весьма распространенные элементы, так и представляющие особый интерес для многих приложений (например, уран и мышьяк). Поскольку длины волн генерации указан-

ных лазеров лежат в УФ диапазоне, рассматриваемый вариант фоторезонансной ионизации мы будем далее называть ультрафиолетовой фоторезонансной ионизацией (УФФРИ).

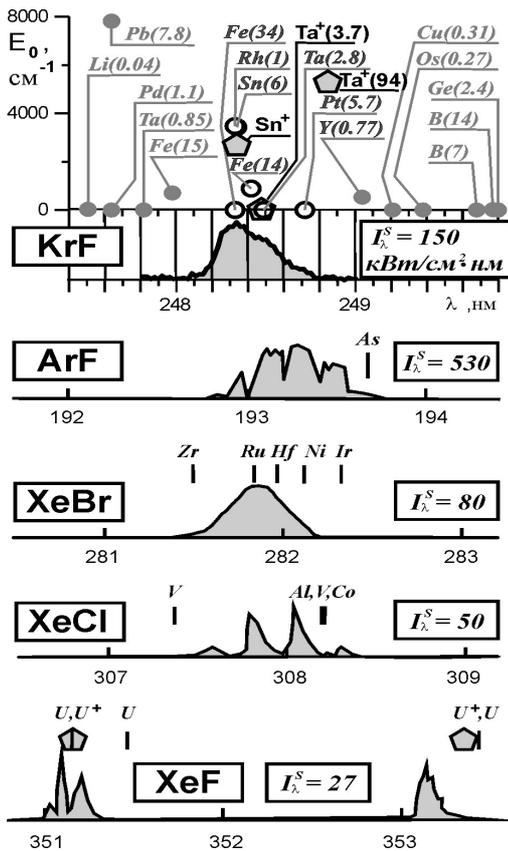


Рис. 2. Спектры генерации эксимерных лазеров и резонансные линии некоторых элементов. В рамках приведена спектральная плотность мощности насыщения перехода.

динамического полевого уширения [9]. Существенное уширение резонанса наблюдалось, например, в [4, 6]. Кроме того, в ряде работ имеются указания, что «хвосты» линии поглощения могут быть на 2-3 порядка выше, чем предсказывает теория.

Существенным преимуществом УФФРИ по сравнению с ФРИ является возможность прямой однофотонной фотоионизации резонансно возбужденных атомов излучением возбуждающего лазера, а также их ассоциативная ионизация. Эти дополнительные каналы ионизации не столь эффективны, как собственно LIBORS, но могут в определенных обстоятельствах существенно снизить требования к начальному числу затраченных электронов в газе и ускорить ионизацию. Эксимерные лазеры, как и лазеры на красителях с ламповой накачкой, имеют большую спектральную ширину излучения, близкую к 1 нм. Спектр генерации эксимерных лазеров трудно сузить и перестраивать в пределах полосы флуоресценции без существенных энергопотерь, поэтому на начальной стадии процесса, пока линия поглощения не уширилась, эффективность использования излучения мала. По мере роста плотности электронов ширина резонансного перехода возрастает как за счет уширения давлением [8], так и

Интенсивность насыщения для двухуровневой системы, то есть интенсивность лазерного излучения, при котором скорости спонтанных и вынужденных переходов с верхнего на основной уровень равны, определяется выражением $I_{\lambda}^S (\text{кВт}/\text{см}^2 \cdot \text{нм}) = 1.4 \cdot 10^{14} / \lambda^5 (\text{нм})$. Эта величина также приведена на рис. 2. Видно, что она резко возрастает с длиной волны перехода и лежит для эксимерных лазеров в интервале 27–530 кВт/см²нм. Тушение верхнего уровня в столкновениях с электронами и существование в сложных атомах других разрешенных переходов с верхнего уровня увеличивают требуемые лазерные интенсивности приблизительно до величины $I_{\lambda} \sim (2 \div 5) I_{\lambda}^S$. Такие интенсивности могут быть легко получены со стандартными эксимерными лазерами.

3. Влияние атомной структуры резонансных элементов на УФФРИ

Элементы, которые могут быть ионизованы методом УФФРИ, можно разделить на три типа по характеру расположения рабочих уровней (см. рис. 1). Элементом первого типа является железо. Целых четыре резонансных перехода с трех ($E_0 = 0, 704$ и 888 см^{-1}) из пяти подуровней (включая самый нижний) основного состояния атома железа перекрываются спектром KrF лазера. С остальных двух подуровней ($E_0 = 415$ и 978 см^{-1}) имеются переходы, столь близкие к полосе генерации, что, по крайней мере, на последних стадиях процесса, их уширенные линии могут перекрыться с лазерным спектром. Вероятность конкурирующих переходов с верхнего уровня на другие уровни значительно ниже, чем у резонансных. Все это крайне благоприятно для эффективного протекания процесса ионизации.

Представителем другой группы является олово, у которого из трех подуровней основного состояния подходящий резонансный переход имеется лишь с самого верхнего ($E_0 = 3428 \text{ см}^{-1}$) малозаселенного подуровня. Поскольку начальная температура пара по порядку величины близка к температуре испарения, составляющую для олова 0,2 эВ, термическая заселенность последнего подуровня составляет лишь 10% от нижнего. Такие элементы вряд ли являются подходящими объектами для УФФРИ. Заметим, однако, что олово все же представляет интерес для экспериментов, поскольку ион олова имеет перекрываемый KrF лазером резонансный переход с одного из нижних подуровней (см. рис. 1). Поскольку температура электронов в плазме равна, по крайней мере, 1–2 эВ, то эффективность фоторезонансной ионизации ионов будет существенно выше.

Наконец, тантал является элементом, представляющим особый интерес. Из четырех подуровней основного состояния атома ($E_0 = 0, 2010, 3963$ и 5621 см^{-1}) два, включая нижний, имеют переходы $0-40339 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 248,50 \text{ нм}$) и $3964-44166 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 248,77 \text{ нм}$), попадающие в спектр KrF лазера¹. В этом отношении он похож на железо. Однако, уникальность тантала состоит в том, что и его ион ($E_0 = 0, 1031, 2642, 4416$ и 6187 см^{-1}) имеет подобные же переходы, лежащие в полосе генерации KrF лазера: $0 - 40234 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 248,472 \text{ нм}$) и $4416 - 44585 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 248,470 \text{ нм}$). Это обстоятельство обеспечивает поглощение энергии в газе даже после его полной однократной ионизации². В частности, можно «подогревать» однократно заряженную плазму или продолжать вкладывать энергию вплоть до получения двукратно заряженной плазмы тантала.

Очевидно, что метод УФФРИ позволяет ионизовать и многокомпонентные газовые смеси. В этом случае нерезонансные компоненты газа ионизируются только электронным ударом на последних стадиях процесса. В случае если резонансный элемент подобен железу, то не исключено, что степень ионизации нерезонансных элементов будет ниже, чем резонансного элемента. Эту проблему можно преодолеть, если использовать «дважды резонансный элемент», например, тантал. Таким образом, ультрафиолетовая фоторезонансная ионизация позволяет создавать плазму, содержащую практически любой элемент таблицы Менделеева, который можно ввести в исходное газовое облако вместе с резонансным элементом.

4. Численные расчеты УФФРИ

Для того чтобы представить динамику УФФРИ для разных типов элементов были выполнены численные расчеты по упрощенной модели. В качестве базовых элементов были взяты железо и тантал. Рассмотрим «нульмерную» модель фоторезонансной ионизации, т. е. рассмотрим только временную зависимость параметров газа, считая все процессы локальными и не зависящими от координат. Такой подход может дать качественную картину развития УФФРИ. Мы оставляем за рамками данной работы вопрос о

¹ Температура испарения тантала $T = 0,47 \text{ эВ}$, и населенность верхних подуровней по этой причине достаточно высока.

² Можно добавить, что имеется еще одна возбуждаемая лазером линия иона ($\lambda = 248,19 \text{ нм}$), которая соответствует переходу $11875 - 52156 \text{ см}^{-1}$. Линия имеет уникально большое значение $gA = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и может тоже оказать положительное влияние на процесс нагрева плазмы.

движении волны просветления в реальном трехмерном облаке и о возможной нелокальности процессов переноса. Атом рассматривается как двухуровневая система (основное и резонансно возбуждаемое состояние); принимается, что электроны имеют максвелловское распределение с температурой T_e . Ион, в случае наличия резонансного перехода, также рассматривается как двухуровневая система. В модель были включены следующие прямые и обратные реакции:

- $N_0 + \hbar\omega \xleftarrow{A10} N_1$ – фотовозбуждение и вынужденное излучение атома;
- $N_1 \xrightarrow{A10} N_0 (+\hbar\omega)$ – спонтанное излучение атома;
- $N_0 + e^- \xleftarrow{K01} N_1 + e^-$ – возбуждение и тушение резонансного уровня атома электронным ударом;
- $N_0 + e^- \xleftarrow{K0c} N_0^+ + e^- + e^-$ – ударная ионизация и трехчастичная рекомбинация для основного состояния атома;
- $N_1 + e^- \xleftarrow{K1c} N_1^+ + e^- + e^-$ – ударная ионизация и трехчастичная рекомбинация для возбужденного состояния атома;
- $N_1 + \hbar\omega \xrightarrow{\sigma1c} N_1^+ + e^-$ – фотоионизация возбужденного атома;
- $N_1 + N_1 \xrightarrow{Kai} N_1^+ + e^-$ – ассоциативная ионизация возбужденных атомов;
- $N_p + e^- \xleftarrow{K0cp} N_p^+ + e^- + e^-$ – ударная ионизация и трехчастичная рекомбинация для основного состояния атома-примеси ;
- $N_0^+ + \hbar\omega \xleftarrow{A10I} N_1^+$ – фотовозбуждение и вынужденное излучение иона;
- $N_1^+ \xrightarrow{A10I} N_0^+ (+\hbar\omega)$ – спонтанное излучение иона;
- $N_0^+ + e^- \xleftarrow{K01I} N_1^+ + e^-$ – возбуждение и тушение возбужденного состояния иона электронным ударом;
- $N_0^+ + e^- \xleftarrow{K0cl} N^{++} + e^- + e^-$ – ударная ионизация и трехчастичная рекомбинация для основного состояния иона;
- $N_1^+ + e^- \xleftarrow{K1cl} N^{++} + e^- + e^-$ – ударная ионизация и трехчастичная рекомбинация для возбужденного состояния иона;
- $N_p^+ + e^- \xleftarrow{K0cpl} N_p^{++} + e^- + e^-$ – ударная ионизация и трехчастичная рекомбинация для основного состояния атома-примеси.

Здесь $N_{0,1}$ – плотности атомов в основном и возбужденном состояниях и электронов; $N_{0,1}^+$ – плотности ионов; N_e – плотность электронов; N_p – плотность атомов добавки; K_{nm} – скорости возбуждения (тушения) электронным ударом с уровня n на m (с – континуум); σ_{1c} – сечение однофотонной ионизации. Над стрелками приведены условные обозначения констант скорости прямых реакций. Ширина спектра излучения лазера и форма линии поглощения считались не зависящими от параметров плазмы.

Начальная плотность электронов определяется уравнением Саха,

$$\frac{N_e N_i}{N_a} = 6,04 \cdot 10^{21} T_e^{3/2} e^{-I/T_e},$$

которое в случае плазмы из двух сортов атомов и степени ионизации много меньше единицы дает

$$N_e = \left(6,04 \cdot 10^{21} T_e^{3/2} \cdot \left(N_{a1} \exp\left(-\frac{I_1}{T_e}\right) + N_{a2} \exp\left(-\frac{I_2}{T_e}\right) \right) \right)^{1/2}.$$

Начальная плотность атомов в возбужденном состоянии равна

$$\frac{N_1}{N_0} = e^{-E_{10}/T_e}.$$

В качестве констант скоростей реакций были использованы выражения, предложенные Дравиным (см., например, [10]). Скорости обратных реакций вычислялись из принципа детального равновесия. Так в равновесии скорости возбуждения и тушения электронным ударом связаны равенством

$$N_0 N_e K_{01}(T_e) = N_1 N_e K_{10}(T_e),$$

откуда

$$K_{10}(T_e) = K_{01}(T_e) \frac{N_0}{N_1} = K_{01}(T_e) \cdot \exp\left(\frac{E_{10}}{T_e}\right).$$

Аналогично, скорости ионизации электронным ударом и трехчастичной рекомбинации связаны через формулу Саха.

$$N_0 N_e K_{0c}(T_e) = N_0^+ N_e^2 K_{c0}(T_e)$$

откуда

$$K_{0c}(T_e) = \frac{N_0^+ N_e}{N_0} K_{c0}(T_e)$$

Характерное значение сечения однофотонной ионизации возбужденного состояния атома принималось равным 10^{-18} см^2 .

Результаты расчетов для четырех сред представлены на рис. 3-6 при включении ступенчатого импульса лазерного излучения заданной мощности.

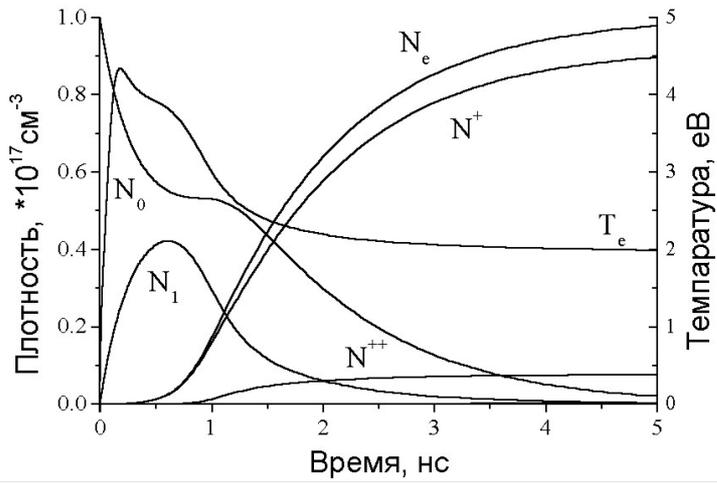


Рис. 3. Плотность компонент и электронная температура T_e как функция времени в парах железа, облученных прямоугольным импульсом KrF лазера при параметре насыщения $S=5$. Здесь N_e – плотность электронов, N_0 и N_1 – плотности атомов в основном и возбужденном состояниях, N^+ и N^{++} – соответствующие плотности ионов.

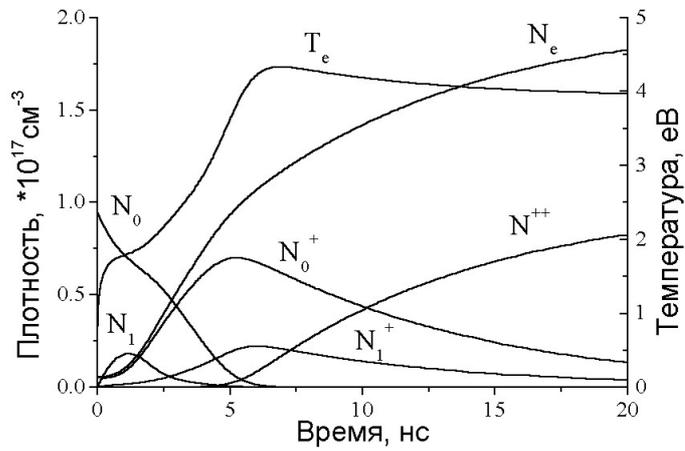


Рис. 4. Плотности компонент и электронная температура T_e как функция времени в парах тантала (KrF лазер, $S=5$); N_0^+ и N_1^+ – плотности ионов в основном и возбужденном состояниях; остальные обозначения как на рис. 3.

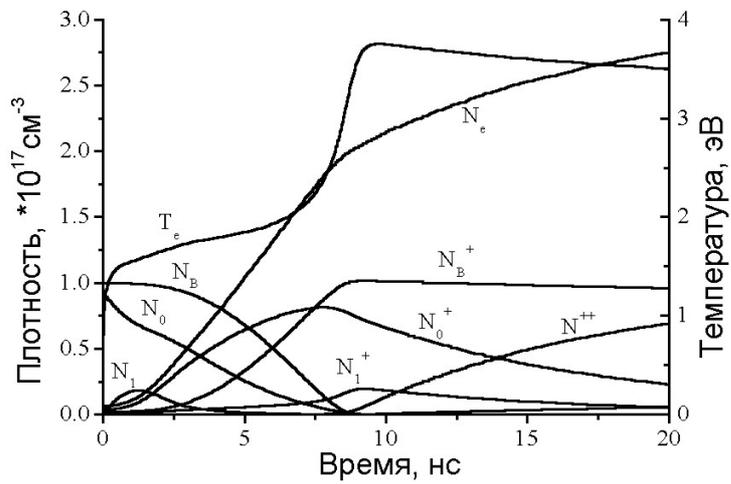


Рис. 5. Плотности компонент и электронная температура T_e как функция времени в смеси железо-бор (50%–50%) (KrF лазер, $S=5$); N_B^+ и N_B^{++} – плотности атомов и ионов бора; остальные обозначения как на рис. 3

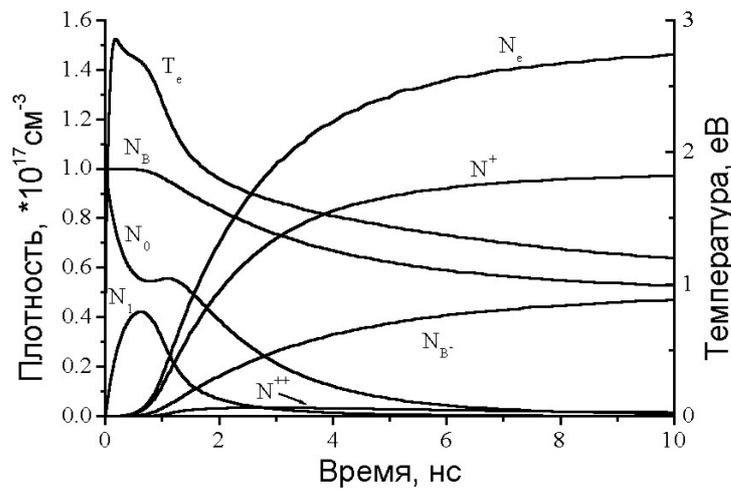


Рис. 6. Плотности компонент и электронная температура T_e как функция времени в смеси тантал-бор (50%–50%) (KrF лазер, $S=5$); обозначения как на предыдущих рисунках.

Видно, что в облаке, содержащем атомы железа, температура электронов быстро растет, а затем, по мере ионизации облака, энергия расходуется на ионизацию и падает до 2 эВ. В облаке тантала же, продолжающееся поглощение энергии «резонансными» ионами приводит к установлению к концу процесса более высокой энергии электронов и более высокой степени ионизации однократно заряженных ионов. Оценки скорости обмена энергией между электронами и ионами показывают, что она относительно мала, и ионы остаются холодными. Расчеты для двухкомпонентных облаков, для случая, когда в качестве «нерезонансного» элемента добавляется титан, показывают, что в железном облаке титан не ионизируется полностью, тогда как в танталовом степень его ионизации близка к единице. Таким образом, простая модель УФФРИ показывает, что этим методом можно ионизовать пары металлов за разумное время при стандартных параметрах K_rF лазера. Приведенные результаты носят, правда, скорее качественный характер, и необходимы дальнейшие расчеты с использованием более реалистичной модели.

5. Экспериментальные результаты

Ввиду значительной трудности расчетов и отсутствия многих данных для сложных атомных систем, экспериментальные исследования являются наиболее адекватным способом поиска оптимальных параметров газа и излучения для реализации максимальной эффективности ионизации. Исходя из условий насыщения атомных переходов, можно заранее утверждать, что оптимальная спектральная плотность мощности лазерного излучения по порядку величины не должна сильно отличаться от интенсивности насыщения перехода I_{λ} .

Сложность процессов фоторезонансной ионизации и отсутствие данных о величинах многих необходимых сечений затрудняет аналитические и численные расчеты, поэтому экспериментальные исследования фоторезонансной ионизации представляют большой интерес. Известны лишь несколько экспериментов по исследованию взаимодействия излучения эксимерного лазера с резонансными парами. В работах [6,11] пары железа и тантала возбуждались K_rF лазером, чтобы получить лазерную генерацию на каскадных переходах этих атомов. Изучение фоторезонансной ионизации не было целью этих экспериментов. В работе [6] было исследовано формирование эрозионного факела при облучении мишеней резонансным перестраиваемым видимым или ультрафиолетовым излучением с длительностью импульса 20 нс. Уширение переходов 3S-3P атома натрия и 3P-3D атома алюминия при насыщении достигало величины порядка 10 нм. Столь сильное уширение можно связать с очень высокой плотностью паров, поскольку они были образованы тем же самым лазером. При резонансной длине волны лазера порог пробоя был в 1,5–2 раза ниже, а электронная плотность – выше. Эти результаты

позволяют объяснить снижение порога пробоя при облучении алюминиевой поверхности ХеСІ лазером.

Фоторезонансная ионизация КrF лазером расширяющихся паров исследовалась в работах [12, 13]. Схема экспериментальной установки показана на рис. 7. Облако пара создавалось облучением нерезонансным излучением рубинового лазера танталовой или титан-танталовой мишени³, расположен-

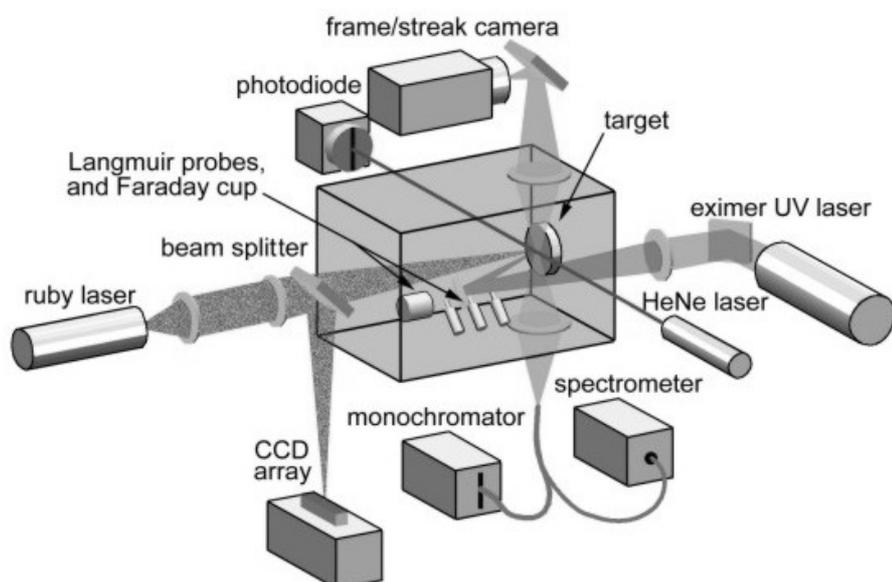


Рис. 7. Экспериментальная установка КАТРИОН для исследования ультрафиолетовой фоторезонансной ионизации.

ной в вакуумной камере. В контрольных экспериментах использовались мишени металлов, не имеющих резонансных линий в полосе генерации КrF лазера. Расширяющееся облако паров облучалось с некоторой варьируемой задержкой излучением КrF лазера. Для исследования процессов взаимодействия излучения с паром использовался набор диагностик, показанных на рисунке. Эксперименты показали, что облако, содержащее тантал, ионизировалось при определенных условиях излучением КrF лазера.

³ Однородная титан-танталовая мишень была изготовлена из порошка во взрывной камере.

На рис. 8, а и б показаны фотографии свечения облака, снятые сбоку с помощью электронно-оптического преобразователя ПИМ-104В с мультищелочным фотокатодом и микроканальным усилителем яркости. Пространственный масштаб, справедливый для обеих осей, показан на рисунке внизу. В процессе съемки, изображение на экране ЭОП смещалось по вертикальной оси с помощью пластин вертикального отклонения. Временной масштаб смещения показан на шкале слева. Почти прямоугольный блик, видимый «позади» мишени, отмечает момент срабатывания KrF лазера.

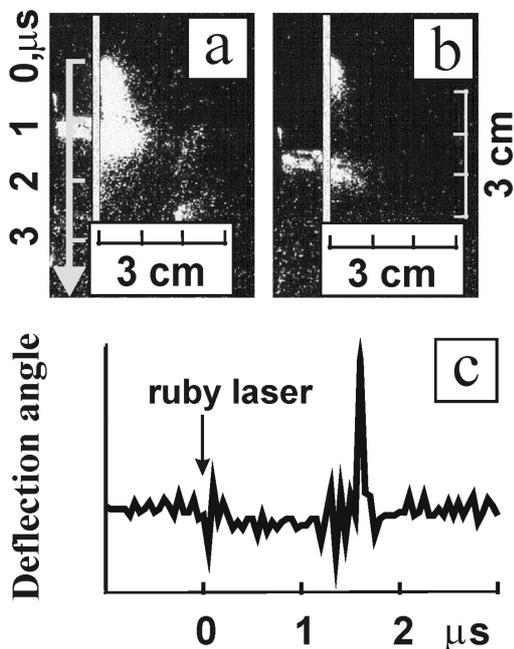


Рис. 8. Фотография свечения тантал-титанового облака при его облучении KrF лазером (а, б) и сигнал отклонения луча HeNe лазера (с);

В течение испарения мишени рубиновым лазером и следующих 0,5–1 микросекунды наблюдается свечение термически ионизированного облака в непрерывном спектре. Если расширяющееся облако, не содержащее тантала, облучается KrF лазером, картина свечения не меняется. Если облако содержит тантал и задержка импульса KrF-лазера не превышает 5 микросекунд, наблюдается вторая вспышка свечения облака, что свидетельствует о поглощении излучения лазера в облаке. Спектральные диагностики регистрируют в этот момент атомные и ионные спектральные линии. В тот же мо-

мент на расстоянии 1–3 мм от поверхности мишени регистрируется (рис. 8, с) появление градиента показателя преломления, соответствующего появлению электронов⁴. Зонды Ленгмюра, находившиеся на расстоянии 23 см, также регистрировали второй пик ионизации в танталсодержащем облаке. Подобные эксперименты проводились также с железо- и оловосодержащими облаками.

6. Возможные применения УФФРИ

Наиболее очевидным применением УФФРИ является использование этого бесконтактного метода для формирования плазменных анодов. Возможность ионизации многих элементов путем создания двухкомпонентных или многокомпонентных анодов, содержащих один из резонансных элементов, обещает создание фоторезонансных лазерных ионных источников, представляющих интерес для технологических приложений. Такие аноды могут также быть использованы в мощных ионных ускорителях. Совместно с Н. Bluhm и др. (Forschungszentrum Karlsruhe, Germany) и J Greenly и др. (Cornell University, USA) нами были проведены исследования по возможности создания таких анодов для ускорителей KALIF (2 МВ, 200 кА, 80 нс) и COBRA (1 МВ, 150 кА, 50 нс).

Для решения последней задачи необходимо предварительно решить задачу формирования тонких (≤ 1 мм) слоев нейтрального пара плотностью порядка 10^{16} см⁻³ на площади анода порядка 200 см². Принципиальная возможность формирования такого слоя следует из экспериментов [15], в которых были экспериментально найдены условия образования нейтрального облака, а также методом резонансной флуоресценции было измерено пространственное распределение плотности пара в расширяющемся облаке. Хотя в этих экспериментах для испарения использовался лазер на красителе с длительностью импульса порядка 2 – 3 мкс, параметры масштабирования хорошо известны и результаты могут легко быть использованы и при более коротких испаряющих импульсах. Рис. 9 демонстрирует основные результаты этих экспериментов. Видно, что плотность пара на границе с вакуумом очень резко падает, что критически важно для формирования плазменного анода, поскольку позволяет избежать резонансной перезарядки вытягиваемых из эмиссионной поверхности ионов.

Второй важный результат – существование интервала плотностей мощности лазерного излучения на мишени, в котором происходит испарение, но еще не появился ионный компонент. Это существенно, потому что последующая фоторезонансная ионизация позволяет создать плазму с температу-

⁴ Исчерпывающее описание этой диагностики можно найти в работе [14]

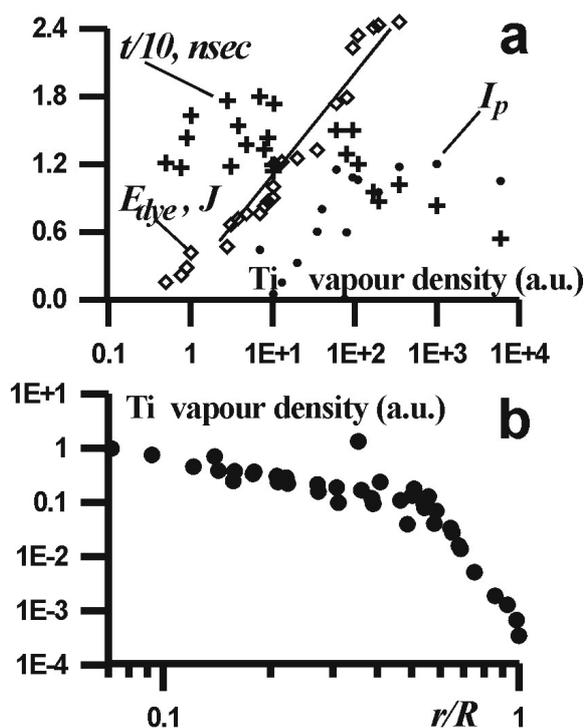


Рис. 9. а – Ионный ток на Ленгмюровский зонд I_p и время спада спонтанного излучения атомов титана (вертикальная ось) и плотность титанового облака на расстоянии 19 мм от мишени (горизонтальная ось) как функция энергии испаряющего лазера на красителе пара E_{dye} ; б – Распределение плотности атомов титана по нормали к мишени.

рой ионов не сильно отличающейся от температуры пара, а значит обеспечить низкий разброс поперечных скоростей в ионном пучке. И, наконец, весьма важно заметить, что измеренное время спада флуоресценции возбужденных атомов, которое при низких плотностях мощности испаряющего лазера равно обратному коэффициенту Эйнштейна, после появления в облаке электронов сильно уменьшается, что не имеет другого объяснения, чем тушение возбужденных состояний электронами, которое является ключевым процессом для фоторезонансной ионизации.

При стандартном испарении мишени лазером «в одной точке» облако имеет полусферическую форму с близкими продольным и поперечным размерами. Тонкий слой плазмы можно сформировать путем деления луча

лазера (например, голографическими элементами) на много пучков, испаря мишень во многих часто расположенных точках. Мы нашли, однако, еще один способ получения слоя, предложив [16] использовать для испарения модифицированный интерферометр Фабри-Перо. Схема этого устройства, адаптированного к кольцевой геометрии катода ускорителя COBRA, показана на рис. 10. Основное отличие от стандартного интерферометра состоит в том, что излучение лазера вводится в отверстие в 100% входном зеркале. При таком способе ввода, в отличие от стандартной конфигурации с полупрозрачным входным зеркалом, в которой почти вся энергия отражается, практически вся энергия проходит через выходное зеркало. При достаточно большой базе интерферометра можно получить на мишени часто располо-

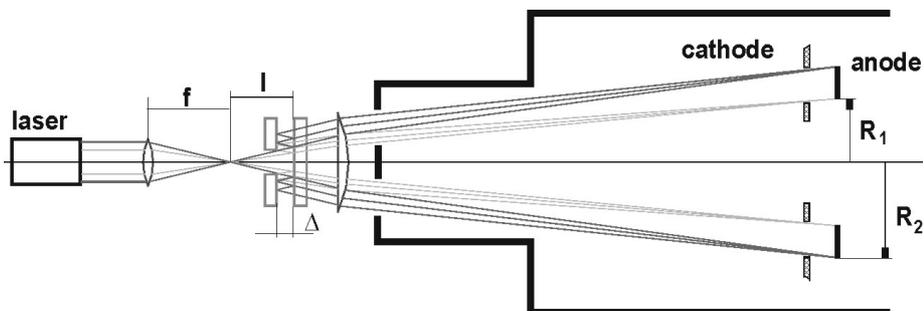


Рис. 10. Схема “распределителя-концентратора” лазерной энергии для создания тонкого слоя пара на кольцевой поверхности анода ускорителя COBRA ($R_1=7,2$ см, $R_2=9,5$ см) на основе модифицированного интерферометра Фабри-Перо. Источник излучения Nd лазер с неустойчивым резонатором.

женные кольца, причем плотность мощности по всем кольцам будет, как легко найти из свойств интерферометра Фабри-Перо, одинакова. Расчеты, детали которых можно найти в [16] показывают возможность практической реализации этой схемы с неодимовым лазером. После создания слоя пара, ионизация осуществляется с помощью УФФРИ.

7. Заключение

Выполненные к настоящему времени исследования ультрафиолетовой фоторезонансной ионизации показали практическую осуществимость метода и его потенциальные возможности для приложений. Создана простая модель и выполнены численные расчеты, дающие представление об основных параметрических зависимостях процесса. К ближайшим задачам следует отнести создание достаточно реалистичной модели УФФРИ для выполнения численных расчетов, которые могут достаточно хорошо предсказывать реальные физические ситуации, и выполнение экспериментов по формированию ионных пучков. При моделировании следует учесть, что для тонких слоев пара некоторые процессы нельзя считать локальными, что требует создания достаточно сложной модели и алгоритма для вычислений в системе координат пространство-время. Эксперименты должны быть нацелены на получение и исследование свойств пучков различного элементного состава, хотя и собственно процессы УФФРИ требуют еще значительного экспериментального изучения.

Благодарности

Работа выполнена на установке КАТРИОН (рег. номер 06-06) при финансовой поддержке Минпромнауки России, а также программ «Университеты России» и «Фундаментальное естествознание» Минобрнауки РФ. Авторы благодарят А. М. Ражева, предоставившего KrF лазер для выполнения ряда экспериментов.

Литература

1. *T. B. Lucatoro, T. J. Mc Ilrath*. Phys. Rev. Letters, **37**, 428 (1976).
2. *R. M. Measures, P. G. Cardinal*. Phys. Rev. A., **23**, 804 (1981).
3. *В. А. Касьянов, А. Н. Старостин*. В сб. *Химия плазмы*, вып. **16**, с. 67, М: Энергоатомиздат, 1990.
4. *K. V. Bieg, G. C. Tisone, T. R. Lokner et al*. Proc. 8 th Internat. Conf. on High-Power Particle Beams, Novosibirsk, 1990, World Scientific, V. **2**, P. 933 (1990).
5. *B.A. Knyazev, P. I. Melnikov, H. Bluhm*. Proc. 10-th Internat. Conf. on High-Power Particle Beams, San Diego, P. 451, (1994).
6. *D.V. Gaidarenko, A. G. Leonov*. Laser Physics, **2**, 901 (1992).
7. *H. Yoshida, R. Tamaki, H. Ninomiya*. Optics Communications, **102**, 461 (1993).

8. Л.А. Вайнштейн, И.И. Собельман, Е.А. Юков. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М.: Наука, 1979.
9. В.М. Акулин, Н. В. Карлов. Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике, М.: Наука, 1987.
10. Л.М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов. «Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы», М., «Наука», 1982.
11. Н. Yoshida, R. Tamaki, H. Ninomiya. J. Appl. Phys. **70**, 7253 (1991)
12. I.M. Bushujev, A. A. Doroshkin, Art. A. Ivanov et al. Proc. SPIE, **2619**, 216 (1995).
13. Б.А. Князев, П.И. Мельников, А.А. Дорошкин, А.Н. Матвеевко, Г. Блюм. Письма в ЖТФ, **23**, В. 9, С. 24 (1997).
14. В.А. Knyazev, D.A. Hammer, J.B. Greenly, E.G. Krastelev, M. Cuneo. Rev. Sci. Instrum., **72**, 2310 (2001).
15. Б.А. Князев, С.В. Воропаев. В сб. Диагностика плазмы, В. 5, С. 211, М: Энергоатомиздат, 1986.
16. В.А. Knyazev, P.I. Melnikov, J.B. Greenly. Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research A, **415**, 709 (1998).