



Ю. А. Быковский К. Г. Оксенойд Г. И. Рамендик
С. М. Сильнов Е. А. Сотниченко

003-89

**РОЛЬ ПРОЦЕССОВ
ИОНИЗАЦИИ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ,
УСКОРЕНИЯ И РЕКОМБИНАЦИИ ИОНОВ
В ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ**

МОСКВА 1989

Государственный комитет СССР
по народному образованию
Московский Ордена Трудового Красного
Знамени инженерно-физический институт

Д.А.Быковский, К.Г.Оксенойд, Г.И.Рамендик
С.М.Сильнов, Е.А.Сотниченко
Роль процессов ионизации примесных атомов,
ускорения и рекомбинации ионов в
лазерно-плазменной масс-спектрометрии

Препринт 003-89

Библиотека
М И Ф И

Утверждено
редсоветом института

Москва 1989

Быковский Д.А., Оксенойд К.Г., Рамендик Г.И., Сильнов С.М.,
Сотниченко Е.А.

Роль процессов ионизации примесных атомов, ускорения и рекомбинации ионов в лазерно-плазменной масс-спектрометрии : Препринт/МФИ, 003-89, 1989, -24с.

В данной работе на лазерном масс-спектрометре ЭМАЛ-2 проводится изучение выхода одно-и многозарядных ионов элементов примесей при разлёте медной лазерной плазмы. Установлена роль процессов ионизации, ускорения и рекомбинации примесных ионов в образовании относительного выхода ионов различных элементов и их зарядовых отношений. Выявлено влияние этих процессов на формирование характеристик коэффициентов относительной чувствительности при проведении многоэлементного анализа примесей в лазерной масс-спектрометрии.

© Московский инженерно-физический институт, 1989 г.

Рукопись поступила в издательский отдел 20.01.89

Ответственный за выпуск С.М.Сильнов

Л.-20766 Подписан в печать 1/2-89г. Формат 60х84 1/16
П.л. 1,5 Уч.-изд.л. 1,5 Тираж 120 экз.
Изд. 003-89 Заказ 400 Цена 10 коп.

Типография МФИ, Нахимовское шоссе, д.31

Введение

Для целей лазерно-плазменной масс-спектрометрии необходимо установить насколько адекватно состав ионного пучка, образованного при воздействии излучения лазера на многокомпонентную мишень, отражает состав образца. Хотя в ряде работ авторы отмечали хорошую воспроизводимость результатов анализа / 1 /, однако значения коэффициентов относительной чувствительности (КОЧ), полученные на разных приборах или в разное время, могут значительно отличаться / 2 /. Эта задача решается до сих пор эмпирически. В работах / 3 / $\text{КОЧ} \cdot \sqrt{M_A} = 1$, в других / 4 / эта закономерность не наблюдается. В этой связи важно выявление роли основных физических процессов при формировании зарядовых характеристик многоэлементной лазерной плазмы (ЛП). Эти процессы влияют на зарядовый состав и свойства ионных пучков на поздних стадиях разлёта ЛП, которые, в свою очередь, определяют аналитические возможности метода лазерной масс-спектрометрии. Определение оптимального режима воздействия излучения на анализируемый объект для целей лазерного масс-спектрометрического анализа по-прежнему является актуальной задачей, что особенно важно при образовании ионов примесных элементов, а в этой области публикации практически отсутствуют.

Целью работы являлось экспериментальное изучение процессов ионизации, ускорения и рекомбинации на формирование зарядового (до $z=+4$) и массового (до 210 а.е.м.) состава ионных пучков элементов-примесей в медной матрице. Эти исследования направлены на получение заданных параметров эмиссии и выбор оптимальных физических условий ионообразования при многоэлементном анализе.

Эксперименты проводили на масс-спектрометре ЭМАЛ-2. ОКГ работал в режиме минимальной временной нестабильности мощности излучения / 5 /, а воспроизводимость результатов измерений составляла значение, не хуже $0,10$. В качестве мишени выбран стандартный образец состава СМ-303 с содержанием элементов-примесей: Р, Сг, Fe, Zn, As, Ag, Ni, Sn, Sb, Pb на уровне 10^{-2} вес.%. Экспериментально исследовали зависимость выхода примесных ионов с единицы облучённой площади $\frac{N^{+2}}{S}$ от диаметра пятна фокусировки d в интервале 50 мкм - 1 мм при фиксированных для каждого d значениях $q = 2 \cdot 10^8; 5 \cdot 10^8; 1 \cdot 10^9; 2 \cdot 10^9$ и $5 \cdot 10^9$ Вт.см $^{-2}$.

Выход примесных ионов из плазменных сгустков с различным начальным размером

Зависимость выхода ионов от начального размера плазменного сгустка связана с тем, что процессы ионизации и рекомбинации протекают в ограниченном сгустке. Сравним эмиссию одно-многозарядных ионов примесей с ионизацией основной компоненты ЛП при изменении d . Характер изменения однократно заряженной функции $\frac{N^{+1}}{S}$ для ионов всех элементов аналогичен изменению числа ионов матрицы: количество ионов быстро возрастает на 2-3 порядка при изменении d всего лишь в 4 раза от 0,05 до 0,2 мм, достигает максимума и далее с увеличением d равномерно убывает. Положение максимума функции $\frac{N^{+1}}{S}$ для ионов сравнительно лёгких ($M < 60$ а.е.м.) и средних масс ($M = 60-120$ а.е.м.) элементов примесей приходится на $d = 0,2$ мм и совпадает с аналогичным максимумом для однозарядных ионов Си. Максимум этой функции для тяжёлых примесей ($M > 120$ а.е.м.) смещён в область пятен около 0,4 мм. Хотя содержание примесей всех элементов примерно одинаковое, однако выход ионов различных элементов с единицы облучённой площади $\frac{N^{+1}}{S}$ даже в максимумах интенсивности может различаться в 10-15 раз (например, $N_{Cr}^{+1}(\max)/N_{Fe}^{+1}(\max) = 18$). Возрастание и убывание функции $\frac{N^{+1}}{S}$ для разных элементов идёт со своей скоростью: наибольшая скорость для Cr и наименьшая для Р. Проследим за формированием зарядовых спектров ионов хрома, используя рис. I, и медной основы с увеличением d при $q = 5 \cdot 10^9$ Вт.см⁻². В диапазоне пятен от 0,05 до 0,2 мм регистрируются только одно- и двухзарядные ионы примеси и меди. При $d = 0,2$ и 0,4 мм появляются трёх- и четырёхзарядные ионы обоих элементов. Максимумы функции $\frac{N^{+z}}{S}$ для ионов с более высоким z смещаются в область больших пятен: для ионов с $z = +1$ и $+2$ максимум приходится на пятна $d = 0,2$ мм, для ионов с $z = +3$ и $+4$ - на $d = 0,4$ и 0,6 мм соответственно. Поскольку наблюдается корреляция между регистрацией и максимальным выходом одно-и многозарядных ионов основы и элементов примесей при одинаковых значениях d , то возможно экспрессно прогнозировать появление многозарядных примесных ионов по зарядовому спектру основы. С ростом z наблюдается уменьшение скорости нарастания функции $\frac{N^{+z}}{S}(d)$ при увеличении d так, что отношение максимального и минимального значений для однозарядных ионов хрома $\frac{N_{Cr}^{+1}(\max)}{N_{Cr}^{+1}(\min)}$ изменяется в 22 раза и, соответственно, для более высокозарядных ионов $\frac{N_{Cr}^{+2}(\max)}{N_{Cr}^{+2}(\min)}$ и $\frac{N_{Cr}^{+3}(\max)}{N_{Cr}^{+3}(\min)}$ примерно в 3; 1,4 и 1,2 раза.

В таблице I представлены данные по относительному выходу ионов с $z = +1 - +3$ элементов примесей и, для сравнения, свин-

цовой ЛП при $d=0,2$ мм и $q=5 \cdot 10^9$ Вт.см $^{-2}$. Видно, что доля ионов с $z=+2$ и $+3$ достаточно высока и для различных элементов составляет соответственно 11-63% и 2-17% от полного числа ионов. Проследим за изменением характера зависимости $\frac{N^{+2}}{S}$ от d при различных q в интервале $10^8 - 5 \cdot 10^9$ Вт.см $^{-2}$ на примере ионов с $z=+1-+3$ хрома и сурьмы по рис.1. В диапазоне пятен 0,05-0,2 мм с ростом q возрастает и величина $\frac{N^{+2}}{S}$ для ионов всех зарядов. С изменением q положение максимума сохраняется и для ионов Cr и Sb с $z=+1, +2$ приходится на $d=0,2$ и 0,4 мм соответственно. С увеличением q в этой области возрастает крутизна подъёма зависимости. Скорости изменения относительного числа ионов с разным z или отношения максимальных значений $\frac{N^{+2}}{S}$ ($d=0,2$ мм) к минимальным $\frac{N^{+2}}{S}$ ($d=0,05$ мм) для различных q приведены в таблице 2. Максимум функции $\frac{N^{+2}}{S}(d)$ для Sb плавно смещается в область меньших d от 0,6 мм до 0,3 мм при увеличении q .

В правой части распределений с увеличением d от 0,2 мм до 0,8 мм ($q=2 \cdot 10^9$ Вт.см $^{-2}$) значения функции для ионов $z=+1$ и $+2$ уменьшаются примерно в 3 и 30 раз соответственно. Особенностью правой части функции $\frac{N^{+2}}{S}$ для ионов с $z=+1, +2$ при низких q является наличие ярко выраженного второго максимума интенсивности около $d=0,6$ мм. Амплитуда этого максимума, равная по величине основной, с ростом q увеличивается и, начиная с $q > 1 \cdot 10^9$ Вт.см $^{-2}$, функция сглаживается; основной максимум приходится, по-прежнему, на $d=0,2$ мм. Следует отметить, что такое поведение этой функции наблюдается для всех примесных элементов.

Таким образом, при изменении начального размера плазменного сгустка изменяется выход примесных ионов, при этом ионизация испарённых атомов протекает не одинаково и определяется, по-видимому, свойствами этих атомов. Эффективность ионизации атомов разных элементов может различаться в 10-20 раз. Однако распределение ионов по зарядам и соответствующую величину заряда ионов примесей возможно качественно экспрессно прогнозировать по зарядовому спектру основной компоненты. Зарядовым спектром примесной компоненты можно управлять для получения пучков ионов определённой интенсивности и заряда путём подбора оптимальных условий, которые зависят от d и q . Из сравнения способов повышения заряда примесных ионов за счёт увеличения q и подбора оптимального пятна фокусировки следует, что последний менее энергоёмкий в несколько раз.

Таблица 1

Относительный выход примесных ионов с $Z = +1, +2$ и $+3$
при $q = 5 \cdot 10^9$ Вт.см⁻² и $d = 0,2$ мм

$\frac{N^z}{\sum N^z}$	P	Cr	Fe	Zn	As	Ag	Sn	Sb	Pb	мат- рица
+1	0,96	0,92	0,95	0,50	0,88	0,68	0,64	0,46	0,31	0,86
+2	0,04	0,06	0,05	0,48	0,12	0,32	0,32	0,50	0,63	0,12
+3	*	0,02	0,02	0,02	0,03	0,03	0,04	0,04	0,06	0,02

Примечание. (*) - для этих условий ионы P^{+3} в зарядовом спектре на данном уровне чувствительности прибора не зарегистрированы.

Таблица 2

Скорость изменения относительного числа ионов с
 $Z = +1, +2$ и $+3$ при изменении d для различных q .

$\frac{N_{max}^{+z}(d_{0.01})}{N_{min}^{+z}(d_0)}$	$q \left(\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right)$	$2 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^9$
$N_{max}^{+1}(0,2)/N_{min}^{+1}(0,05)$		1,5	4,5	12	40	220
$N_{max}^{+2}(0,2)/N_{min}^{+2}(0,05)$		2	4	6	7	7
$N_{max}^{+3}(0,4)/N_{min}^{+3}(0,2)$		-	-	-	1,1	1,2

Таблица 3

Времена рекомбинации примесных ионов $\tau_p(\mu) = \kappa \cdot 10^{-8}$ с

τ_p^{+z}	P	Cr	Fe	Zn	As	Ag	Sn	Sb	Pb
τ_p^{+1}	2,3	2,0	2,6	3,9	2,7	1,6	2,7	1,9	2,9
τ_p^{+2}	1,5	1,9	1,9	1,9	2,1	1,3	1,7	0,9	2,2
τ_p^{+3}	1,1	1,4	1,1	0,8	0,9	1,1	1,1	1,1	0,9

Ионизация примесных атомов в л. зерной плазме

Плазма, образованная сфокусированным излучением лазера в пятно с линейным размером d , разлетается за время, порядка времени жизни сгустка: $\tau_0 \sim d/u$, где u — скорость движения плазменного сгустка, принимаемая равной местной скорости звука $/6/$. Условием для протекания процесса ионизации является превышение величины τ_0 над временем, необходимым для ионизации атома до иона с заданным зарядом $\tau_i(z)$ в плотной неразлетевшейся плазме:

$$\tau_i(z) \leq \tau_0 \quad (1), \text{ где } \tau_0 \sim d \sqrt{\frac{M}{2T_e}} \quad (2)$$

Для эффективного образования ионов нужно стремиться к увеличению параметра времени жизни, в частности, это можно осуществить простым изменением d . Однако увеличение d приводит к интенсификации процессов рекомбинации. При этом, если τ_0 превышает τ_p , рекомбинационные потери приведут к снижению максимального заряда Z_{max} и уменьшению общего выхода ионов всех зарядов. Рекомбинация ионов во время разлета будет минимальной, если характерное время разлета сгустка меньше времени рекомбинации τ_p . Поэтому, для того чтобы преобразование световой энергии поля излучения в многозарядные ионы было наиболее эффективным, необходимо выполнение следующих условий: $\tau_i(z) \leq \tau_0 < \tau_p(z)$ (3).

На формирование левой от максимума зависимости $\frac{N^{+3}}{S}(d)$ доминирующее влияние оказывают процессы ионизации. Наклон кривой характеризует, по сути, скорость нарастания числа ионов при увеличении времени жизни сгустка, поэтому тангенс угла наклона функции пропорционален количеству ионов с данным z , образованным за единицу времени. Соответственно величины времен ионизации атомов как обратные скорости ионизации могут быть экспериментально определены из этого графика. Для близких содержаний атомов примесей в ЛП при единой электронной температуре T_e в результате нагрева основной медной компоненты ЛП и одном времени разлета, определяемом массой матрицы, выход ионов примесных элементов должен определяться временами ионизации этих элементов. Зависимость количества примесных ионов в максимуме функции $\frac{N^{+3}}{S}(d)$, нормированного на концентрацию атомов в матрице n_a , от экспериментально найденных значений величины относительного времени ионизации соответствующих элементов (нормированный коэффициент — время ионизации ионов хрома τ_{cr}^{+2}) представлена на рис. 2 при $d = 0,2$ мм и $Q = 5 \cdot 10^9$ Вт.см⁻². Видно, что с увеличением значений времен ионизации элементов в 2,5 раза выход ионов с $z = +1, +2$ и $+3$ этих элементов падает примерно в 20, 30 и 40 раз соответствен-

но. При этом с увеличением степени ионизации z возрастают и времена ионизации, поскольку образование более высокозарядных ионов становится затруднительным, поэтому график более крутой. Следовательно, относительный выход ионов с зарядом z $\frac{N^{z+1}}{N^z}$ будет определяться величиной $\frac{\tau_i(z)}{\tau_i(z+1)}$. Зависимости зарядовых отношений $\frac{N^{z+2}}{N^{z+1}}$ и $\frac{N^{z+3}}{N^{z+2}}$ от соответствующих отношений $\frac{\tau_i(z)}{\tau_i(z+1)}$ и $\frac{\tau_i(z+1)}{\tau_i(z+2)}$ показаны на рис. 3. Видно, что с ростом $\frac{\tau_i(z)}{\tau_i(z+1)}$ возрастает и относительная доля $\frac{N^{z+1}}{N^z}$. При стремлении $\frac{\tau_i(z)}{\tau_i(z+1)}$ к единице, т.е. $\frac{N^{z+2}}{N^{z+1}} \rightarrow 1$ и $\frac{N^{z+3}}{N^{z+2}} \rightarrow 1$ зависимость сглаживается, а вероятность образования ионов $N(z)$ и $N(z+1)$ становится одинаковой, однако относительный выход ионов не равен 1, что связано с различием в сечениях ионизации /8/:

$$G_{z,z+1}(E_0) \sim \varphi_n(E_0/I(z))/E_0 \cdot I(z),$$

где E_0 — энергия налетающих электронов, $I(z)$ — потенциал ионизации иона с зарядом z .

Рассмотрим с этой точки зрения данные таблицы I и рис. I. Причиной "закалки" многозарядных ионов примесей тяжелых элементов Sb , Se , Pb является достаточно высокая скорость их ионизации, поэтому они успевают проионизоваться за время τ_0 жизни ЛП. Обратная ситуация с многозарядными ионами фосфора, при которой времена их ионизации велики и сравнимы с временем жизни медной ЛП. Поэтому наблюдается малая доля ионов с $z = +2$, а трехзарядные ионы не успевают образоваться. При постепенном увеличении времени жизни ЛП раньше появляются многозарядные ионы элементов с меньшими временами ионизации, например Sb^{+3} (рис. I) при $d = 0,1$ мм по сравнению с ионами Cr^{+3} . А в момент регистрации ионов Cr^{+3} при $d = 0,2$ мм выход ионов Sb^{+3} уже максимален. Таким образом, управлять выходом примесных ионов различной степени ионизации можно через время жизни основной компоненты ЛП.

В области пятен $d = 0,4-0,6$ мм регистрируется широкий зарядовый спектр примесных ионов. Такая ситуация реализуется, если времена ионизации многозарядных ионов различных элементов удовлетворяют условию:

$$\tau_i^{max}(z) \leq \tau_0^{cu} \quad (4)$$

где $\tau_i^{max}(z)$ — наибольшее время ионизации зарегистрированных многозарядных ионов из всего набора элементов-примесей; τ_0^{cu} — время жизни медной компоненты ЛП.

В предположении, что рекомбинация ионов в этой области ($d < 0,2$ мм) не существенна, воспользуемся формулой Ситона /9/ для времен ударной ионизации атома до иона с зарядом z , соглас-

но которой τ_i зависит от электронной температуры T_e сгустка и соответствующего потенциала ионизации $I(z)$:

$$\tau_i \sim \frac{I^2(z)}{n_0 n_e T_e^{1/2}} \cdot e^{I(z)/T_e} \quad (5),$$

где n_0 - плотность испарённых атомов, n_e - плотность электронов. Поскольку в нашем случае T_e одинакова для всех примесных ионов, то из анализа (5) зависимость $\tau_i(I)$ сводится к квадратичной:

$$\ln \tau_i(z) \sim \ln(I^2(z)/T_e^{1/2}) + I(z)/T_e \quad (6)$$

Зависимость экспериментально определённых времён ионизации τ_i от $I(z)$ показана на рис. 4 для примесей Р, Сг и Zn при $q = 1 \cdot 10^9$ Вт.см⁻², а значит фиксированной T_e . Квадратичный характер функции экспериментально подтверждается, а член $\frac{I(z)}{T_e}$ лишь смещает вершину параболы по оси ординат. Используя экспериментальные данные для τ_i , находим значение T_e при данном q из следующего соотношения:

$$\ln \frac{\tau_i(+2)}{\tau_i(+1)} = \ln \left(\frac{I(+2)}{I(+1)} \right)^2 + \frac{I(+2) - I(+1)}{T_e}$$

Подставляя соответствующие значения для разных элементов, определяем среднее значение $T_e = 13 \pm 3$ эВ. Отметим, что согласно результатам экспериментов, отсутствует зависимость величины от энергии связи атомов в решётке $E_{св}$ и суммы величин $I(+1) + E_{св}$, что свидетельствует, во-первых, об отсутствии селективности испарения атомов различных элементов, во-вторых, о достаточно высокой электронной температуре плазменного сгустка.

Вторым основным параметром, определяющим величину времени ионизации $\tau_i(z)$, является T_e . Из соотношений (5) и (6) следует:

$$\ln \frac{\tau_i \cdot T_e^{1/2}}{I^2} = \text{const} \quad (7) \quad \text{или} \quad \tau_i/I^2 \sim 1/T_e^{1/2} \quad (8).$$

Электронная температура T_e связана с q по степенному закону $T_e = \gamma q^\alpha$, при этом показатель степени α в различных работах изменяется в весьма широком диапазоне от 0,2 до 0,7. Поэтому τ_i/I^2 также является степенной функцией от q :

$$\tau_i/I^2 \sim q^{-\beta}, \quad \text{где} \quad \beta = \frac{\alpha}{2}$$

Зависимости экспериментально определённых значений $\frac{\tau_i(+1)}{I^2(+1)}$; $\frac{\tau_i(+2)}{I^2(+2)}$ и $\frac{\tau_i(+3)}{I^2(+3)}$ от q в диапазоне $(2-50) \cdot 10^8$ Вт.см⁻² интенсивностей излучения для ионов с z от +1 до +3 на примере примесей Сг, Sb и Pb показаны на рис. 5. Зависимости $\frac{\tau_i(q)}{I^2(q)}$ при определённом z для всех элементов в пределах ошибки эксперимента совпадают. Для различных z эти зависимости представляют собой семейство параллельных кривых, причём при увеличении на порядок в пределах $(5-50) \cdot 10^8$ Вт.см⁻² значения функции $\frac{\tau_i(q)}{I^2(q)}$ для всех зарядностей уменьшаются одинаково примерно в 3 раза. Такой ход зави-

симостей лишь подчеркивает существование единого для всех значения T_e для конкретного q . При сравнении зависимостей $\frac{T_e}{T_i}(q)$ с графиками вида $y = \gamma x^{\beta}$ установлено, что степенная функция с $\beta = 1/3$ наилучшим образом совпадает с экспериментальными кривыми. Поэтому, с точностью до коэффициента пропорциональности: $T_e = \gamma \cdot q^{2/3}$. (10)

Теперь, зная значение T_e при конкретном q , можно найти значение коэффициента γ и восстановить точную зависимость T_e от q :

$$T_e = 2 \cdot 10^{-5} q^{2/3} \quad \text{эВ} \quad (11)$$

Полученный экспериментально закон $2/3$ совпадает с результатами теоретической работы / 10 /, согласно которой зависимость $T_e \sim q^{2/3}$ получается из предположения, что энергия лазерного излучения уносится из области энергосвечения плазменным потоком: $Q \sim n_e u T_e$. Необходимо отметить, что коэффициент γ при сравнении зависимости $T_e \sim q^{2/3}$ с результатами работы / 11 / является функцией плотности плазмы ρ и массы иона M основной компоненты, т.е. характеризуется свойствами матрицы: $\gamma \sim (\rho/M)^{-2/9}$ (12)

Таким образом, выход ионов примесных элементов с различной степенью ионизации определяется временем жизни основного компонента ЛП, в течение которого протекают процессы их ионизации. Эффективность ионизации испаренных примесных атомов элементов зависит от времени ионизации этих элементов при фиксированных параметрах q , d и $M_{\text{пр}}$. Выявленные зависимости ζ_i от I и q позволяют прогнозировать относительный выход ионов различных элементов при решении аналитических задач и, при необходимости, находить значения T_e .

Ускорение примесных ионов в расширяющейся плазме

Экспериментально установлено, что разлет ЛП происходит под действием сил давления и электрических сил /12,14/. В случае многокомпонентной ЛП газодинамическое ускорение сгустка обеспечивается, главным образом, основным компонентом ЛП. При электростатическом ускорении ионов энергия, которую электроны передают ионам, зависит от количества высокоэнергетичных электронов и их скорости. Такой механизм ускорения должен наиболее эффективно проявляться для примесных ионов. Действительно, в этом случае числа электронов, образованных при ионизации основного элемента ЛП и ускоренных в поле электромагнитной волны, достаточно, чтобы увлечь подавляющую часть ионов примесных элементов малых концентраций. При наличии такого механизма ускорения ионы с большим Z должны ускоряться сильнее. Для фиксированного Z время действия излучения на электроны, которые, в свою очередь,

взаимодействуют с ионами, одинаково для ионов различных элементов. Поэтому ионы с разной атомной массой M будут ускоряться тоже по-разному, что должно найти отражение в изменениях их скоростей. Увеличение времени взаимодействия излучения с электронами в плотной части сгустка за счет увеличения времени жизни τ_0 . ЛП позволяет говорить об изменении величины ускорения при различной величине отношения d/ℓ , где ℓ - толщина плазменного сгустка в начальный период. В диапазоне пятен с $d = (0,05-1)$ мм реализуется плоский разлет, поэтому ℓ постоянна. Из результатов работы /13/ следует, что при более плоском первоначальном разлете процессы ускорения протекают более эффективно. Следовательно, процессы ускорения могут перестроить зарядовые отношения, образованные в процессе ионизации, поэтому их необходимо рассматривать совместно с процессами ионизации и рекомбинации и учитывать при формировании зарядовых характеристик ЛП.

Рассмотрение зависимости выхода двухзарядных ионов по отношению к числу однозарядных от d на примере примесей Pb^{+2} , As^{+2} , Zn^{+2} , P и Sn^{+2} ($q = 5 \cdot 10^9$ Вт.см $^{-2}$) показало, что функция $\frac{N^{+2}}{N^{+1}}(d)$ для каждого из элементов имеет ярко выраженные максимумы, при этом их амплитуда такова, что отношения $\frac{N^{+2}_{(max)}}{N^{+2}_{(min)}}$ для ионов Pb^{+2} , As^{+2} , Zn^{+2} и Sn^{+2} составляют 22, 12, 4 и 2,5 соответственно. Максимумы для всех элементов лежат в области пятен $d = (0,2-0,6)$ мм, однако их максимумы приходятся на разные d для каждого элемента: для Pb^{+2} - 0,2 мм, Sn^{+2} - 0,4 мм, для As^{+2} и Zn^{+2} - 0,6 мм. С уменьшением массы элемента примеси максимум отношения $\frac{N^{+2}}{N^{+1}}(d)$ сдвигается в сторону больших пятен. При сравнении этих зависимостей с функциями $\frac{N^{+1}}{S}(d)$ и $\frac{N^{+2}}{S}(d)$ видно, что положения максимумов не совпадают. Такой сдвиг можно объяснить вовлечением более высокозарядных ионов в процесс ускорения. При постепенном увеличении d происходит увеличение электростатического поля, воздействующего на ионы, которые при $d = 0,4$ мм достигают такой величины, что начинают ускоряться ионы легких элементов, в нашем случае, ионы P^{+2} . При увеличении размера сгустка до $d = 0,6$ мм поле позволяет эффективно ускорять двухзарядные ионы с большими массами - Zn^{+2} , As^{+2} , а при $d = 0,7$ мм уже достаточно тяжелые ионы Sn^{+2} . Следовательно, при изменении d ускорение приводит к появлению дополнительной массовой скорости многозарядных примесных ионов относительно основной компоненты ЛП. Этот эффект проявляется в смещении центра тяжести зарядового спектра ионного пучка в область легких масс.

Массовое распределение зарядовой доли $\frac{N^{+2}}{N^{+1}}$ примесных ионов для различных d при $q = 5 \cdot 10^9$ Вт.см⁻² показано на рис. 6, а. Положение максимума этой зависимости (массового центра тяжести), при увеличении d от 0,1 мм до 0,6 мм сдвигается от 200 а.е.м. к 60 а.е.м. Следует, что величина ускорения, опосредованно характеризуемая d , обратно пропорциональна массе M (см. рис. 6, б). Заметим, что величина электростатического поля недостаточно велика для ускорения тяжелых ионов свинца, поэтому положения максимумов функций $\frac{N^{+2}}{N^{+1}}(d)$ и $\frac{N^{+2}}{N^{+1}}(d)$ сохраняются. Зависимость зарядовых отношений $\frac{N^{+2}}{N^{+1}}$ от массы ионов M для различных d показана на рис. 7 при $q = 5 \cdot 10^9$ Вт.см⁻². Видно, что с ростом Z центр тяжести зарядового спектра пучка смещается еще больше в область меньших масс по сравнению с аналогичным при переходе от $\frac{N^{+1}}{N^{+2}}$ к $\frac{N^{+2}}{N^{+1}}$: от 200 а.е.м. до 120 а.е.м. при $d = 0,2$ мм и от 120 а.е.м. до 50 а.е.м. при $d = 0,4$ мм; от 70 а.е.м. до 50 а.е.м. при $d = 0,6$ мм, а ширина соответствующих массовых распределений уменьшается. Такой эффект объясняется большей величиной ускорения с ростом Z . Формирование достаточно узких распределений зависимости $\frac{N^{+2}}{N^{+1}}$ связано с протеканием нескольких конкурирующих процессов: с одной стороны, ускорение стремится вытянуть ионы из плотной зоны, где эффективно проходят процессы ионизации и рекомбинации, тем самым, увеличивая долю многозарядных ионов; с другой стороны, рекомбинация, эффективность которой с увеличением Z^{α} ($\alpha > 1$) возрастает, приводит к ее резкому сокращению. Таким образом, ускорение изменяет скорости примесных ионов различных масс и зарядностей относительно основной компоненты ЛП, что приводит к заметной перестройке зарядовых отношений $\frac{N^{+2}}{N^{+1}}$ и $\frac{N^{+1}}{N^{+2}}$, сформированных в процессе ионизации. Эффективность ускорения примесных ионов ЛП существенно зависит от отношения Z^{α}/M^{α} : ионы с большим значением Z^{α}/M^{α} ускоряются сильнее, что совпадает с результатами теоретической работы / 14 / и экспериментальной / 15 /, согласно которой скорости примесных ионов газообразных элементов увеличивались при уменьшении их масс.

Рекомбинация примесных ионов

Самой сложной задачей при обработке экспериментальных данных является корректное выделение рекомбинационных процессов на фоне остальных: ионизационных, тепловых и вторичных.

С увеличением времени существования сгустка, т.е. затормаживая сгусток ЛП при $d > d_{\text{от}}$, приходим к условиям, когда в плазме начинают интенсивно протекать процессы рекомбинации. При оп-

тимальном $d_{\text{от}}$ реализуется, в определенной степени, ионизационное равновесие. Уменьшение значений функции $\frac{N_i^+}{S}(d)$ или эмиссии, например, ионов с $Z=+1$ и $+2$ при увеличении d выше 0,2 мм связано с таким режимом разлета, при котором время жизни ЛП оказывается больше, чем времена процесса рекомбинации ионов. Поэтому правая часть функции $\frac{N_i^+}{S}(d)$ характеризуется доминирующим влиянием рекомбинации. По наклону графика убывания количества ионов с ростом d возможно экспериментально оценить средние значения времен рекомбинации τ_p для ионов с разным Z . Из [13] следует, что

$$\tau_p = - \ln \frac{N_i}{N_{i0}} \cdot \frac{d}{u} \quad (13)$$

где N_i – число ионов, N_{i0} – число прорекомбинировавших ионов. Скорость разлета всей примесной компоненты определяется, в основном, скоростью разлета медной ЛП и практически одинакова для примесей всех масс. Используя экспериментально полученную зависимость для скорости разлета из работы [16], которая не зависит от элемента образца и прямо пропорциональна Z , взяв соответствующие размеры сгустка и котангенса угла наклона функции $\frac{N_i^+}{S}(d)$ из графика, подставив их в (13), получим оценку среднего времени рекомбинации. В таблице 3 приведены результаты расчета $\tau_p(Z)$ для ионов примесных элементов с $Z=+1 - +3$, а для ионов свинца и при различных значениях q . Данные таблицы свидетельствуют о том, что τ_p не зависит от атомной массы элементов, но определяется Z . Значения $\tau_p(Z)$ для всех элементов равны $K \cdot 10^{-8}$ с. Коэффициент K колеблется для разных элементов в пределах 2–3 для $Z=1$; и соответственно 1,5–2 для $Z=+2$; 0,8–1,5 для $Z=+3$. Чем выше заряд ионов, тем выше скорость рекомбинации. При изменении q в диапазоне $(2-50) \cdot 10^8$ Вт.см $^{-2}$ средние значения коэффициента K для ионов Pb с $Z=+1 - +3$ составляют соответственно 3; 2 и 1 при всех q , т.е. τ_p не зависит от q .

В различных моделях термодинамического равновесия скорость рекомбинации (величина обратная времени $\tau_p \sim 1/\tau_p$) по-разному зависит от величины зарядов ионов Z , например, при протекании рекомбинации в тройных столкновениях скорость рекомбинации τ_p пропорциональна Z^3 . Зависимость скорости рекомбинации τ_p от величины заряда ионов представлена на рис. 6 для элементов примесей P, Zn, As, Sb, Pb. Из графика следует, что характер зависимостей для разных элементов может видоизменяться, выделяются три группы кривых, каждая из которых наиболее близка к законам: $\tau_p \sim Z^3$ для Cu и Zn; $\tau_p \sim \frac{Z^2}{13}$ для As и Pb; $\tau_p \sim Z$ для P и Sb.

Поэтому для элемента основы Cu и примеси Zn основным процессом является тройная рекомбинация. В рекомбинацию примесей других элементов "включаются" процессы перезарядки примесных ионов на атомах меди. В результате процесса ускорения многозарядных ионов возникает относительная скорость между ионами примесей и нейтральными атомами основы, что приводит к процессам перезарядки. Отметим, что основной компонентой ЛП является нейтральная, которая содержит интенсивные потоки быстрых рекомбинационных атомов, сравнимых со скоростями ионов $/I7/$. Сечение перезарядки $/I8/$:

$$\sigma \sim Z^{1,2}.$$

Поэтому на зависимость Z^3 накладывается зависимость $Z^{-1,2}$, что приводит с ростом Z к постепенному спрямлению кривой от гиперболы Z^3 к Z^2 , а при достаточно заметных $U_{отн}$ к процессу перезарядки: $U_p(z) \sim Z$, что характерно проявляется для элементов P и Sb . Для примеси Zn с массой близкой к матричной Cu перезарядка не работает, т.к. отсутствует относительная скорость. Несмотря на значительную массу ионов свинца и разницу в скоростях с атомами Cu , тяжелые ионы Pb не эффективно вовлекаются в процесс ускорения, поэтому для Pb $U_p(z) \sim Z^2$. Следовательно, основная ионная компонента ЛП рекомбинирует в тройных столкновениях со своей постоянной скоростью, при этом эффективность этого процесса определяется матрицей и не зависит от масс элементов примесей. Рекомбинация примесного компонента в целом определяется массой матрицы через время жизни всего сгустка и протекает со скоростью одинаковой для всех элементов при данном Z . Перезарядка может стать основным процессом в рекомбинации при достаточном различии в массах примесных ионов и основы. Однако с ростом d скорость тройной рекомбинации возрастает.

Теперь остановимся на рассмотрении процессов, ответственных за формирование второго максимума интенсивности частиц функции $\frac{N^{+2}}{S}$ по рис.1б на примере ионов Sb . Существуют два возможных механизма. После окончания процесса эффективной ионизации при увеличении d от $d=0,2$ мм до $0,4$ мм ионы рекомбинируют в тройных столкновениях. При достижении $d=0,4$ мм эффективно "включается" процесс ускорения, который увеличивает степень "закалки", вытягивая ионы из зоны рекомбинации, поэтому число зарегистрированных частиц начинает возрастать. С увеличением d возрастает и время ускоряющего действия электростатического поля, поэтому при достижении достаточной скорости $U_{отн}$ ионов Sb при $d=0,6$ мм "включается" перезарядка на атомах Cu . При $d \geq 0,6$ мм

рекомбинация протекает по двум каналам: в тройных столкновениях и при перезарядке. Вторым механизмом формирования этого максимума интенсивности является рекомбинационный "подогрев". Рекомбинация многозарядных ионов с Z , образование которых наблюдается при $d = 0,6$ мкм, даёт свой вклад в распределение ионов с $Z-1$ и так далее до $Z = +1$ и $Z = 0$. "Подогрев" [19] осуществляется в результате того, что электрон, захваченный при тройной рекомбинации, опускается через возбуждённые состояния на основной уровень, при этом часть энергии высвечивается в спектральных линиях, а затем поглощается другими ионами и атомами в плазме, увеличивая количество ионов определённого Z . С ростом q оба механизма усиливаются, поэтому амплитуда максимума возрастает, а его положение смещается в область меньших значений d и при $q = (2-5) \cdot 10^9$ Вт.см⁻² он сливается с основным. Таким образом, на формирование зарядовых отношений элементов в области $d \geq 0,6$ мкм существенное влияние оказывают процессы рекомбинации.

Влияние процессов ионизации, ускорения и рекомбинации на формирование КОЧ элементов примесей в лазерной плазме

На формирование зарядовых отношений и относительный выход ионов различных элементов, как было показано выше, существенное влияние оказывают все процессы, происходящие при разлёте лазерной плазмы - ионизации, ускорения и рекомбинации. При фиксированных d и q относительный выход ионов анализируемых элементов зависит не только от содержания атомов в матрице, но и от индивидуальных атомных характеристик этих элементов (I , M). Поэтому рассмотренные процессы и условия воздействия излучения окажут своё влияние на формирование характеристик КОЧ. В условиях умеренных значений $q \leq 1 \cdot 10^9$ Вт.см⁻², при которых доля однозарядных ионов максимальна, на рис.9 приведена зависимость выхода однозарядных примесных ионов, нормированного на содержание атомов в матрице, от времён ионизации атомов соответствующих элементов для различных $d = 0,05$ мкм, $0,1$ мкм и $0,2$ мкм. Выход ионов уменьшается с увеличением τ_i ; соответственно относительный выход ионов различных элементов обратно пропорционален соотношениям их времён ионизации. Масс-спектрометрия является относительным методом анализа. Основным способом расчёта содержаний элементов малых концентраций является метод внутреннего стандарта. Коэф-

коэффициент относительной чувствительности для элемента (X) по отношению к справочному элементу стандарту в данном образце выражен как :

$$KOC_X = \frac{C_{ст}}{C_X} \frac{N_i^x}{N_{iст}}$$

График зависимости КОЧ, определённых по однозарядным ионам, от d приведён на рис.10 для примесей Pb, Sb, Zn и Ag при $q = 1 \cdot 10^9$ Вт.см⁻² (внутренний стандарт - хром). Видно, что значения КОЧ изменяются в широких пределах от 0,2 до 1,5. Выделяются три основные зоны поведения функции : уменьшение - I, рост - II и постоянства значений, при изменении d от 0,05 до 1 мм. Отметим, что значения равные единице достигаются при отдельных значениях d , которые отличаются между собой для разных элементов. Так для ионов Sb, Pb, Zn и Ag значения КОЧ равны 1 при d : 0,35, 0,4 ; 0,45; 0,5 мм соответственно. В общем случае, для разных элементов примесей диапазон значений d , при которых реализуются КОЧ = 1, достаточно широкий от 0,2 мм до 0,6 мм. Следовательно, можно подобрать физические условия воздействия излучения, при которых процессы ионизации и рекомбинации приведут к равному относительному выходу одного или нескольких примесных элементов, однако значения КОЧ для остальных элементов будут принципиально не равны единице.

Рассмотрим зону I - область малых пятен от 0,05 мм до 0,2 мм. На этом участке доминируют процессы ионизации. Уменьшение значений КОЧ в этой зоне связано с наименьшим временем ионизации атомов внутреннего стандарта $\tau_i^{ст}$ по сравнению с τ_i других элементов. Из определения τ_i , аналогичного (13), и из рис.9 следует, что

$$N_i \sim \frac{1}{\tau_i} e^{\tau_i / \tau_i}$$

Поэтому
$$KOC = \frac{\tau_i^{ст}}{\tau_i^x} \cdot e^{\tau_i \cdot (1/\tau_i^x - 1/\tau_i^{ст})} \quad (16)$$

Для практической оценки КОЧ правомерно использовать приближение

$$\tau_o = d/d_{ст} \cdot \tau_i (I^{max})$$

, где I^{max} - максимальный из набора первых потенциалов ионизации примесных атомов. Таким образом,

$$KOC = \frac{\tau_i^{ст}}{\tau_i^x} \cdot e^{d/d_{ст} \cdot \tau_i (I^{max}) (1/\tau_i^x - 1/\tau_i^{ст})} \quad (17)$$

где $\frac{\tau_i^{ст}}{\tau_i^x} = \left(\frac{I_{ст}}{I_x} \right)^2 \cdot \exp \left(\frac{I_{ст} - I_x}{T_e} \right)$ $T_e = 2 \cdot 10^{-5} \cdot q^{2/3}$

В таблице 4 в сравнении приведены экспериментально полученные и определённые по соотношению (17) значения КОЧ примесных элемен-

тов при $d = 0,05$ мм и $q = 1 \cdot 10^9$ Вт.см⁻². Как видно из таблицы, для всех примесных элементов наблюдается хорошее согласие между экспериментальными значениями КОЧ и расчётными данными в пределах 20% для ионов цинка и железа и меньше 8% для остальных элементов, т.е. в пределах разброса экспериментальных точек. Таким образом, в области малых пятен $d < 0,2$ мм, значения КОЧ можно заранее вычислить.

Таблица 4

Значения экспериментальных расчётных значений КОЧ при $d = 0,05$ мм, $q = 1 \cdot 10^9$ Вт.см⁻², $T_e = 12,6$ эВ (внутренний стандарт - хром).

A	КОЧ _{экс}	КОЧ _{рас}	$\Delta, \%$
Sb	0,63	0,68	8
Zn	0,46	0,56	20
As	0,39	0,42	7
Sn	0,78	0,77	2
Ag	0,77	0,77	0
P	0,34	0,36	6
Pb	0,83	0,78	6
Fe	0,53	0,64	19

Во II зоне роста значений КОЧ в области пятен 0,2–0,5 мм усиливается процесс ускорения, который и дает свой вклад в увеличение относительного выхода ионов. С переходом в зону III, начиная с $d > 0,5$ мм доминирующую роль играет тройная рекомбинация, которая протекает практически с одинаковой для всех элементов скоростью, поэтому относительное изменение выхода ионов для разных элементов остаётся постоянным. Следовательно, величины КОЧ для каждого из элементов имеют постоянные значения в области пятен $d > 0,5$ мм при данном q . Конкретные величины КОЧ элементов определяются эффективностью процессов ионизации и ускорения на I и II участках. Выбор внутреннего стандарта относителен и влияет только на ход кривых в зонах, потому что характер зависимости КОЧ, формируемый основными процессами в ЛП, сохраняется. Величина q изменяет эффективность процессов ионизации и ускорения, что проявляется лишь в наклоне участков зависимости КОЧ от d в зонах I и II.

Заклучение

На формирование относительного выхода ионов и КОЧ различных элементов примесей каждый из процессов даёт свой вклад на стадии его эффективного протекания в лазерной плазме. Такое влияние выявлено и показано на примере величины КОЧ как функции размера пятна фокусировки. Выделено три различные области поведения такой функции.

В первой области малых $d \leq 0,2$ мм доминируют процессы ударной ионизации, которые усиливаются с ростом d . Эффективность ионизации примесных атомов разных элементов может различаться в 10–20 раз, что определяется соответствующими временами ионизации атомных частиц в плотной зоне ЛП. Выходом примесных ионов и распределением ионов по зарядам можно управлять через время жизни ЛП и прогнозировать их по зарядовому спектру основной компоненты ЛП. Величину КОЧ примесей, определённых по однозарядным ионам при $Q \leq 10^9$ Вт.см⁻², возможно заранее вычислить:

$$\text{КОЧ} = \frac{\tau_{i1}}{\tau_{i2}} \cdot e^{\tau_0 \cdot (1/\tau_{i1} - 1/\tau_{i2})}$$
, где $T_e = \gamma \cdot Q^{2/3}$;
для медной матрицы $\gamma = 2 \cdot 10^{-5}$. При этом наблюдается хорошее соответствие между экспериментальными и расчётными значениями КОЧ. Уменьшение значений КОЧ в этой области связано с наименьшим временем ионизации ионов элемента внутреннего стандарта.

Во второй области $0,2 \text{ мм} < d \leq 0,4$ мм усиливается процесс ускорения, при этом ионы с большим значением Z/M ускоряются сильнее, что приводит к изменению относительного выхода ионов разных элементов и к увеличению значений КОЧ. Влияние процессов ускорения на ион-рекомбинационный баланс прослежено на примере отношения $\frac{N_z}{N_2} = f(d)$, однако за счёт появления относительной скорости ионов различных элементов возрастает эффективность перезарядных процессов, которые существенно снижают данное отношение. Заранее учесть и скорректировать величину КОЧ в этой области, как нам кажется, нелегко, тем не менее именно в этой области КОЧ чаще равен единице.

В области пятен фокусировки $d > 0,5$ мм существенна роль рекомбинации, скорость которой практически не зависит от элемента примеси, что проявляется в постоянстве значений КОЧ. На абсолютную величину КОЧ в этой области влияет вид рекомбинационного процесса, а также эффективность процессов ионизации и ускорения на участках I и II.

Экспериментально можно подобрать физические условия воздействия излучения, которые приведут к равному относительному выходу

ду для нескольких элементов, однако при этом значения КОЧ для остальных элементов будут принципиально не равны 1.

Авторы благодарны зав.лабораторией ВНИИ Геоинформсистем Пятахи-ну В.И. за предоставленную возможность проведения работы и науч-ному сотруднику ГЕОХИ АН СССР Файнбергу В.С. за помощь в прове-дении экспериментов.

Литература

1. Быковский Ю.А., Неволин В.Н. Лазерная масс-спектрометрия. М., Энергоатомиздат, 1985 .
2. Либих Ф., Рамендик Г.И. и др. - ЖАХ, 1987, т. 42, в. 10, с. 1783.
3. Быковский Ю.А. и др. Физика плазмы, 1978, з. 4, с. 323 .
4. Арзуманян Г.М., Быковский Ю.А. и др. - Препринт ОИИ, 19
5. Рамендик Г.И., Сотниченко Е.А. и др. - ЖАХ (в печати)
6. Быковский Ю.А., Сильнов С.М. и др. - Физика плазмы, 1977, в. 3, с. 1137
7. Быковский Ю.А., Сильнов С.М. - Препринт МИФИ, 1986, №4.
8. Пресняков П.П., Шевелько В.П., Янев Р.И. // Элементарные про-цессы с участием многозарядных ионов - М., Энергоатомиздат, 1986.
9. Зельдович Я.Е., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпе-ратурных гидродинамических явлений. - М., Наука, 1966 .
10. *Flux F. et al. Physics Fluids* , 1970, V. 13, p. 386 .
11. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г. и др. Взаимодействие мощного лазер-ного излучения с плазмой. - М., 1978, Радиотехника , т. 17 .
12. Басов Н.Г., Бойков В.А., Грибков В.А. - ЖЭТФ, 1971, т. 61, №1, с. 154 .
13. Быковский Ю.А., Сильнов С.М. - Препринт МИФИ, 1987, №8 .
14. Гуревич А.В., Мещеркин А.П. - Физика плазмы, 1983, т. 9, в. 5, с. 955 .
15. Быковский Ю.А. и др. - Препринт МИФИ, 1988, №50 .
16. Быковский Ю.А., Сильнов С.М. - Препринт МИФИ, 1988, №1.
17. Быковский Ю.А., Сильнов С.М., Сотниченко Е.А., Шестаков Б.А. - ЖЭТФ, 1987, т. 93, №8, с. 500 .
18. Мюллер А., Шевелько В.П. - ЖТФ, 1980, т. 50, в. 5, с. 985 .
19. Ловецкий Е.Е., Поляничев А.Н., Фетисов В.С. - ЖТФ, т. 34, в. 5, с. 1025 .

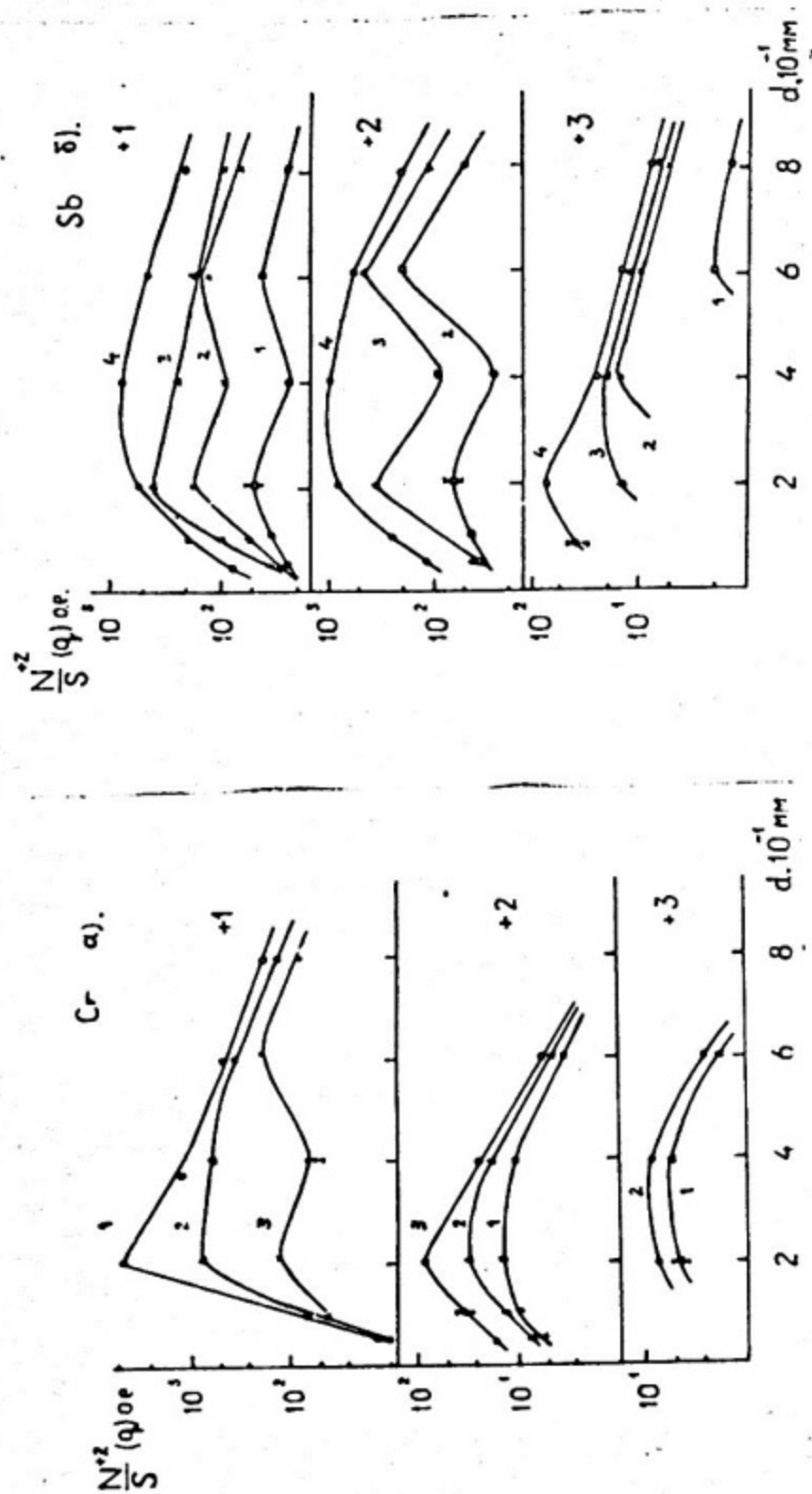


Рис.1 Выход многозарядных примесных ионов хрома и сурьмы с единицы облучённой площади от d при различных q , а) — для ионов Cr : 1 — $q = 5 \cdot 10^8 \text{ Вт.см}^{-2}$; 2 — $2 \cdot 10^9 \text{ Вт.см}^{-2}$; 3 — $5 \cdot 10^9 \text{ Вт.см}^{-2}$ и б) — для ионов Sb : 1 — $q = 5 \cdot 10^8 \text{ Вт.см}^{-2}$; 2 — $1 \cdot 10^9 \text{ Вт.см}^{-2}$; 3 — $2 \cdot 10^9 \text{ Вт.см}^{-2}$; 4 — $5 \cdot 10^9 \text{ Вт.см}^{-2}$.

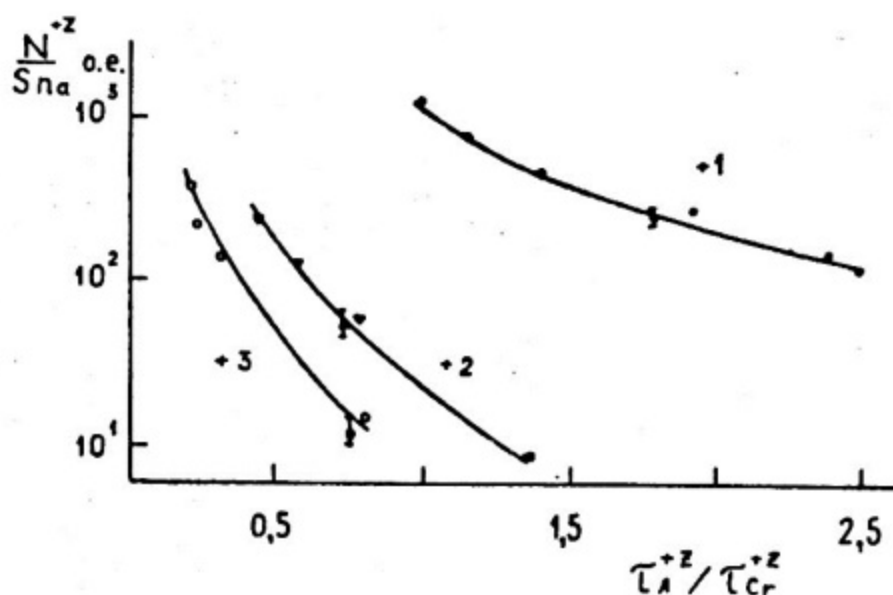


Рис.2 Максимальный выход примесных ионов ($d=0,2$ мк) с $z=+1$, $+2$ и $+3$ с единицы облучённой площади, нормированный на содержание атомов в матрице, в зависимости от величины времени ионизации элементов (нормировочный коэффициент — время ионизации ионов хрома τ_{cr}^{+z}).

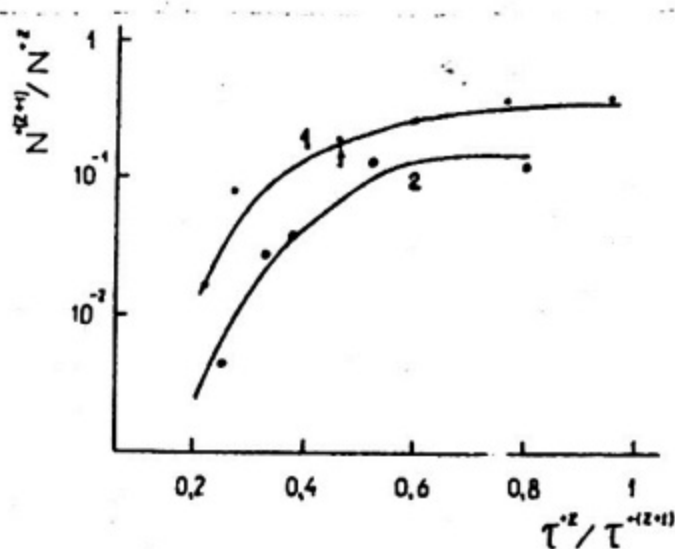


Рис.3 Зависимость относительной доли примесных ионов $\frac{N^{+2}}{N^{+1}} - 1$ и $\frac{N^{+3}}{N^{+2}} - 2$ от соотношения времён ионизации соответствующих элементов $\frac{\tau_A^{+1}}{\tau_A^{+2}}$ и $\frac{\tau_A^{+2}}{\tau_A^{+3}}$.

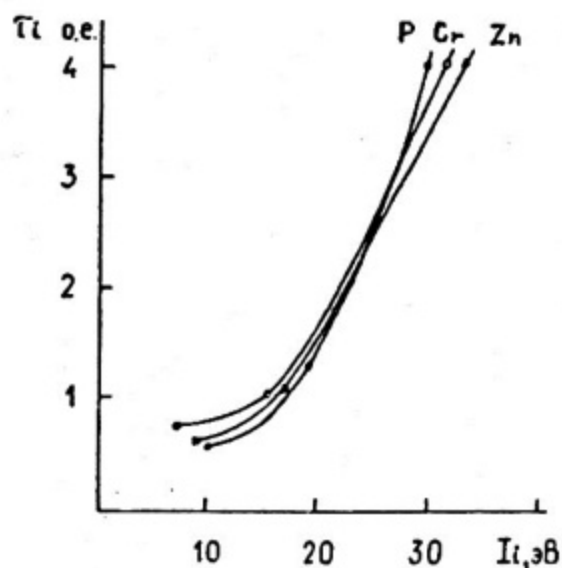


Рис.4 Зависимость экспериментально полученных значений вре-
мён ионизации от потенциала ионизации для примесных
ионов P, Cr, Zn.

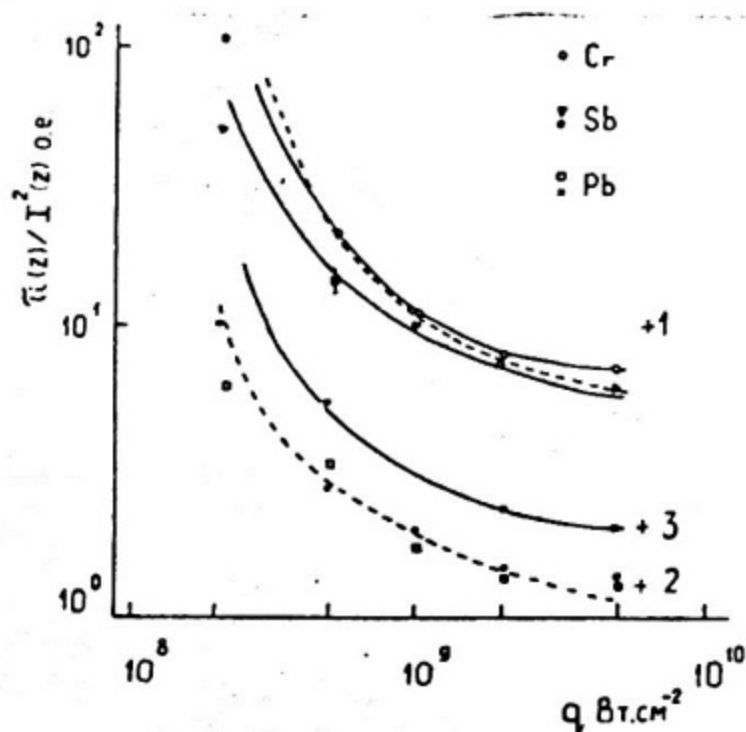


Рис.5 Зависимость экспериментально полученных значений вре-
мён ионизации $\tau_i(z)$ нормированных на квадрат потенциала
ионизации $I_i^2(z)$ от q для ионов с $z = +1, +2, +3$ примесей
Cr($\circ$), Sb($\triangle$) и Pb($\square$) (функция вида $y = I / X^{1/3}$ — пунктир).

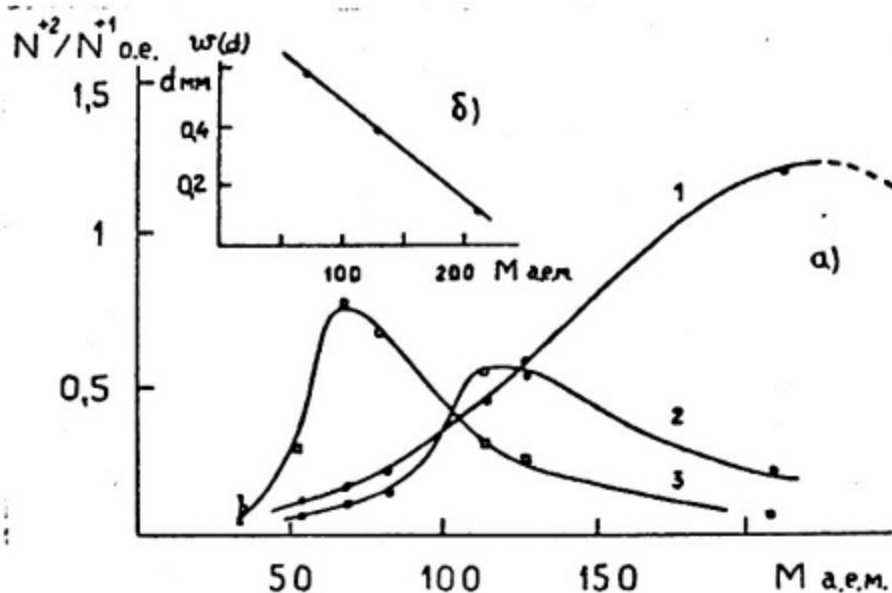


Рис. 6 Массовое распределение зарядового состава $\frac{N^{+2}}{N^{+1}}$ в пучке примесных ионов для различных d : 1 - 0,1 мм; 2 - 0,4 мм; 3 - 0,6 мм - а) и зависимость величины ускорения, характеризующего d , от массы элемента примеси M а.е.м. - б) при $Q_f = 5 \cdot 10^9$ Вт.см $^{-2}$.

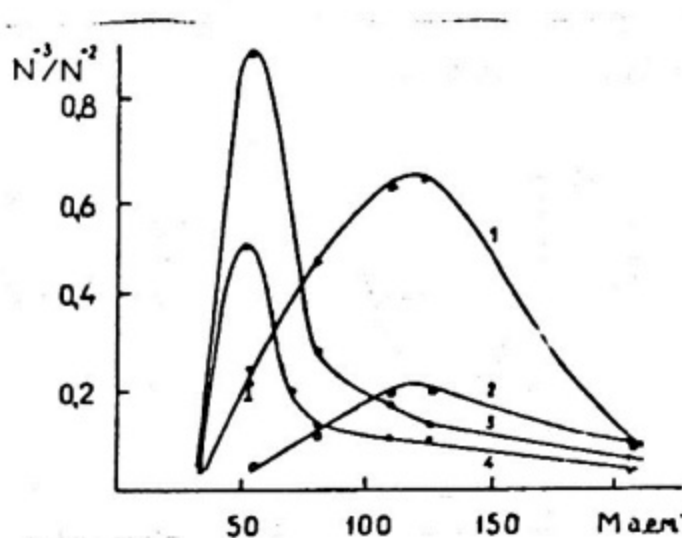


Рис. 7 Массовое распределение зарядового состава $\frac{N^{+3}}{N^{+2}}$ в пучке примесных ионов для различных d : 1 - 0,1 мм; 2 - 0,2 мм; 3 - 0,4 мм; 4 - 0,6 мм.

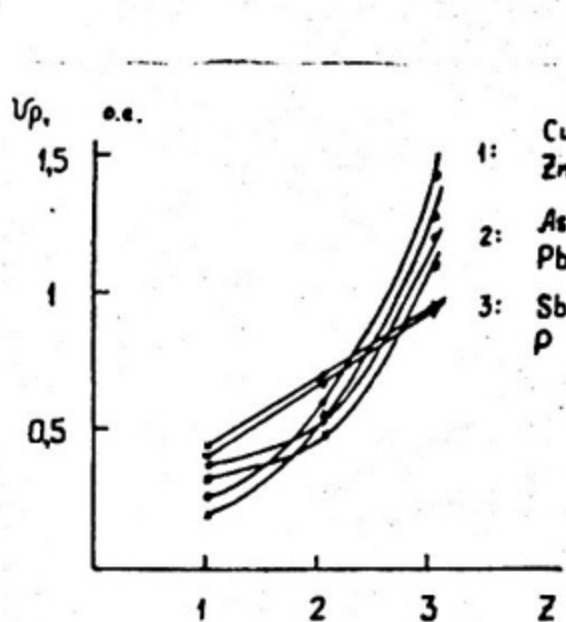


Рис. 8

Рис. 8 Зависимость скоростей рекомбинации примесных ионов от величины заряда ионов.

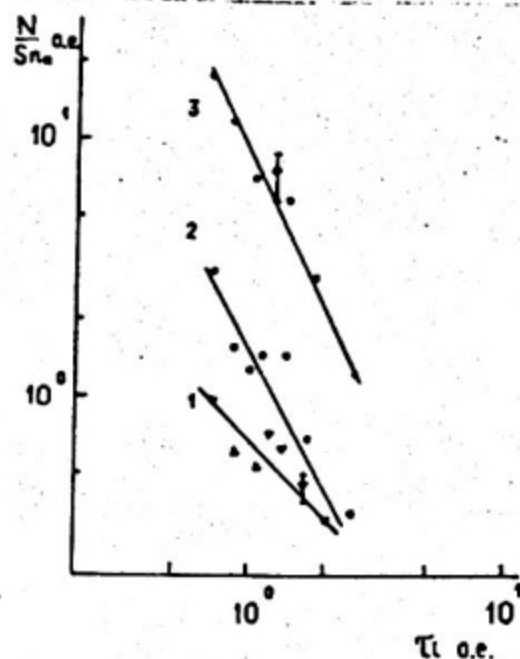


Рис. 9

Рис. 9 Зависимость выхода примесных ионов с единицы облучённой площади, нормированного на содержание атомов в матрице, от времён ионизации соответствующих элементов для различных d : 1 - 0,05 мм; 2 - 0,1 мм; 3 - 0,2 мм при $q = 1 \cdot 10^9$ Вт.см⁻².

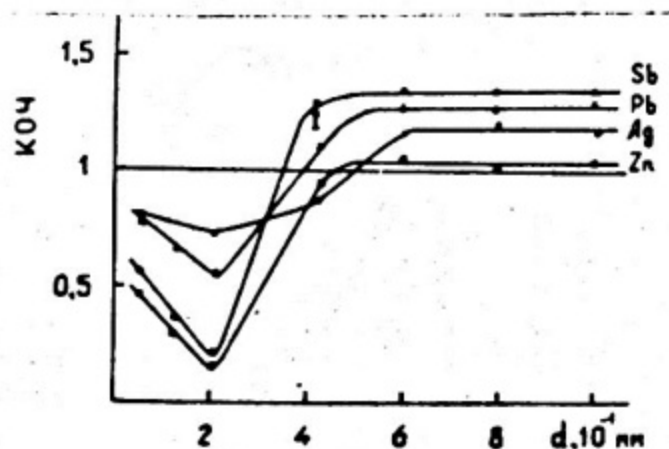


Рис. 10 Зависимость КОЧ элементов примесей для ионов с $z = +1$ от диаметра пятна фокусировки d при $q = 1 \cdot 10^9$ Вт.см⁻².