

K.54

52

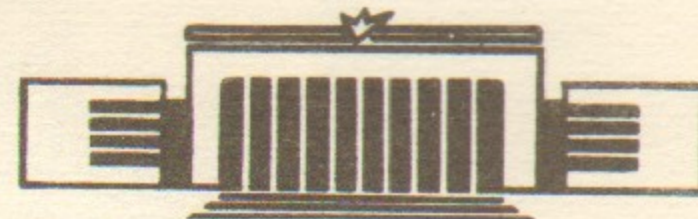
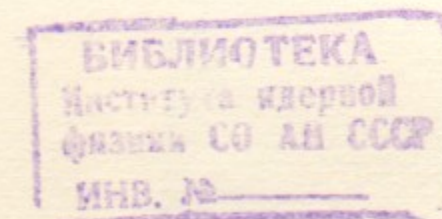


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Б.А.Князев, С.В.Лебедев, К.И.Меклер

ЛАЗЕРНОЕ ИСПАРЕНИЕ С ПОСЛЕДУЮЩЕЙ
ФОТОИОНИЗАЦИЕЙ—
СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ ОБЛАКА ПЛАЗМЫ
С ЗАДАННЫМ СОСТАВОМ ЭЛЕМЕНТОВ

ПРЕПРИНТ 84-99



НОВОСИБИРСК

ЛАЗЕРНОЕ ИСПАРЕНИЕ С ПОСЛЕДУЮЩЕЙ ФОТОИОНИЗАЦИЕЙ —
СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ ОБЛАКА ПЛАЗМЫ С ЗАДАНЫМ СОСТАВОМ
ЭЛЕМЕНТОВ

Б.А.Князев, С.В.Лебедев, К.И.Меклер

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе рассмотрены возможности фотоионизационного способа получения плазмы, определены требования к лазеру и источнику УФ излучения, а также приведены результаты экспериментов по получению облака паров Pb , Ti и Al в вакууме и фотоионизации алюминиевых паров излучением импульсных кварцевых ламп.

1. Введение

Во многих приложениях появляется необходимость создания в вакууме локализованного в пространстве газового или плазменного облака, в том числе состоящего из химических элементов, находящихся в обычных условиях в конденсированном состоянии. Такая задача может возникнуть, например, при формировании газовых или плазменных мишеней, плазменных катодов, в технике ионных источников и т.д. Особые трудности возникают, когда плазменные образования необходимо получить в магнитных полях сложной конфигурации.

Во многих подобных случаях плазма может быть получена бесконтактным способом [1,2], суть которого состоит в следующем. Процесс образования плазменного облака разделяется на две стадии. На первой стадии излучение мощного лазера фокусируется в одну или несколько точек на поверхность материала с заданным составом химических элементов. При этом плотность мощности излучения выбирается достаточной для эффективного испарения, но меньшей, чем та, при которой возникает оптический пробой [3]. На второй стадии, после расширения облака паров до нужного размера, включается внешний источник фотонов с энергией, превышающей потенциал ионизации атомов пара. Степень ионизации пара определяется балансом между скоростью ионизации и скоростью потерь заряженных частиц за счет рекомбинации и диффузии. В такой плазме доля примесей мала, нет многозарядных ионов и (в отличие от так называемой "лазерной плазмы") скорость разлета ее невелика.

В настоящей работе рассмотрены возможности данного метода и приведен пример его практической реализации.

2. Лазерное испарение

Чтобы наиболее эффективно использовать импульс излучения лазера длительностью¹⁾ τ , необходимо реализовать т.н. "оптимальный" режим испарения, когда плотность поглощенной мощности F_0 такова, что перемещение фронта испарения ($\sim F_0 \tau / H\rho$) за

¹⁾ Отметим, что длительность импульса генерации мощного лазера обычно является наиболее "жестким" параметром, практически постоянным для данного лазера.

время импульса равно глубине прогрева материала ($\delta = \sqrt{\alpha \tau}$).
Здесь α , H , ρ есть, соответственно, коэффициент температуропроводности, удельная теплота парообразования, плотность материала мишени. Из этой оценки видно, что $F_0 = A H \rho \sqrt{\alpha / \tau}$. Коэффициент A , появляющийся при более строгом анализе [3, стр. 108], равен 1,7.

При заданном материале мишени выбор длительности импульса лазера однозначно определяет F_0 и толщину материала δ , испаряемую за импульс. Следовательно, варьирование числа испаряемых атомов N может быть осуществлено только за счет синхронного изменения полной энергии генерации и величины облучаемой площади S : $E \approx F_0 S \tau = H N m$, где m — масса атома материала мишени. В Таблице 1, указанные параметры приведены для алюминиевой мишени при длительностях импульсов облучения от 0,1 до 100 мкс²⁾.

Таблица 1.

Режимы оптимального испарения для алюминиевой мишени

τ , мкс	0,1	1	4	10	100
F_0 , МВт/см ²	62	20	10	6,2	2,0
δ , мкм	2,3	7	14	23	70
$N = 10^{17}$, $E = 0,05$ Дж	0,7	0,24	0,12	0,07	0,02
$N = 10^{18}$, $E = 0,5$ Дж	7	2,4	1,2	0,7	0,2

Таблица 2.

Режимы оптимального испарения для $\tau = 4$ мкс

Элемент	Li	C	Al	Ti	Zn	Pb
A	7	12	27	48	65,4	207
F_0 , МВт/см ²	4,5	40	10	6	4	3
δ , мкм	15	10	14	6	13	13
$N = 10^{18}$, E , Дж	0,3	1,5	0,5	0,7	0,2	0,3
S , мм ²	1,4	0,9	1,2	3,0	1,2	2,5

²⁾ Цифры, приведенные в таблицах 1 и 2 носят приближенный характер, т.к. термодинамические характеристики материалов значительно меняются с температурой и для жидкой фазы не всегда известны. Подборка этих характеристик для 24-х элементов имеется в [4].

Видно, что уменьшение длительности импульса приводит к увеличению отношения площади испаряемой поверхности к испаряемому объему, а следовательно, и количества в паре примесей, ранее адсорбированных поверхностью. Увеличение длительности импульса генерации, с одной стороны, требует уменьшения площади фокусировки, что не всегда осуществимо для мощных лазеров с их большой расходимостью излучения, с другой стороны, не позволяет образовать облако малых размеров из-за разлета пара за время импульса на большое расстояние. Конкретный тип лазера следует выбирать исходя из стоящих задач.

Для получения облака размером ~ 1 см с числом частиц $N \sim 10^{17}-10^{19}$ наиболее подходящим является лазер с $E = (0,1-10)$ Дж и $\tau \sim (1-10)$ мкс. Такие параметры наиболее естественны для лазеров на красителях с ламповой накачкой. Нами был использован лазер на растворе родамина 6Ж в изо-пропаноле [5] с длительностью импульса ~ 4 мкс. Поглощенная энергия и площадь фокусировки, необходимые для испарения 10^{18} атомов некоторых элементов при $\tau = 4$ мкс указаны в Таблице 2.

В таблицах приведена поглощенная энергия. Если учесть, однако, что в режиме оптимального испарения потери на отражение невелики [3 стр. 117], то падающая энергия должна лишь незначительно превышать, приведенные значения.

3. Фотоионизация паров

На рис. 1 показаны известные на сегодня сечения фотоионизации различных элементов [6]. В отличие от большинства газов сечения фотоионизации элементов, находящихся при нормальных условиях в конденсированном состоянии, лежат в области энергий, соответствующей длинам волн излучения выше 100 нм. Это означает, что для их фотоионизации могут быть использованы как открытые искровые [7], так и закрытые [8] (с окнами из кварца, LiF и т.п.) источники. Преимущество закрытых источников заключается в изоляции плотной газоразрядной плазмы источника от рабочего вакуумного объема.

Величины сечений фотоионизации лежат, в основном, в диапазоне 1-100 Мб. Поэтому для наиболее эффективного использования ионизирующего излучения произведение плотности пара n на его характерный размер L должно составлять $nL \sim 5^{-1}$, т.е.

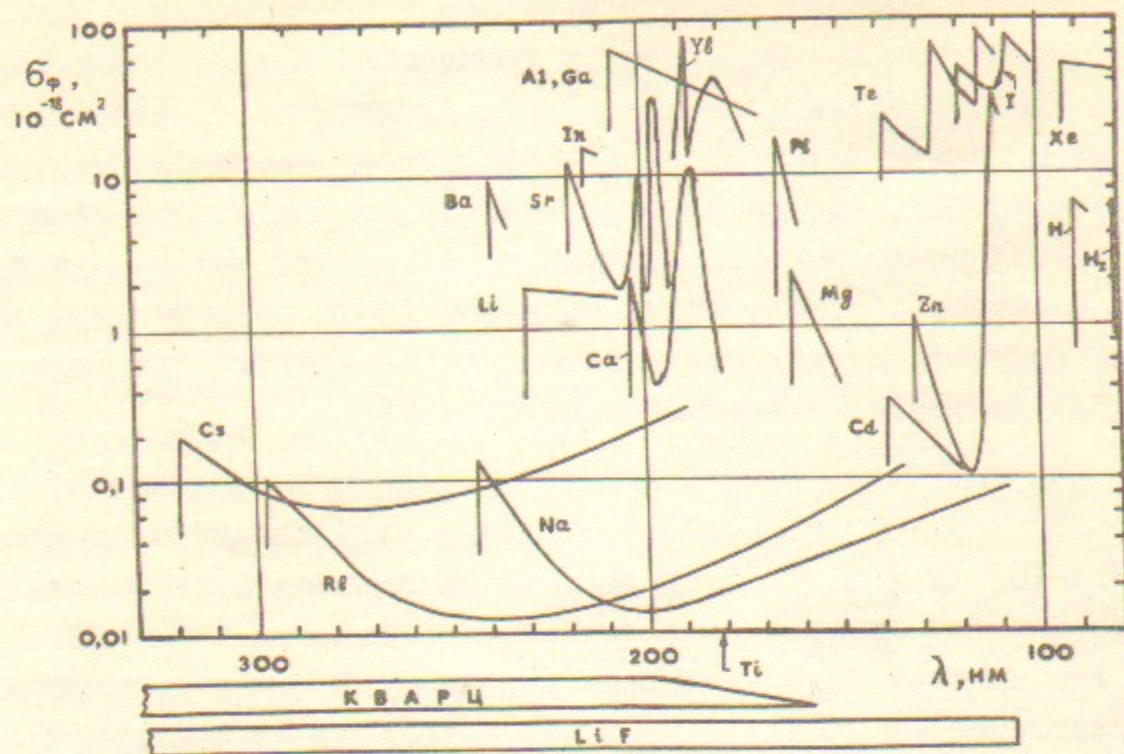


Рис.1. Сечения фотоионизации атомов

$10^{16}-10^{18} \text{ см}^{-2}$. При меньших nL в паре поглощается лишь небольшая доля излучения, а при больших — все излучение поглощается на границе пара и фотоионизация в глубине облака возможна лишь при очень высоких мощностях излучения в режиме "волны просветления".

При малых плотностях пара ($nL \approx 1$) плотность образующихся ионов n_i можно оценить из соотношения $n_i \approx n \sigma I_0$ (считаем, что рекомбинацией можно пренебречь) Отсюда необходимое полное число фотонов на см^2 за импульс: $I_0 \sim (n_i/n) \sigma$. При $\sigma \sim 10^{-17} \text{ см}^2$ для получения степени ионизации $n_i/n \sim 0,01$, например, требуется энергия падающего излучения $I_0 \cdot h\nu \sim 10^{-3} \text{ Дж/см}^2$. Получение таких и больших потоков не представляет трудностей, поскольку источники излучения в УФ и ВУФ диапазонах позволяют получать в импульсе десятки Дж.

4. Экспериментальная установка

Экспериментальные исследования, непосредственным побудительным мотивом для которых послужили проблемы создания предплазмы для коллективного "газодинамического" ускорения ионов электронным пучком [9,10], были выполнены на установке, пока-

занной на рис.2А.

В вакуумной камере I объемом $0,15 \text{ м}^3$, откачиваемой до $3 \cdot 10^{-6} \text{ Тор}$, помещалась мишень 2, которая могла поворачиваться вокруг оси. На поверхность мишени (на расстоянии 1 см от ее оси вращения) с помощью линзы 3 фокусировалось излучение импульсного лазера на красителе 4. Энергия излучения лазера ослаблялась до нужного значения светофильтрами. Диаметр пятна фокусировки мог меняться от 0,5 до 3 мм перемещением линзы 3. В некоторых экспериментах с помощью системы призм луч лазера разделялся и фокусировался в двух или четырех точках поверхности, лежащих на радиусе 7 мм от оси лазерного пучка.

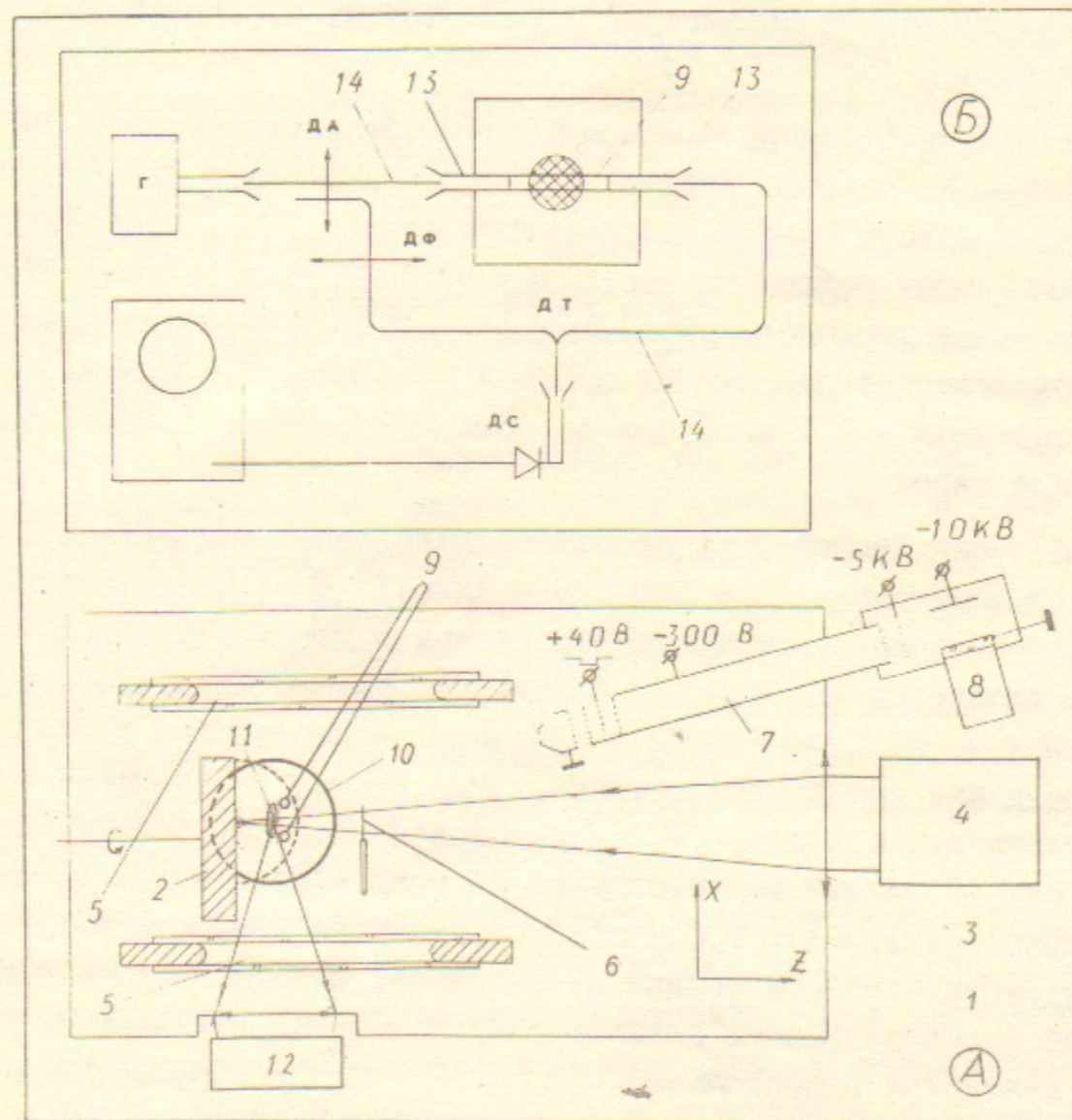


Рис.2. А — схема экспериментальной установки
Б — схема СВЧ-интерферометра с линией Лехера.
(Г — генератор СВЧ).

В качестве мишеней использовались свинец, титан и алюминий. Исследования фотоионизации проводились только с парами алюминия. Источником ионизирующего излучения служили четыре импульсные кварцевые лампы ИФП-1200 5 с длиной светящейся части 12 см, располагавшихся симметрично на расстоянии 4,3 см от оси мишени, на которые разряжались конденсаторы с полным энергозапасом до 280 Дж. При размере облака паров $r = 2$ см на него попадало лишь 0,4% излучения ламп. Импульс излучения ламп в УФ диапазоне измерялся вторично-эмиссионным детектором, а в видимом диапазоне - фотоэлементом.

Для измерения параметров пара и плазмы использовалась следующая аппаратура.

а) Теневой прибор с ножом Фуко и фоторегистратором СФР, работавшим в кадровом режиме. Измерение плотности паров проводилось по методу "расфокусированного ножа" [11]. Минимально измеримый угол рефракции составлял $\approx 2 \cdot 10^{-6}$ рад, а соответствующий градиент плотности пара $(\frac{dn}{dr} \cdot L)_{min} = 5 \cdot 10^{16} \frac{1}{см^3}$ для свинца. Пространственное разрешение прибора составляло $\sim 0,3$ мм, время экспозиции - 1,7 мкс. Прибор позволял также наблюдать самосвечение паров.

б) Зонд Ленгмюра 6, представляющий собой вольфрамовую проволоку диаметром $d = 120$ мкм и длиной $l = 2,5$ мм, помещался поперек потока расширяющейся плазмы и мог перемещаться вдоль координат y и z . В условиях нашего эксперимента $\lambda_D \ll d < \lambda$ и $v_{Te} \gg V \gg v_{Ti}$, где λ_D - дебаевская длина, λ - длина свободного пробега, v_{Te} и v_{Ti} - тепловые скорости электронов и ионов, V - потоковая скорость плазмы. В этом случае ионный ток насыщения на зонд определяется простым соотношением $I_s = en_i V l d$ [12]. Потоковая скорость в данной точке расширяющегося облака вычислялась, исходя из предположения об автономности разлета плазмы: $V = \frac{r}{R} V_{пр}$, где $V_{пр} = V_T \cdot \frac{2}{\gamma-1} = 3 V_T$ (газ считается одноатомным) [13], r - координата зонда, а $R(t)$ - радиус газового шара. Весь комплекс результатов измерений подтверждает *post factum* это предположение.

в) Время-пролетный масс-спектрометр 7 с регистрирующей системой, состоящей из ионно-электронного преобразователя, сцинтиллятора и фотоумножителя 8 [14], служил для исследования состава ионной компоненты плазмы.

г) одновременно с зондовыми измерениями плотности ионов проводились измерения плотности электронов 8-миллиметровым СВЧ-интерферометром. Так как исследуемая плазма имеет малые размеры (~ 1 см) и большие градиенты плотности, провести корректные измерения, просвечивая ее с помощью антенны, практически невозможно. Поэтому СВЧ колебания проводились через плазму по двухпроводной линии Лехера (9 на рис.2А), натянутой параллельно мишени на расстоянии 8 мм от нее. В этом случае СВЧ волна распространяется в пространстве между проволочками и направление зондирования точно известно [15,16].

Особенностью нашего интерферометра (рис.2Б) является использование в нем одновременно линии Лехера и диэлектрических волноводов. Переход от металлического волновода к линии Лехера был выполнен следующим образом. Металлические волноводы 13 заострялись вдоль широкой стороны и на острых концах с помощью оловянного припоя крепились с натяжением тонкие вольфрамовые проволочки. Расстояние между ними составляло 3,5 мм, длина линии - 8 см. Вне вакуумной камеры металлические волноводы переходили в диэлектрические (полиэтилен) 14. Затухание в линии составляло ~ 7 дБ, КСВ $\sim 1,2$.

Аттенкуатор ДА и фазовращатель ДФ, изготовленные из диэлектрических волноводов, совмещались в одном узле, который обеспечивал перемещение волноводов (обращенных друг к другу широкой стороной) в двух взаимно перпендикулярных направлениях, указанных стрелками. При перемещении одного волновода вдоль другого изменялась фаза сигнала, а при изменении расстояния между ними - его амплитуда. Прошедший через плазму и ответвленный сигнал смешивался в диэлектрическом тройнике ДТ и регистрировался с помощью детектора ДС осциллографом.

Введение ленгмюровского зонда в пространство между проволочками не искажало сигналы СВЧ-интерферометра, что позволяло вести зондовые измерения непосредственно вдоль проволочек одновременно с СВЧ-измерениями. Измеренные интерферометром значения $n_e L$ не более чем в 1,5 раза отличались от значений $n_i L$, вычисленных по зондовым измерениям, а отсечка СВЧ сигнала, наблюдавшаяся в некоторых выстрелах (что должно соответствовать достижению величины $n_e^{max} = 2 \cdot 10^{13} см^{-3}$) соответствовала моменту, когда вычисленная по зондовому сигналу максимальная

плотность ионов вдоль проволочек достигала той же величины).

д) Распределение плотности энергии излучения лазера на красителе на поверхности мишеней измерялось "фольговым" методом, описанным в [17]. Полная энергия излучения измерялась измерителем ИМО-1.

е) Дополнительно к вышеуказанным методикам при испарении титана имелась возможность контролировать плотность атомов Ti в основном состоянии методом резонансной флуоресценции. Азотный лазер через окно IO (рис.1А) возбуждал атомы в объеме II. Флуоресценция наблюдалась под углом 90° . Результаты этих экспериментов и метод абсолютной калибровки регистрирующей системы I2 описаны в [18,19].

В заключение раздела опишем процедуру измерений. В каждом импульсе могли использоваться все методики одновременно (за исключением резонансной флуоресценции). Типичные сигналы, полученные с СВЧ-интерферометра и зонда Ленгмюра приведены на рис.3 где показана также форма лазерного импульса.

Было обнаружено, что после поворота мишени при первом облучении ее поверхности с нее десорбировалось большое количество "загрязнений", что проявлялось в ухудшении после импульса вакуума в камере и в возникновении оптического пробоя в испаренном материале (рис.3Г). Поэтому измерения проводились не в первом импульсе, а в последующих 4-х импульсах, следовавших с интервалом 6 минут. После этого, во избежание образования кратера, мишень перемещалась и вся процедура повторялась на новой точке мишени. Сигналы во 2-5 импульсах были практически идентичны. Интересно, что после полусуточной выдержки мишени в вакууме $\sim 0,01$ Тор даже для ранее очищенного места вновь требовался "очищающий" импульс.

5. Результаты и обсуждения

5.1. В экспериментах были получены пары свинца, титана и алюминия плотностью от 10^{14} до 10^{18} $см^{-3}$ (в объеме ~ 10 $см^3$). Согласно теневым изменениям разлет паров происходил в широкий телесный угол, близкий к 2π . Как и следовало ожидать в подобных условиях, разлетающихся конденсированных частиц не наблюдалось.

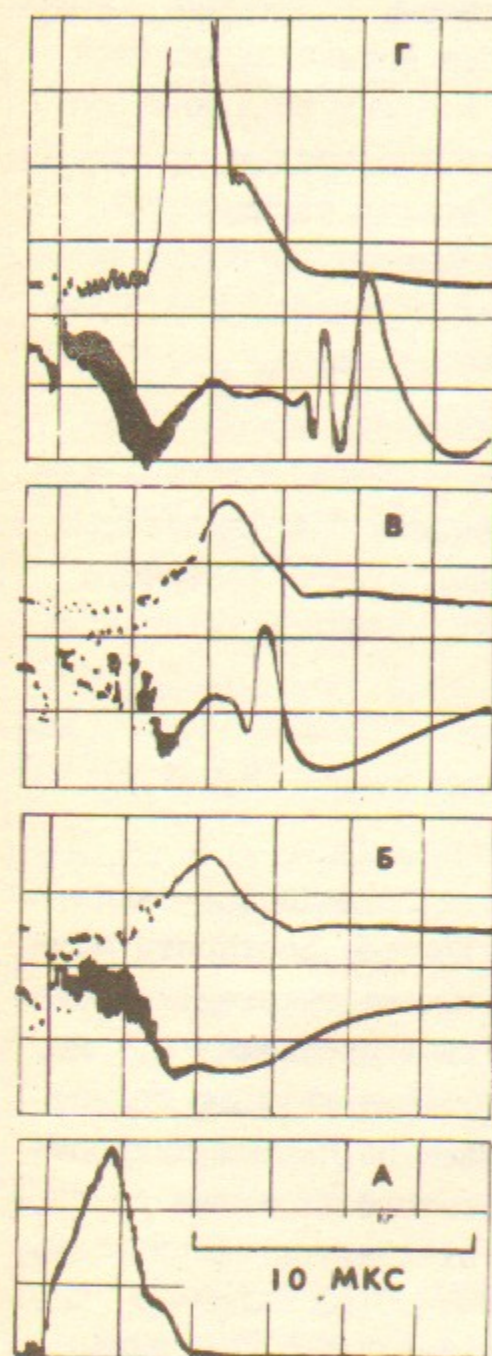


Рис.3. А.- Импульс лазера. Б,В - типичные осциллограммы зондового тока (вверху) и сигнала СВЧ-интерферометра (на осциллограмме В наблюдается "отсечка" сигнала). Г - те же осциллограммы в "очищающем" импульсе.

Интересно, что при испарении титановой мишени одновременно в двух точках, отстоящих друг от друга на расстоянии 14 мм в зоне столкновения облаков на фотографии рис.4, полученной скоростным фоторегистратором (радиус облаков ~ 3 см, выдержка 1,7 мкс), наблюдалась светящаяся зона ударной волны шириной 2 мм. Отождествив этот размер с длиной свободного пробега, можно оценить плотность атомов Ti , в этот момент величиной $\sim 10^{16}$ $см^{-3}$, а их полное число $\sim 5 \cdot 10^{17}$.



Рис.4. Свечение в зоне столкновения облаков титановых паров при испарении мишени в двух точках. Экспозиция 1,7 мкс.

При испарении свинца и алюминия имеется некоторый интервал плотностей мощности F вблизи оптимальной, в котором с хорошей воспроизводимостью удается получить не ионизованные пары различной плотности. При повышении F в парах возникает оптический пробой, регистрируемый ленточным зондом. В титане даже в отсутствие пробоя практически всегда наблюдается заряженная компонента. Это связано, по-видимому, с более высокой температурой испарения T_i , а следовательно, и с большей степенью начальной термической ионизации паров.

В некоторых случаях весьма важным является вопрос насколько резко спадает плотность атомов на границе облака с вакуумом. Специальные измерения методом резонансной флуоресценции показали [18], что при выбранном нами режиме лазерного испарения спад плотности атомов титана на краю облака очень резкий — более, чем на 3 порядка в интервале r/R от 0,6 до 1. При этом скорость распространения границы облака $V_{фр.}$, измеренная этим методом, всегда лежала в интервале $(2,7-3,2) \cdot 10^5$ см/с (расчетное значение — $3,04 \cdot 10^5$ см/с).

5.2. Эксперименты по фотоионизации проводились с алюминиевой мишенью чистотой 0,99999. Распределение плотности мощности лазерного излучения на мишени в этих экспериментах показано на рис.5а. Диаметр испаряемого участка составлял 0,8 мм. Пользуясь таблицей 2 нетрудно оценить, что за импульс должно испариться $N \sim 5 \cdot 10^{17}$ атомов Al . В течение первой микросекунды происходит "плоский" разлет испаряемого вещества со скоростью $\sim 1 \cdot 10^5$ см/с, после чего разлет становится сферическим и граница пара быстро достигает асимптотической скорости $u = V_{фр.} \approx 3 V_T$ (для одноатомного газа) [13, с.91], где V_T — тепловая скорость, соответствующая температуре пара вблизи поверхности.

Через 4 мкс после начала испарения радиус облака достигает 1 см, а через 7 мкс — 2 см, тогда как температура, при спаде по адиабатическому закону, понижается до 0,02 эВ. В момент времени $t \approx 6$ мкс величина $n \sigma L$ уменьшается до 1, и этот момент наиболее подходит для фотоионизации.

Нетрудно оценить, что время образования (в секундах) молекул Al_2 в тройных столкновениях есть $\tau_{тр.}(Al) \sim 2 \cdot 10^{32} \cdot (n^2 \sqrt{T(эВ)})^{-1}$, и быстрый разлет пара исключает появление их

(а следовательно и конденсата вообще) в заметных количествах.

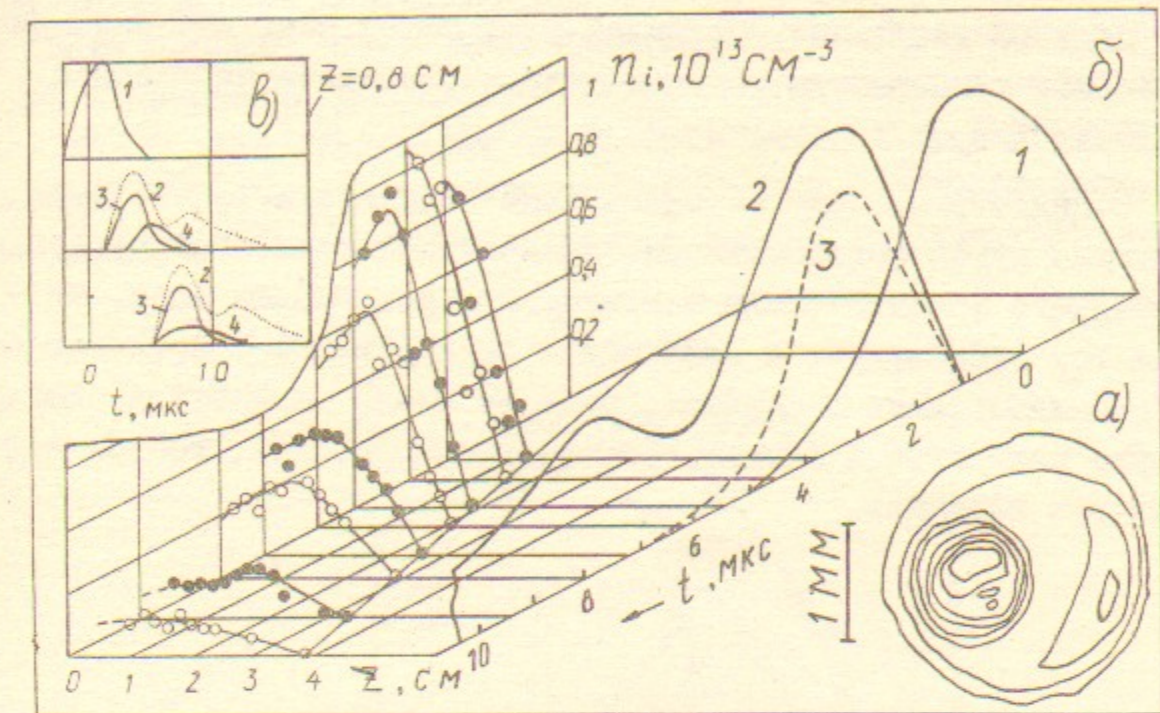


Рис.5. а — распределение плотности мощности лазерного излучения на мишени; одна ступень соответствует увеличению F на $2,5 \text{ МВт/см}^2$. б — Пространственно-временное распределение плотности ионов вдоль оси z ($y = 0,5 \text{ см}$) вычисленное по зондовым сигналам; в — Ионный ток насыщения на зонд (4) в зависимости от времени срабатывания ламп. (1 — импульс лазера, 2 — излучение ламп в видимом диапазоне, 3 — излучение ламп в УФ-диапазоне).

Эксперименты показали, что наибольшая плотность ионов в облаке достигалась в том случае, когда лампы включались через 3 мкс после запуска лазера (см.рис.5б). Видно, что передняя граница облака расширяется с постоянной скоростью, которая по всей совокупности измерений оказалась равной $V_{фр.} = (3,5 \pm 0,2) \cdot 10^5$ см/с. Это значение хорошо соответствует значению $u = 3,55 \cdot 10^5$ см/с, вычисленному по температуре испарения алюминия. Экстраполировав положение границы облака $R(t)$ до пересечения с осью времени, примем эту точку за начало отсчета: $t = 0$. Интенсивное испарение алюминия начинается, вероятно, вблизи $t = -1$ мкс, а сферический разлет формируется при $t \approx 0$ в условиях продолжающегося еще испарения.

Форма импульса наиболее жесткой компоненты излучения ламп ИФП-1200 (которая может достигать значения $\sim 7,7$ эВ), изме-

ренная вакуумным фотодиодом типа [20] с алюминиевым катодом, показана на рис.5б пунктиром. Этот импульс короче, чем излучение в видимом диапазоне. Причиной тому может быть как снижение со временем температуры разряда, так и обратимое наведенное поглощение кварца в области $\lambda \sim 200$ нм [21].

Осциллограммы рис.5в однозначно подтверждают, что ионы образуются путем фотоионизации. Если лампа включается до прихода переднего фронта облака в точку, где расположен зонд, то ионный ток запаздывает и появляется одновременно с приходом облака (осциллограмма в центре), если же лампа включается, когда зонд уже находится в облаке (осциллограмма внизу), то ток возникает без задержки.

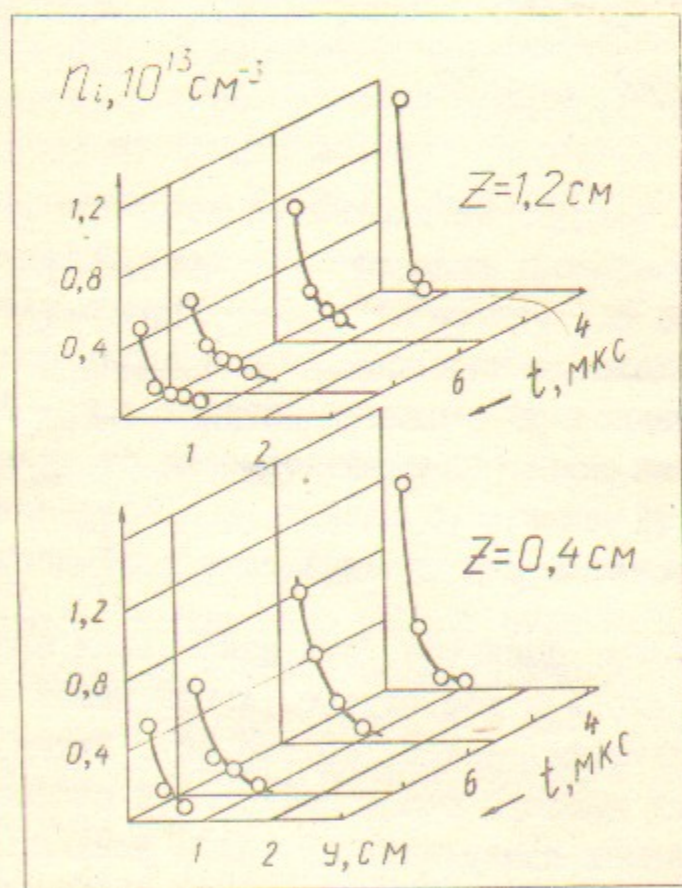


Рис.6. Пространственно-временное распределение плотности ионов вдоль оси z .

5.3. На рис.5б и 6 приведено измеренное зондами пространственно-временное распределение плотности ионов в облаке. Все точки получены в результате обработки осциллограмм ионных токов насыщения на зонд, перемещавшийся от импульса к импульсу по

координатам x и y . Если все кривые $n_i(z)$ для моментов времени 5,5 мкс и больше пронормировать на их максимальное значение и все точки построить в зависимости от координаты r/R , (рис.7а), то обнаружим, что все точки довольно неплохо ложатся на общий профиль, показанный пунктирной кривой, а плотности ионов в максимуме для каждой кривой, построенные в зависимости от R^{-3} (рис.7б) лежат на прямой, проходящей через начало координат. Это означает, что разлет, как и предполагалось, автотомодельный, а рекомбинация ионов в данных условиях отсутствует.

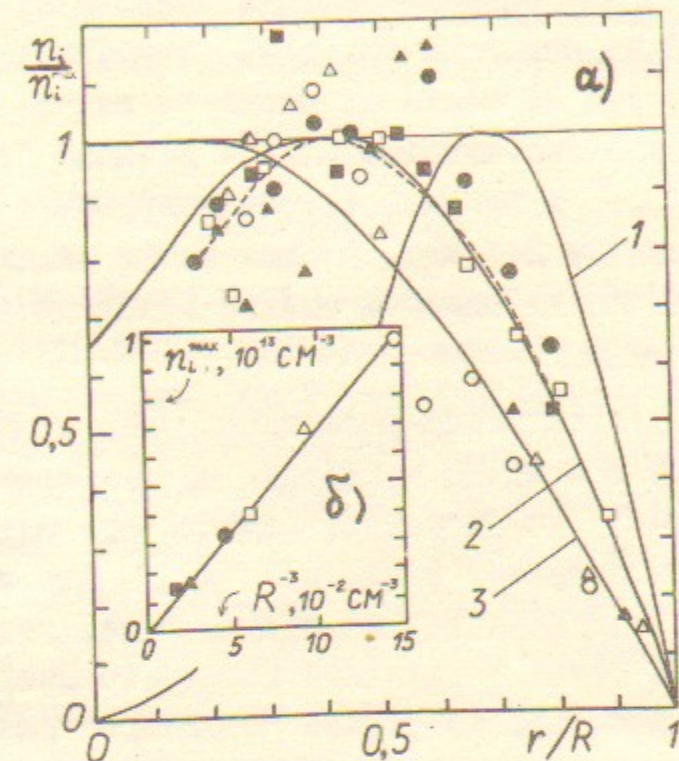


Рис.7. а - Распределение относительной плотности ионов вдоль облака (\circ - 5,5 мкс, Δ - 6,2, \square - 7,2, \bullet - 8, \blacktriangle - 9,5, \blacksquare - 10,8); Расчетные кривые соответствуют времени импульса УФ излучения $t^* = 2$ мкс (1), 4 мкс (2) и 6 мкс (3). Пунктир - кривая, построенная путем "усреднения" групп экспериментальных точек в интервалах $\Delta(r/R) = 0,1$, б - зависимость плотности ионов в максимуме распределения от положения границы облака R .

Действительно, наиболее быстрый процесс рекомбинации $Al^+ + e + e \rightarrow Al + e$ происходит за характерное время $\tau_{рек} \sim 4 \cdot 10^6 Te^{9/2}(\text{эВ})/n_e^2(\text{см}^3)$ и эффективен только при

$T_e \leq 0,05$ эВ. Энергия же электронов, образующихся при фотоионизации, в нашем случае может лежать в интервале 0–1,2 эВ, тогда как время термолизации электронов с энергией 0,1 эВ и выше составляет десятки микросекунд.

Если, используя довольно грубую модель фотоионизации облака (см. Приложение), вычислить распределение ионов вдоль оси z для значения $N\sigma = 3$ при "включении" фотоионизации в разные моменты времени t^* по отношению к "началу разлета", то получим кривые, показанные на рис. 7а.

Хотя хорошему совпадению кривой для $t^* = 4$ мкс с экспериментальной по понятным причинам не следует придавать излишнего значения, тем не менее из расчетов видно, что профиль плотности ионов очень чувствителен к времени "включения" фотоионизации t^* , а импульс фотоионизирующего излучения лежит как раз в интервале 2–4 мкс. Отсюда можно заключить, что реальное значение $N\sigma$ не слишком сильно отличается от предполагаемого значения ~ 3 .

5.4. Используя распределения $n_i(z)$ и $n_i(y)$, приведенные на рис. 5 и 6 можно построить приблизительные эквиденситы для ионов Al^+ в выбранные моменты времени (рис. 8). Видно, что эквиденситы вытянуты вдоль оси z . Это может быть связано с частичной конденсацией на стенке газа, расширяющегося вдоль мишени, а также с неполной изотропизацией начального импульса, приобретенного на стадии "плоского" разлета.

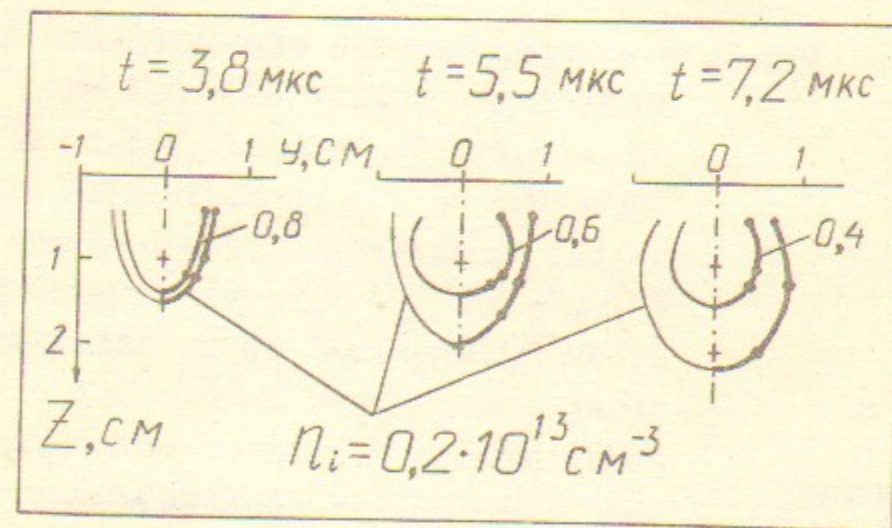


Рис. 8. Линии равной плотности ионов в плазме алюминия, построенные по данным рис. 5 и 6.

Измерение массового состава ионов масс-спектрометром показало, что основной компонентой в случае алюминиевой мишени были ионы с $A/Z = 28,7 \pm 3$ ($A_{Al} = 27$), а в случае титановой — $A/Z = 51,2 \pm 2,5$ ($A_{Ti} = 48$). Более легких ионов не наблюдалось. В некоторых случаях дополнительно появлялись более тяжелые ионы, идентификация которых не вполне определена.

В заключение раздела отметим, что максимальная плотность ионов, которая была получена нами фотоионизацией достигала 10^{14} см^{-3} .

6. Заключение

Результаты экспериментов свидетельствуют, что получение ионизованных облаков паров конденсированных сред в вакууме достаточно просто реализуемо, даже если источником УФ излучения является кварцевая лампа. Применение ламп с LiF окном может расширить число ионизируемых элементов. Небольшая характерная скорость расширения облака ($\sim 3 \cdot 10^5$ см/с) позволяет импульсно создавать вблизи поверхности достаточно тонкие слои (~ 1 см) плазмы, плотность которых резко падает на границе с вакуумом.

Малая величина отношения площади испарения к объему испаряемого вещества позволяет создавать весьма чистую, свободную от примесей плазму.

Фотоионизация обеспечивает однозарядность ионов и позволяет осуществить достаточно однородную ионизацию бесконтактным способом. Получена плазма плотностью $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при плотности пара $\sim 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и измерено ее пространственно-временное распределение в процессе расширения облака. Показано, что рекомбинация в облаке отсутствует.

Авторы благодарят С.Г. Воропаева за измерения плотности атомов титана методом резонансной флуоресценции, а М.В. Сомова — за помощь в работе.

Приложение

Профиль плотности ионов при фотоионизации облака паров

Попытаемся получить аналитически профиль n_i/n_i^{\max} , исходя из довольно грубых предположений. Пусть N — полное число атомов в полусферическом облаке, σ — сечение фотоионизации, а плотность атомов n линейно спадает к краю облака. Определим безразмерную координату:

$$\xi = 1 - \frac{r}{R} \equiv \frac{V_{\text{фр.}} t - r}{V_{\text{фр.}} t} \quad (1)$$

Поскольку геометрия облучения весьма сложна, а остальные приближения весьма грубы, не имеет смысла пытаться решить задачу в реальной геометрии. Будем рассматривать фотоионизацию для одномерного облака, но считать, что плотность спадает, как R^{-3} . Если $J_0(t)$ поток ионизирующих фотонов на см^2 за секунду, то получим ($u \equiv V_{\text{фр.}}$)

$$n_e(\xi, t) = \frac{6 N \sigma}{\pi} \int_0^t \frac{\xi}{(ut)^3} \cdot J_0(t) \cdot \exp\left\{-\frac{3 N \sigma}{\pi} \left(\frac{\xi}{ut}\right)^2\right\} dt. \quad (2)$$

По изложенным ранее соображениям можно принять, что импульс УФ излучения имеет длительность Δt много меньшую, чем характерное время разлета. Тогда первый и третий множители можно вынести из под интеграла, положив, что фотоионизация осуществляется в момент t^* . Отсюда найдем

$$\frac{n_e(\xi, t^*)}{n_e(\xi^{\max}, t^*)} = \sqrt{\frac{6 N \sigma}{\pi}} \frac{\xi}{ut^*} \exp\left\{\frac{1}{2} - \frac{3 N \sigma}{\pi} \left(\frac{\xi}{ut^*}\right)^2\right\}. \quad (3)$$

Так как в нашем случае $N \sigma \approx 5 \cdot 10^{17} \cdot 6 \cdot 10^{-18} = 3$, то для моментов $t^* = 2,4$ и 6 мкс получим кривые, приведенные на рис. 7а.

Если скорость рекомбинации невелика по сравнению с временем разлета облака, профиль плотности $n_e(\xi)/n_e(\xi^{\max})$ будет сохраняться для последующих моментов времени.

Л и т е р а т у р а

1. Князев Б.А., Лебедев С.В., Снытников В.Н. — В кн.: У Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы. Тезисы докладов, Киев, 1979, с.339.
2. Князев В.А., Lebedev S.V. — Proc. of XV-th Internat. Conf. on Phen. in Ionized Gases, Minsk, 1981, v. 2, p. 807.
3. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. — "Действие излучения большой мощности на металлы", "Наука", 1970.
4. Князев Б.А., Куликов Б.И., Лебедев С.В., Фокин Е.П. — Препринт Института ядерной физики СО АН СССР, № 80-208, 1980.
5. Князев Б.А., Лебедев С.В., Фокин Е.П. — Квантовая электроника, 10, 276 (1983).
6. Marr G.V. — "Photoionization processes in gases." NY-London, Acad. Press, 1967; Parkinson W.H., Reeves E.M., Tomkins F.S. — J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., 9, 157 (1976); Burke P.G., Taylor K.T. — ibid, 12, 2971 (1979); Le Dourneuf M., Vo Ky Lan, Burke P.G., Taylor K.T. — ibid, 8, 2640 (1975); Manion S.T., Msezane J. — Phys. Rev. A, 20, 1005 (1979);
- Козлов М.Г. "Спектры поглощения металлов в вакуумном ультрафиолете". М., Наука, 1981.
7. Beverly R.E. — In: Progress in Optics, v. XVI, Ed. by Wolf E., North-Holland, 1978, p. 359.
8. "Импульсные источники света", под ред. Маршака И.С. М., "Энергия", 1978, с.199.
9. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. — Физика плазмы, 2, 767 (1976).
10. Burdakov A.V., Chikunov V.V., Koidan V.S., Rogovin A.I. — Proc. of 3-rd Internat. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beams, Novosibirsk, v. 1, p. 315 (1979).
11. Скотников М.М. "Теневые количественные методы в газовой динамике". — М., "Наука", 1976.
12. Koopman D.W. — Phys. Fluids, 14, 1707 (1971)

13. Зельдович Б.Я., Райзер Е.П. - Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М. ГИФМЛ, 1963.
14. Сысоев А.А., Чупахин М.С. - Введение в масс-спектрометрию. М., Атомиздат, 1977.
15. Маккос У. - ПНИ, № 3, 42 (1967).
16. Заварин Д.Г., Рождественский В.В., Тумакаев Г.К. - В сб.: Диагностика низкотемпературной плазмы. Под ред. Шелкова Е.М. М.: Наука, 1979, с.154.
17. Князев Б.А., Лебедев С.В. - ПТЭ, № 2, 169 (1982).
18. Воропаев С.Г., Князев Б.А. - Доклад на III Всесоюзной конференции по диагностике высокотемпературной плазмы. Дубна, 1983; Препринт Института ядерной физики СО АН СССР № 84 - (1984).
19. Воропаев С.Г., Князев Б.А. - ПТЭ, № 5, 179 (1983).
20. Бабыкин М.В., Байгарин К.А., Бартов А.В., Горбулин Ю.М., Даныко С.А., Калинин Ю.Г., Махов В.Н., Скорюпин В.А. Физика плазмы, 8, 415 (1982).
21. Калашников Г.Н., Орлов В.К., Панин А.Н., Пискунов А.К., Резников В.А. - Квантовая электроника, 7, 1340 (1980).

Б.А.Князев, С.В.Лебедев, К.И.Меклер

ЛАЗЕРНОЕ ИСПАРЕНИЕ С ПОСЛЕДУЮЩЕЙ ФОТОИОНИЗАЦИЕЙ -
СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ ОБЛАКА ПЛАЗМЫ С ЗАДАНЫМ СОСТАВОМ
ЭЛЕМЕНТОВ

Препринт
№ 84-99

Работа поступила - 22 мая 1984 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 17.7-84 г. МН 04452
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,5 печ.л., 1,2 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 99.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90