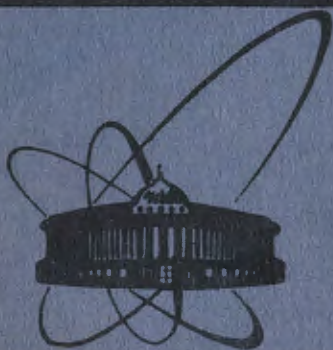


27/II 84



Объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
Дубна

1173/84

13-83-807

Ю.А.Быковский\*, В.Е.Миронов, В.П.Саранцев,  
С.М.Сильнов\*, Е.А.Сотниченко\*, Б.А.Шестаков

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ  
ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ  
ИМПУЛЬСНЫХ ПОТОКОВ АТОМОВ

Направлено в журнал "Квантовая электроника"

\* Московский инженерно-физический институт

1983

Данная работа по созданию систем диагностики импульсных потоков атомов и исследованию нейтральной компоненты лазерной плазмы проведена в рамках разработки лазерного источника нейтральных частиц для коллективного ускорителя тяжелых ионов<sup>/1/</sup>. Полученные результаты необходимы для построения более полной физической картины формирования и разлета лазерной плазмы в вакуум, развития технологии напыления тонких пленок<sup>/2/</sup>, инъекции атомов в электрофизические установки<sup>/3/</sup>, проведения газодинамических исследований<sup>/4/</sup> и т.д.

Широко известно, что лазерная плазма /ЛП/ является мощным источником частиц всех видов, в том числе и нейтральных. Однако широкому применению ЛП как источника потоков атомов мешает недостаточное, как показывает анализ публикаций по данной тематике<sup>/4-9/</sup>, знание характеристик ее нейтральной компоненты. Вызвано это в основном трудностями диагностики нейтральных частиц с энергиями в диапазоне от нескольких до сотен электрон-вольт.

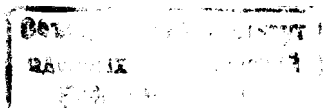
## МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Известные способы исследования потоков атомов можно разбить на 3 условные группы:

1. Исследование процессов поглощения и излучения нейтральными частицами электромагнитного излучения.
2. Исследование процессов, проходящих при взаимодействии атомов с поверхностями твердых тел.
3. Зондирование потоков атомов пучками частиц; исследуются либо изменения параметров зондирующих пучков, либо ионы, образующиеся при "обдирке" атомов.

К первой группе относятся такие хорошо разработанные методы<sup>/10/</sup>, как резонансная флуоресценция, атомно-абсорбционная спектроскопия и др. Высокая чувствительность этих методов, возможность по сдвигу частоты определять скорости исследуемых частиц и особенно малые возмущения, вносимые в детектируемые потоки, способствуют широкому их применению. Область использования этих методов определяется чувствительностью имеющихся детекторов ультрафиолетового излучения и интенсивностью возбуждающих атомы потоков частиц.

Среди методов второй группы - определение характеристик потоков нейтральных атомов по процессам испускания света при бомбардировке частицами сцинтилляторов<sup>/10/</sup>, по вызываемой ими вторичной электронной эмиссии<sup>/11/</sup>. Наиболее эффективны эти методы



при исследовании атомов больших энергий  $\geq 1$  кэВ/. Известны процессы ионизации атомов на поверхности некоторых твердых тел<sup>/12/</sup>, однако разработок методов, основанных на поверхностной ионизации, мешает недостаточное знание ее сечений и значительная зависимость ионизации от состояния поверхности. В<sup>/5/</sup> предложена методика, позволяющая определять скоростные характеристики и абсолютные значения концентраций атомов по толщине напыляемых на перемещающуюся подложку пленок; в этом случае, однако, необходим строгий учет реиспаренных и отраженных потоков. Серьезными недостатками методики<sup>/5/</sup> являются неоперативность, низкая чувствительность и большие величины ошибок в определении скоростных характеристик.

Наиболее часто применяются методы третьей группы. Достаточно полный их обзор представлен в работе<sup>/13/</sup>. Наиболее простыми в техническом плане представляются методы, основанные на частичном преобразовании атомных потоков в ионные с последующим их детектированием.

Известны следующие процессы ионизации нейтральных частиц:

- ионизация электронным ударом  $A + e^- \rightarrow A^+ + 2e^-$ ;
- ионизация ионным ударом  $A + B^+ \rightarrow A^+ + B^+ + e^-$ ;
- ионизация при столкновении с атомом  $A + B \rightarrow A^+ + B + e^-$ ;
- перезарядка  $A + B^+ \rightarrow A^+ + B$ ;
- резонансная перезарядка  $A^+ + A \rightarrow A + A^+$ .

Из перечисленных процессов наибольшими сечениями в области энергий  $10 \div 500$  эВ обладают резонансная перезарядка и ионизация электронным ударом<sup>/13/</sup>. На рис.1 представлены сечения процессов резонансной перезарядки протона на атоме водорода /1/ и ионизации атома водорода электронным ударом /2/.

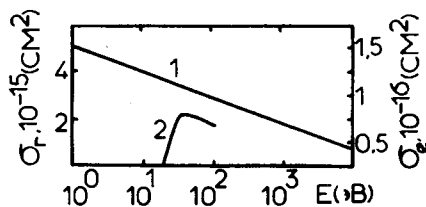


Рис.1. Сечения процессов резонансной перезарядки протона на атоме водорода /1/ и ионизации атома водорода электронным ударом /2/.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЙ

Принцип работы описываемой системы диагностики импульсных потоков атомов основан на использовании лазерной плазмы как источника частиц, ионизирующих часть исследуемых атомов, с целью последующего анализа образующихся ионов /рис.2/. Анализ ионов по массам и скоростям ведется на основе времяпролетной методики и метода задерживающего потенциала, детектором являлся вторичный электронный умножитель. Процесс восстановления характе-

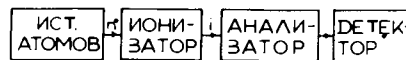


Рис.2. Принципиальная схема исследования потоков атомов.

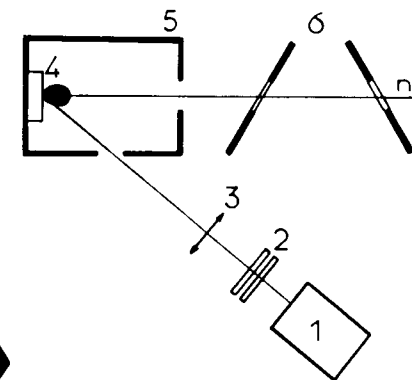


Рис.3. Лазерный источник потоков атомов.

ристик потоков атомов по сигналам детектируемых ионов будет описан ниже. Длина времяпролетного тракта - 130 см; для анализа методом задерживающего потенциала перед детектором устанавливалась система из двух сеток. Эксперименты проводились с использованием двух вариантов экспериментальной установки: в "электронном" для ионизации исследуемых атомов применяется электронная компонента лазерной плазмы; в "ионном" варианте для той же цели используется процесс резонансной перезарядки атомов на ионах лазерной плазмы. При необходимости в разные точки установки помещались кварцевые датчики массы напыленной пленки. Кварцевые датчики позволяли получать оценки абсолютных характеристик потоков атомов, оценивать процентное соотношение заряженных и нейтральных частиц в лазерной плазме.

Объектом исследований в нашем случае служили потоки атомов лазерной плазмы, образованной при взаимодействии мощного излучения с мишенью. Часть экспериментальной установки, предназначенная для получения и выделения потоков атомов, представлена на рис.3. Излучение лазера 1 /ЛТИПЧ-8, YAG:Nd<sup>3+</sup>, длина волны  $\lambda = 1,06$  мкм, энергия E в импульсе до  $\approx 0,06$  Дж, длительность  $t_{\text{им}} \approx 10$  нс/, ослабленное набором фильтров 2 и сфокусированное линзой 3, воздействовало на поверхность твердотельной сменной мишени 4. Образовавшаяся при этом лазерная плазма разлеталась в вакуум. Потенциалы на экспандере 5 и наборе диафрагм 6 создавали электрические поля, в которых для уменьшения фона на детекторе и повышения надежности методик из потоков удалялись заряженные частицы.

#### А. Ионизация электронами

Для ионизации атомов в "электронном" варианте системы использовались электроны лазерного источника. Аналогичный источник

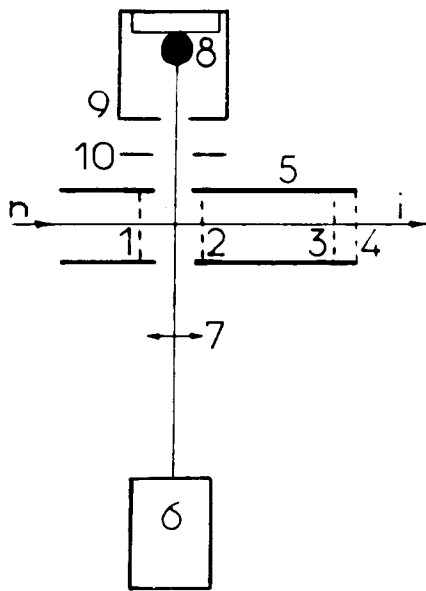


Рис.4. Ионизатор "электронного" варианта системы диагностики.

описан в<sup>/14/</sup>. Ионизатор состоял из набора сеток 1-4, экранированного проводящей трубой 5/рис.4/. Излучение лазера 6 /ИЗ-25, YAG:Nd<sup>3+</sup>,  $\lambda = 1,06$  мкм,  $E=0,06$  Дж,  $t_{\text{и}} \approx 10$  нс/ фокусировалось линзой 7 на поверхность вольфрамовой мишени 8. Плотность потока излучения на мишень достигала  $1 \cdot 10^9$  Вт·см<sup>-2</sup>. Образовавшаяся ЛП распространялась из экспандера 9. Ее характеристики могли меняться при помощи электрического поля, создаваемого между экспандером и диафрагмой 10. В пространстве между сетками 1 и 2 электроны вытягивались из ЛП и направлялись в область ионизации между сетками 2 и 3, где они взаимодействовали с исследуемыми атомами. Образовавшиеся в ионизаторе ионы ускорялись между сетками 3 и 4 и в дальнейшем анализировались. Обычно сетки 1 и 4 заземлены, сетки 2 и 3 подключены под одинаковым потенциалом  $+100 \pm 500$  В.

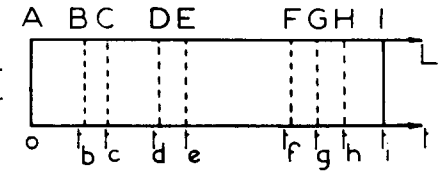
Система синхронизации работы двух лазеров, используемых в установке, позволяла менять момент взаимодействия электронов с атомами, что давало возможность исследовать потоки нейтральных частиц во всем их энергетическом диапазоне.

#### Б. Методика восстановления энергетических характеристик атомов

В ходе эксперимента при определенной задержке между запуском лазеров детектировался как ток  $I_+$  с анода вторичного электронного умножителя I, так и ток электронов с сетки С, ограничивающей область ионизации /см. рис.5/. Участки энергетических распределений, полученные при различных задержках, "сшивались". При обработке результатов предполагалось, что:

1/ промежуток АС атомы с определенной энергией пролетают с постоянной скоростью  $v_0$ , причем  $E = mv_0^2/2$ , где  $m$  - масса анализируемых атомов. Действительно, известно<sup>/15/</sup>, что формирование характеристик разлетающейся плазмы заканчивается на расстояниях  $\ell \sim 10^{-2}$  см от мишени; на дальнейшем участке разлета частицы движутся с постоянной скоростью. На установке расстояние АС много больше  $\ell$ ;

Рис.5. Пролетный путь атомов и ионов в "электронном" варианте: А - место образования атомов, В - первая сетка, С - область ионизации, DE - ускоряющий промежуток, EF - времяпролетный путь, FG - задерживающий промежуток, Н - диноды ВЭУ, I - анод ВЭУ.



2/ ионизация атомов происходит в области, которую можно аппроксимировать цилиндром с площадью основания  $S$  и длиной  $L$ , причем плотность ионизирующих электронов  $n_e$  в этой области постоянна; за время пролета атомов ( $n_0$ ) с определенной энергией через область ионизации величины  $\Delta n_e/n_e$ ,  $\Delta n_0/n_0 \ll 1$ ;

3/ энергия электронов полностью определяется потенциалом сетки С, тогда сечение ионизации  $\sigma_{ei}$  примерно постоянно для атомов с энергиями в диапазоне до 500 эВ;

4/ поскольку доля переданной ядру энергии при столкновении электронов с атомами порядка отношения масс электрона и атома, то промежуток CD после ионизации частицы пролетают с той же скоростью, что и AC;

5/ длина ускоряющего промежутка DE много меньше CE, FG много меньше EG, промежуток между сеткой G и анодом сначала ионы, затем вторичные электроны пролетают со скоростью, которая намного больше скорости в промежутке EF, то есть значения  $t_{DE,FG,GI}$  пренебрежимо малы;

6/ коэффициент усиления вторично-электронного умножителя /ВЭУ/ и коэффициент потерь ионов в промежутке CG не зависят от энергии ионов. Тогда ясно, что ток с анода ВЭУ  $I_+$  связан с током ионов из области ионизации  $I_{+D}$  следующим образом:  $I_+(t + t_{DI}) = k_1 I_{+D}(t)$ , где  $t_{DI}$  - время пролета ионов от точки D до анода I,  $k_1$  не зависит от времени и энергии ионов.

Известно, что ток образующихся ионов можно связать с током атомов в области ионизации:  $I_{+D}(t + t_{CD}) = k_2' I_{OC}(t) n_e(t) \sigma_{ei} = k_2 I_{OC}(t) n_e(t)$ . Так как  $n_e(t) = k_3 \cdot I_-(t) / Sv_e = k_4 I_-(t)$ , где  $k_3$  зависит от геометрии системы, то  $I_{OC}(t) = k \cdot I_+(t + t_{CI}) / I_-(t)$ .  $t_{CI}$  можно выразить через  $t$ , так как в момент времени  $t$  в точке С энергия атомов  $E_0 = \frac{m}{2} \frac{L_{AC}^2}{t^2}$ , а  $t_{CI} = t_{CD} + t_{EI}$ ,  $t_{CD} = \sqrt{\frac{m}{2} \frac{L_{CD}^2}{E_0}}$ .

$t_{EI} = \sqrt{\frac{m}{2} \frac{L_{EI}^2}{(E_0 + U_{DE})}}$ , где  $U_{DE}$  - ускоряющее ионы напряжение между D и E.

Кроме уверенно детектируемых ионов, появившихся при ионизации части исследуемых атомов, нами наблюдались сигналы ионизованного электронами остаточного газа /давление в системе  $p \approx 1 \cdot 10^{-6}$  Тор/. С одной стороны, это давало возможность путем

напуска в вакуумную камеру определенного газа /обычно ксенона/ проводить калибровку по массам времяпролетного анализатора; с другой - фон ионов остаточного газа затруднял анализ атомов с низкими энергиями / $\leq 20$  эВ/. Для увеличения надежности детектирования атомов низких энергий был создан второй /"ионный"/ вариант установки.

### В. "Ионный" вариант системы

В "ионном" варианте по сравнению с "электронным" изменен ионизатор. На рис.6 представлена схема ионизатора. Для частичного преобразования исследуемых атомных потоков в ионные используется процесс резонансной перезарядки. Поскольку этот процесс является упругим и в системе отсутствуют поля, искажающие энергетические характеристики образующихся ионов, то процедура восстановления параметров потоков атомов по ионным сигналам упрощается. Высокие значения /по сравнению с сечением процесса ионизации электронным ударом/ сечения повышают чувствительность системы более чем на порядок.

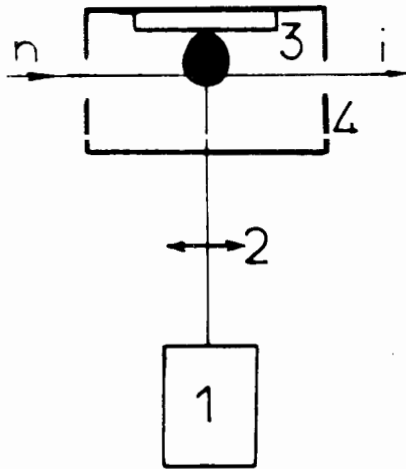


Рис.6. Ионизатор "ионного" варианта системы диагностики.

Ионы, на которых происходит резонансная перезарядка исследуемых атомов, входят в состав ЛП, образующейся при воздействии лазерного излучения 1 /ИЗ-25/, сфокусированного пучком 2, на поверхность мишени 3. Перезарядка ведется в камере ионизатора 4. Существенным является то, что в состав мишени 3 входят атомы исследуемого элемента /в состав ЛП - ионы исследуемого элемента/.

Использование процесса резонансной перезарядки особенно правомерно при анализе атомов низких энергий. Следует остановиться на процедуре восстановления энергетических спектров атомов.

Предположим, что ток ионизирующих частиц в области ионизации имеет длительность  $\Delta t$ , а его

плотность не зависит от расстояния до точки В. Пусть при определенной задержке между запусками лазеров ионы в область ионизации попадают через время  $t'_0$  после образования анализируемых потоков атомов. Тогда число ионов, образовавшихся из атомов

с энергиями  $\frac{m}{2} \frac{A^2}{(t'_0)^2} \leq E \leq \frac{m}{2} \frac{B^2}{(t'_0 + \Delta t)^2}$ , при изменении  $t_0$  может

только уменьшаться / А - расстояние от точки образования исследуемых потоков до входного отверстия ионизатора, В - до выходного отверстия ионизатора/. Действительно, указанные атомы за время пролета через ионизатор взаимодействовали со всем потоком ионизирующих частиц, и, значит, количество образовавшихся из них ионов максимально. Тогда выбор максимальных значений из набора ионных сигналов, полученных при различных задержках ( $t_0$ ) для атомов с определенным временем пролета до детектора, эквивалентен выбору атомов, взаимодействовавших практически со всем потоком ионизирующих частиц /если пренебречь зависимостью сечения резонансной перезарядки от энергии/. До энергий, которые меньше критической ( $E = \frac{m}{2} \frac{(A-B)^2}{(\Delta t)^2}$ ), "сшивание" максимальных значений приводит к получению неискаженного энергетического распределения атомов в исследуемом потоке.

Длительность ионного потока в ионизирующей ЛП легко определяется в результате коллекторных измерений, длина области ионизации известна /10 см/, поэтому можно в каждом конкретном случае определить критическую энергию, выше которой нужно вводить поправочные коэффициенты.

Относительная погрешность измерения энергий при использовании всех описанных выше методик определялась ошибкой измерения времени пролета и составляла примерно 10%. Погрешность измерения тока атомов в "электронной" методике определялась статистическим разбросом значений  $I_+$  и  $I_-$  и составляла около 10%. В "ионной" методике добавляется погрешность описанной выше процедуры восстановления характеристик, что увеличивает ошибку  $\delta I_0$  до  $\approx 20\%$ .

При вычислении плотности потока лазерного излучения  $q$  на мишень источника атомов использовались значения энергии излучения в импульсе /энергия измерялась твердотельным калориметром ИКТ-1М,  $\delta E = 10\%$ / и длительности импульса / $\delta t_{\text{и}} \approx 1\%$ /; областью взаимодействия излучения с веществом считалась область значительной эрозии мишени,  $\delta d = 20\%$ . Таким образом, погрешность измерения  $q$  составляла примерно 30%.

### Г. Кварцевый датчик массы напыленного слоя

Некоторые абсолютные интегральные характеристики потоков атомов были получены с помощью кварцевого датчика массы напыленного слоя<sup>16</sup>. Работа датчика основана на эффекте сдвига резонансной частоты пьезоэлектрика /кристалла кварца/ при нанесении на его поверхность тонкой пленки напыленного материала. В<sup>16</sup> приведена формула, по которой можно связать уход резонансной частоты  $\Delta f$  с массой пленки М:  $M = \Delta f / f^2 S_3 \rho_{\text{кв}} N$ , где  $f$  - резонансная частота кристалла / $f = 8$  МГц/,  $S_3$  - площадь электрода / $S_3 = 0,4$  см<sup>2</sup>/,  $\rho_{\text{кв}}$  - плотность кварца / $\rho_{\text{кв}} = 2,66$  г·см<sup>-3</sup>/, N - частотная постоянная / $N = 1670$  кГц·мм/.

Зная размеры и массу напыленной пленки, легко найти число атомов, напыленных на единицу площади:  $N_a = M/m \cdot m_{a.e.m} S_H$ , где  $S_H$  - площадь напыления /  $S_H = 0,4 \text{ см}^2$  / ,  $m_{a.e.m}$  - атомная единица массы.

При измерениях кварцевым датчиком следует учитывать процессы отражения атомов от его поверхности. Установлено [17], что определяющий вклад в общее число вторичных частиц, образующихся при взаимодействии лазерной плазмы с поверхностью металла, дают атомы, упруго отразившиеся от поверхности. Коэффициент отражения не превышает /30±10%/ в диапазоне  $q$  /  $1 \cdot 10^8 \div 1 \cdot 10^9$  /  $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

Датчики могли размещаться в различных точках экспериментальной установки. Обычно фиксировалось изменение резонансной частоты, происходящее за 100-500 срабатываний лазера, данные затем переводились на одно срабатывание.

При помощи датчика оказалось возможным определить процентное соотношение заряженных и нейтральных частиц в ЛП: заряженные частицы удалялись из потоков лазерной плазмы электрическими полями, созданными между диафрагмами 6/рис.3/, и измерялось число напыленных на кристалл атомов. Затем определялось полное число напыленных частиц без удаления зарядов и полученные значения сравнивались. Учитывались также результаты коллекторных измерений количества ионов в потоке. Установлено, что при  $q$  в диапазоне /  $5 \cdot 10^6 \div 5 \cdot 10^9$  /  $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  для целого ряда материалов мишени число атомов превышает 95% от общего числа частиц.

Погрешность измерений кварцевым датчиком составляет примерно 15%.

## ВЫВОДЫ

При помощи описанной системы диагностики импульсных потоков атомов был проведен цикл исследований нейтральной компоненты лазерной плазмы. Выявлена достаточная эффективность применения созданной системы для исследования потоков атомов лазерной плазмы. Энергетические распределения, полученные разными методами, в пределах ошибки эксперимента совпадают.

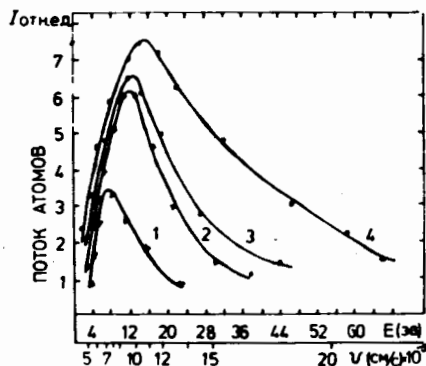


Рис.7. Энергетические распределения атомов Al /  $d = 0,5 \text{ мм}$  /:  
1 -  $q = 1 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , 2 -  $q = 1,4 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , 3 -  $q = 1,6 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , 4 -  $q = 2 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

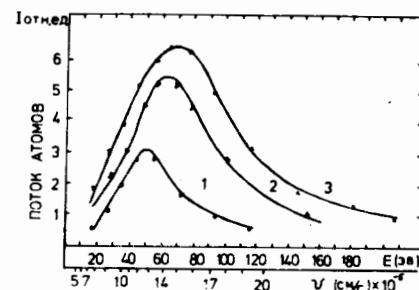


Рис.8. Энергетические распределения атомов Cu /  $d = 0,5 \text{ мм}$  /:  
1 -  $q = 2,5 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , 2 -  $q = 3,5 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , 3 -  $q = 5 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

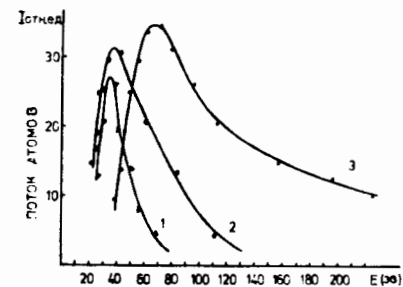


Рис.9. Энергетические распределения атомов Pb /  $d = 0,5 \text{ мм}$  /:  
1 -  $q = 5,1 \cdot 10^7 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , 2 -  $q = 1 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , 3 -  $q = 3 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

На рис.7-9 представлены энергетические распределения атомов Al, Cu, Pb при различных плотностях потока излучения.

Результаты исследований позволили оценить значения концентраций атомов, что необходимо при определении параметров лазерного источника атомов для коллективного ускорителя тяжелых ионов. На расстоянии 10 см от мишени и при  $q \approx 4 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  концентрация свинца составила  $n_a \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Порог чувствительности системы диагностики оценивается по концентрации в  $10^9 \div 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , по минимальной энергии - 1 эВ. Универсальность данных методик дает возможность исследовать импульсные потоки атомов любой природы образования. Разработанные методики являются новым перспективным инструментом для исследования потоков нейтральных частиц.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Быковский Ю.А. и др. ОИЯИ, Р9-83-501, Дубна, 1983.
2. Быковский Ю.А. и др. В кн.: Термоэлектрические материалы и пленки. "Наука", Л., 1976, с.55.
3. Извозчиков А.Б. и др. В кн.: Сборник докладов III Всесоюзного совещания по диагностике высокотемпературной плазмы. Изд-во ИАЭ им.И.В.Курчатова, М., 1983, с.106.
4. Friichtenicht J.F. Rev.Sci.Instrum., 1974, 45, No.1, p.51.
5. Ахсахалян А.Д. и др. ЖТФ, 1982, 52, с.1584.
6. Лазнева Э.Ф. и др. ЖТФ, 1981, 51, с.1690.
7. Berkowitz J., Chupka W.A. Journ.Chem.Phys., 1968, 40, p.2735.
8. Levine L. et al. J.Appl.Phys., 1967, 38, p.331.
9. Levine L. et al. IEEE J.Quant.Electron., 1968, QE-4, p.18.



10. Хастед Дж. Физика атомных столкновений. "Мир", М., 1965.
11. Ohya K., Mori I. Jap.Journ.Appl.Phys., 1980, L281, p.19.
12. Баньковский Н.Г., Формозов Б.Н. Изв.АН СССР, сер.Физ., 1964, XXVIII, с.1522.
13. Смирнов Б.М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. Атомиздат, М., 1968.
14. Богданкевич О.В. и др. ЖТФ, 1965, 35, с.2052.
15. Быковский Ю.А. и др. ЖТФ, 1973, 43, с.2540.
16. Saurbrey P. Z.Phys., 1959, 155, p.206.
17. Миронов В.Е. и др. ОИЯИ, 9-83-536, Дубна, 1983.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 декабря 1983 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Быковский Ю.А. и др. 13-83-807  
Использование лазерной плазмы для диагностики импульсных потоков атомов

Описана новая система диагностики импульсных потоков атомов. Система основана на использовании лазерной плазмы в качестве источника частиц, ионизирующих атомы. Применялись два варианта экспериментальной установки. В первом используется ионизация электронным ударом, во втором – процесс резонансной перезарядки атомов на ионах лазерной плазмы. Выявлена эффективность применения системы для изучения нейтральной компоненты лазерной плазмы. Чувствительность по концентрации частиц оценивается в  $10^8 + 10^9 \text{ см}^{-3}$ , по минимальной энергии – 1 эВ.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Bykovskij Yu.A. et al. 13-83-807  
The Use of Laser Plasma for Pulsed Flux and Atom Diagnostics

The new system of a pulsed atom flux diagnostics is described. It is based on using laser plasma a source of particles which ionize atoms. The produced ion fluxes are further investigated. In the first variant the electron impact ionization is used; in the second – resonance charge exchange of investigated atoms on laser plasma ions. The efficiency of using the system for neutral component of laser plasma investigations is shown. The sensitivity is estimated as  $10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$  over particle concentration and 1 eV – over minimum energy.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой