



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

38

Е.А.Гилев, В.И.Давыденко, Г.В.Росляков
В.Г.Соколов, И.Я.Тимошин

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ
МОЩНОГО ПРОТОННОГО ПУЧКА
СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕЙ ПАРОВ МАГНИЯ

ПРЕПРИНТ 85-62



НОВОСИБИРСК

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ МОЩНОГО ПРОТОННОГО ПУЧКА СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕЙ ПАРОВ МАГНИЯ

Гилев Е.А., Давыденко В.И., Росляков Г.В.,
Соколов В.Г., Тимошин И.Я.

А Н Н О Т А Ц И Я

Излагаются результаты экспериментов по взаимодействию импульсного протонного пучка с мощностью до 1,5 МВт со струйной сверхзвуковой перезарядной мишенью из паров магния. Установлено существование критической мощности пучка ~ 1 МВт, при превышении которой резко ухудшаются перезарядные свойства мишени и направленность сверхзвукового потока струи. Экспериментальные результаты объяснены на основе модели развития ионизационной лавины в мишени.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ МОЩНОГО ПРОТОННОГО
ПУЧКА СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕЙ ПАРОВ МАГНИЯ

Гилев Е.А., Давыденко В.И., Росляков Г.В.,
Соколов В.Г., Тимошин И.Я.

I. Введение

Инжекция пучков быстрых атомов изотопов водорода с энергией в десятки-сотни килоэлектронвольт и эквивалентными токами до сотен ампер в настоящее время рассматривается в качестве одного из основных способов создания и нагрева плазмы в магнитных ловушках. Такие пучки получают перезарядкой соответствующих ионных пучков, сформированных

специальными ионными источниками, в газовых или парометаллических мишенях [1-3]. Перезарядка в парах щелочных и щелочноземельных металлов используется для получения интенсивных пучков отрицательных ионов водорода [2, 4]. Использование для мишеней сверхзвуковой струй паров металлов позволяет легко решать вопросы вакуумной откачки вещества мишени конденсацией его на малопротяженных охлаждаемых приемных поверхностях. Кроме того, струйные мишени обладают откачивающим свойством - в $\sim 10^3$ раз снизить поток сопутствующего газа из ионного источника в области за струей [2, 3].

Отмеченные преимущества сверхзвуковой струйной мишени не могут быть реализованы при перезарядке достаточно интенсивных ионных пучков. Вследствие взаимодействия пучка с веществом мишени образуется вторичная плазма, газокINETическое давление которой зависит от интенсивности пучка и может оказаться сравнимым с гидродинамическим давлением струи. При этом направленность струи может сильно уменьшиться, что приведет к нежелательному повышенному выносу вещества мишени поперек течения струи, в частности в инжекционный тракт. Присутствие вторичной плазмы в мишени также изменяет ее перезарядные характеристики - величины равновесных фракций пучка. Образование вторичной плазмы связано с различными элементарными процессами взаимодействия частиц пучка и мишени. Это непосредственная ионизация ионами и атомами пучка атомов мишени, последовательная перезарядка и обдирка частиц пучка, а также ионизация атомов мишени вторичными электронами, приобретающими энергию при взаимодейст-

нии с пучком. Последний процесс при достаточной – критической интенсивности пучка может привести к лавинообразному нарастанию плотности вторичной плазмы и, следовательно, к нарушению перезарядной мишени. Детальный расчет параметров вторичной плазмы осложняется трудностями учета конкретных геометрических характеристик пучка и мишени, неточностью данных по сечениям элементарных процессов, а также неопределенностью выбора модели нагрева вторичной плазмы ионным пучком. Последнее обстоятельство, по-видимому, является решающим аргументом в пользу проведения экспериментальных исследований взаимодействия пучков с перезарядными мишенями.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное обнаружение эффектов взаимодействия интенсивного протонного пучка со сверхзвуковой струей паров магния и демонстрация возможной критической зависимости параметров перезарядной мишени от интенсивности пучка.

II. Методика эксперимента

Эксперименты по изучению эффектов взаимодействия проводились с пароматомной сверхзвуковой мишенью, разработанной для плазменной ловушки АМБАЛ [3,5]. С одной стороны к вакуумной камере мишени пристыковывался с отдельном объеме импульсный протонный источник СТАРТ-2 [6], с другой – объем с диагностической аппаратурой. Ток протонов в пучке J и их энергия \mathcal{E} определялись зависимостью "трех вторых" $J = 0,85 \mathcal{E}^{3/2}$ А/кэВ^{3/2} и менялись в диапазоне 30±70 А и 12±20 кэВ соответственно. Длительность импульса пучка составляла 250 мкс, поперечное сечение пучка в месте его пересечения магниевой струи было близко к кругу диаметром $2R = 15$ см. Сверхзвуковая струя паров магния с поперечными размерами ≥ 50 см, значительно превосходящими диаметр пучка пересекала пучок в направлении, перпендикулярном его оси. Протяженность струи в направлении пучка составляла $L = 30$ см, плотность паров магния в струе регулировалась изменением температуры парогенератора в пределах $n_0 \approx 10^{13} - 10^{14}$ см⁻³.

В экспериментах измерялась величина выхода атомов $F_0(Mg)$ в разных точках сечения пучка, прошедшего мишень, определялся вынос магния в выходную апертуру мишени в направлении движе-

ния пучка, регистрировалось свечение магниевой струи в диапазоне длин волн 5050–5300 Å, где находятся три наиболее сильные из оптически разрешенных линий магния. Схема экспериментов приведена на рис. I. Измерение выхода атомов $F_0(Mg)$ производилось следующим образом. После магниевой мишени пучок проходил через электромагнит I на рис. I, при включении которого протоны отклонялись на угол $\geq 0,1$ рад. В диагностическом объеме на платформе, перемещающейся в вертикальном направлении, совпадающем с направлением течения магниевой струи устанавливалась измерительная аппаратура. Эта аппаратура состояла из коллиматора 2, вырезавшего малую часть пучка, импульсной водородной равновесной перезарядной мишени 3, постоянного магнита 4, отклонявшего протонную фракцию сколлимированного и прошедшего водородную мишень пучка, и вторично-эмиссионного детектора 5. Коллиматор и входное отверстие вторично-эмиссионного детектора устанавливались таким образом, чтобы атомы перезарядки, возникшие из протонов, отклоненных электромагнитом, не могли попасть в детектор. В принятой схеме при включенном электромагните в датчике регистрировался токовый сигнал, пропорциональный $\gamma j F_0(Mg) F_0(H_2)$, при включенном – $\gamma j F_0(H)$, где γ – коэффициент вторичной эмиссии, j – плотность тока частиц пучка. Величина выхода атомов $F_0(Mg)$ определялась из отношения этих сигналов. Вынос магния в выходную апертуру мишени определялся по перезарядке слабого диагностического протонного пучка 6 на рис. I, прошедшего вблизи выходной апертуры в плоскости перпендикулярной оси основного пучка. Диагностический протонный пучок с током I А и энергий 10 кэВ формировался в диагностическом инжекторе типа ДИНА [7] и мог проходить по разным хордам. Интегральный по сечению вынос магния определялся суммированием разностей степени нейтрализации диагностического пучка с включенной и выключенной магниевой струей измеренных на разных хордах. Необходимое для вычислений абсолютной величины выноса магния сечение перезарядки протонов на атомах магния σ_{10} бралось из работы [8] – $\sigma_{10} \approx 2 \cdot 10^{-15}$ см², а скорость выносимых атомов магния принималась равной тепловой скорости атомов струи $= 10^5$ см/сек. Необходимость измерений с выключенной магниевой струей связана с учетом фонового газового потока, сбиваемого с приемника основного пучка. Сбитый с приемника газ при малых мощностях пучка вносил основной вклад в измеренную величину степени нейтрализации и в погрешность разностных измерений. Световое излучение магниевой струи регист-

рировалось фотоумножителями ФЭУ-84 с установленными перед ними фильтрами, имеющими полосу пропускания в районе $5180 \text{ \AA} \pm \pm 70 \text{ \AA}$ по полувысоте. Один из фотоумножителей регистрировал свет из области прямого взаимодействия мишени с пучком, другой — резонансное рассеяние с периферии струи. Оба сигнала имели подобную форму.

III. Результаты экспериментов

На рис.2 приведены временные зависимости выхода атомов $o(M)$ в магниевой мишени с толщиной $n_0(\sigma_{i0} + \sigma_{i1})L \approx 4$ для двух мощностей протонного пучка 1,3 МВт и 0,75 МВт, измеренные в четырех точках, расположенных через 3 см вдоль вертикального диаметра пучка. Кривые 1 соответствуют расстоянию - 5 см, а кривые 4 - +4 см от центра пучка; положительное направление совпадает с направлением течения струи. Приведенные зависимости демонстрируют снижение выхода во времени от близкого к равновесному $\sim 80\% [I]$ в начале импульса до 50% в конце импульса пучка. Налицо явная пространственная зависимость — вдоль направления течения струи выход атомов снижается, хотя при больших мощностях пучка минимальный выход атомов достигается не в крайней нижней точке, а в промежуточной, где плотность тока пучка выше, чем в нижней точке. Зависимости успевают выходить на стационарное значение за время импульса пучка, хотя время установления для области пучка, расположенной вниз по течению ≥ 100 мкс больше соответствующего времени для верхней области — $50+100$ мкс. Увеличение толщины мишени вдвое слабо влияло на приведенные выше особенности зависимости выхода атомов, лишь незначительно увеличивало величину выхода. При мощности пучка менее 0,5 МВт заметного снижения выхода атомов не обнаруживалось.

На рис.3 приведена характерная временная зависимость выноса магния. Из рисунка видно, что импульс потока магния, выносящегося из мишени, следует относительно импульса тока пучка с задержкой ≈ 300 мкс, соответствующей времени пролета от центра струи до точки измерения с тепловой скоростью — 10^5 см/сек. Длительность импульса выноса магния также близка к 300 мкс. Наблюдавшийся поток выносящегося из мишени магния имел пространственную асимметрию — вынос магния в нижней час-

ти пучка примерно вдвое больше чем в верхней. Интегральный вынос магния за один импульс тока пучка приведен на рис.4. Следует отметить, что экспериментальные данные по выносу магния, полученные в наших опытах могут быть использованы лишь для качественного сравнения с модельными представлениями о механизме взаимодействия пучка со сверхзвуковой мишенью. Это связано с тем, что временные зависимости импульса потока магния не могут характеризовать стационарный процесс, а скорее отражают динамику разлета возмущенной на короткое время струи. Зависимость интенсивности свечения струи от мощности пучка для моментов времени, соответствующих началу, середине и концу импульса тока пучка приведена на рис.5.

IV. Обсуждение результатов

Определенные в результате экспериментов зависимости выхода атомов, выноса магния из струи и свечения струи имеют ярко выраженные особенности в диапазоне мощности пучка 0,5-1 МВт — выход атомов резко падает, вынос магния возрастает почти на порядок, а интенсивность свечения увеличивается более чем на порядок. Известные сечения элементарных процессов взаимодействия протонов и атомов водорода с магнием не имеют резких особенностей в экспериментальном диапазоне энергий 12-20 кэВ. Естественно предположить, что отмеченные выше особенности в экспериментальных зависимостях обусловлены проявлением обсуждавшейся во введении возможности существования критических параметров пучка, при которых может начаться интенсивное образование плазмы вторичными электронами, черпающими свою энергию из ионного пучка. Возможно в опытах проявлялась неустойчивость, наблюдавшаяся при взаимодействии плазменного ступка с газовой мишенью, описанная в работе [9]. Однако отмеченные выше особенности могут быть объяснены без привлечения предположений о каких-либо неустойчивостях пучка. Ниже мы приведем модельные оценки, основанные на "классическом" механизме взаимодействия ионов пучка с электронами вторичной плазмы — кулоновских парных соударениях.

Пусть через мишень проходит протонный пучок с энергией \mathcal{E} , током $[I - F_0(Mg)]$ и радиусом R . Вследствие инерции ионов во вторичной плазме для обеспечения ее квазинейтральности

возникает амбиполярный потенциал, выравнивающий потоки электронов и ионов из плазмы. Поэтому время нахождения электрона в области пучка такое же как и у иона и равно $\tau_i = R/v_i$, где v_i — средняя скорость ухода магниевого иона из пучка. Если за время τ_i электрону будет передана от ионного пучка энергия ΔE большая, чем потенциал ионизации атома магния I , то электрон может ионизовать атом магния с рождением нового электрона, который нагреваясь от пучка может совершить последующую ионизацию и т.д. В этом случае возможна лавинообразная ионизация вещества мишени. За время τ_i электрон, находящийся в протонном пучке с плотностью тока $j = [1 - F_0(Mg)] j / \pi R^2$ получит от него в результате кулоновских соударений энергию равную

$$\Delta E = - \frac{j}{e v_b} \frac{d\varepsilon}{dt} \frac{\tau_i}{n_e} \quad (1)$$

где v_b — скорость частиц пучка, $d\varepsilon/dt$ — скорость энергетических потерь протонов дается выражением из работы [10]:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = - \frac{Z\varepsilon}{\tau_{i/e}} \frac{M}{m} \mu \left(\frac{m\varepsilon}{M T_e} \right) \quad (2)$$

Обозначения в формуле (2) те же, что и в работе [10]. Имея ввиду, что электроны плазмы в условиях лавинообразного процесса должны иметь энергию, близкую к потенциалу ионизации магния $I = 7,6$ эВ, примем для оценки величины температуры плазмы $T_e = I$. Тогда лавина возможна если $\Delta E > I$ или

$$\frac{[1 - F_0(Mg)] j}{\pi R e I v_i v_b} \frac{1}{n_e} \frac{d\varepsilon}{dt} > 1 \quad (3)$$

Следует отметить, что для развития лавины необходимо, чтобы за время жизни в пучке электрон успел совершить дополнительную ионизацию. То есть необходима достаточная плотность вещества в мишени.

$$n_0 \langle \sigma_i v_e \rangle \tau_i \gg 1 \quad (4)$$

Для оценки величины v_i можно было бы принять газодинамическую скорость разлета плазмы $v_s \approx \sqrt{T_e/M}$. Однако на стадии зарождения лавины плотность атомов мишени весьма высока

$n_0 \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, так что длина пробега до перезарядки λ_{10}

много меньше радиуса пучка

$$R \gg \lambda_{10} = (n_0 \sigma_{10})^{-1} \approx 0,3 \text{ см}$$

Здесь $\sigma_{10} \approx 3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ — сечение резонансной перезарядки ионов магния на атомах магния при энергии в несколько электрон-вольт. Поэтому средняя скорость движения ионов плазмы будет близка к тепловой скорости атомов в струе $v_i = \sqrt{v_0^2 + (\lambda_{10}/R)^2 v_s^2} \approx v_0 = 10^5 \text{ см/сек}$. Для параметров описанного эксперимента условие (4) выполняется с большим запасом и вычисленная из (3) величина мощности пучка, при которой начинается лавинообразная ионизация магниевого струи равна 1,5 МВт. Это значение, несмотря на грубость оценки, очень близко к наблюдаемому в эксперименте.

При развитии ионизационной лавины можно было бы ожидать полной потери перезарядных свойств мишени, не наблюдавшейся в эксперименте. Неполное ионизационное "выгорание" мишени может быть объяснено следующим образом. При снижении плотности атомов магния в пучке возрастает скорость ухода ионов из пучка, так как длина пробега ионов относительно перезарядных столкновений, ограничивающих скорость ионов, возрастает. Это приводит к снижению энергии, передаваемой электронами от пучка, и как следствие ограничивает развитие ионизационной лавины. Возможно также, что магневая плазма с однозарядными ионами является достаточно эффективной перезарядной мишенью. В пользу этого предположения свидетельствуют рассчитанные в работе [11] сечения перезарядки протонов на ионах Mg^+ . При энергии протонов 10 кэВ это сечение равно $8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, что близко к сечению перезарядки на атомах магния. Перезарядные столкновения ведут к передаче энергии от ионов плазмы атомам мишени, нагревая вещество мишени и хаотизируя его поток, что проявляется в потере направленности струи и выносу магния.

Асимметрия выхода атомов в пучке и выноса магния естественным образом связана с асимметрией подачи вещества мишени в пучок направленной струей.

Временные зависимости интенсивности излучения магниевого струи соответствуют представлению о развитии в мишени лавины ионизации. При малых мощностях пучка лавина не развивается и интенсивность свечения мишени постоянна в течение всей длительности импульса тока пучка. При больших мощностях, как

видно из рис.5, в начале импульса тока пучка, когда лавина не успела развиться, интенсивность излучения прямопропорциональна мощности пучка. В моменты времени, соответствующие середине и концу импульса тока пучка в результате развития лавины ионизации интенсивность излучения существенно больше чем в начале пучка и нелинейно зависит от мощности пучка. Спад интенсивности излучения к концу импульса тока (кривая 3 на рис.5 проходит ниже кривой 2) и при увеличении мощности пучка свыше 1,2 МВт по-видимому связан с уменьшением плотности атомов магния вследствие ионизации. Так как интенсивность излучения пропорциональна произведению плотностей атомов и электронов, то возможно, что максимум этой величины наступает в промежуточный момент времени, предшествующий выходу системы пучок - мишень в стационарное состояние.

В заключении следует отметить, что, хотя модель классического взаимодействия пучка со вторичной плазмой и не противоречит результатам экспериментов, тем не менее для окончательного вывода о соответствии выбранной модели требуется проведение дополнительных экспериментов. Для сравнения с моделью были бы полезными измерения энергетических потерь пучка и параметров вторичной плазмы в мишени.

Авторы выражают благодарность Г.И.Димову за предоставленную возможность проведения работы, А.А.Иванову за полезные обсуждения, Н.А.Кукилю и В.А.Новикову за помощь в проведении экспериментов.

Литература

- I. Панасенков А.А., Семашко Н.Н. - ЖТФ, 1970, 40, 2525.
2. Дьячков Б.А., Зиненко В.И. - ЖТФ, 1980, 50, 2369.
3. Соколов В.Г., Тимошин И.Я. - ЖТФ, 1982, 52, 283.
4. Дьячков Б.А., Крылов А.И., Кузнецов В.В., Семашко Н.Н. - АЭ, 1980, 49, 246.
5. Соколов В.Г., Таубер М.В., Тимошин И.Я. - Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-92, Новосибирск, 1984.
6. Давыденко В.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я. - В сб. Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез, 1983, вып.2(12), с.87.
7. Димов Г.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я. - ПТЭ, 1977, 4, 29.
8. Ильин Р.Н., Опарин В.А., Соловьев В.С., Федоренко Н.В. - Письма в ЖЭТФ, 1965, 2, 310.
9. Карташев К.Б., Пистунович В.И., Платонов В.В., Рютов В.Д., Филимонова Е.А. Физика плазмы, 1975, I, 742.
10. Трубников Б.А. В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. Леонтовича М.А. М.: Атомиздат, 1963, вып.1, с.172.
- II. Еданов В.П., Чибисов М.И. - Физика плазмы, 1977, 3, 712.

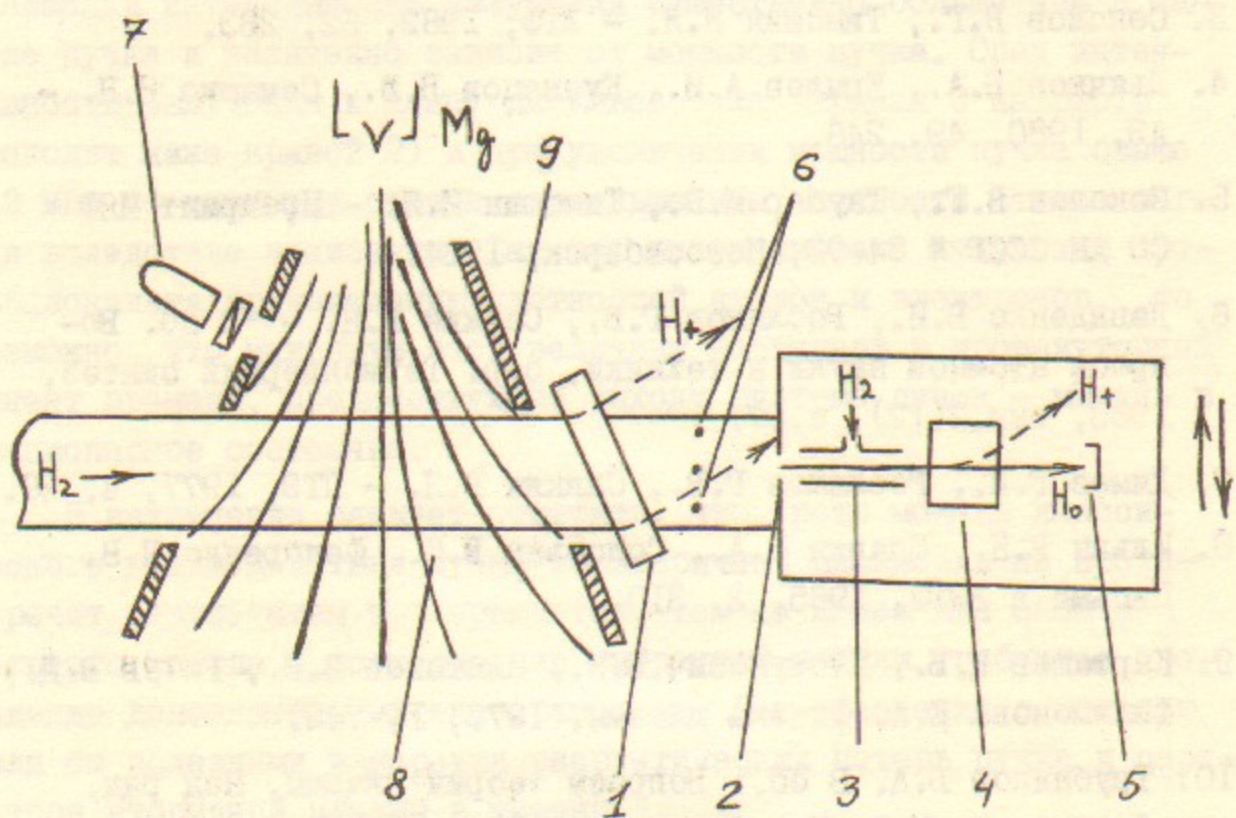


Рис.1. Схема экспериментов.

1 - электромагнит, 2 - коллиматор, 3 - перезарядная мишень, 4 - постоянный магнит, 5 - вторично-эмиссионный детектор, 6 - диагностический протонный пучок, 7 - фотоумножитель, 8 - магниевая струя, 9 - камера струи с отверстиями для пучка.

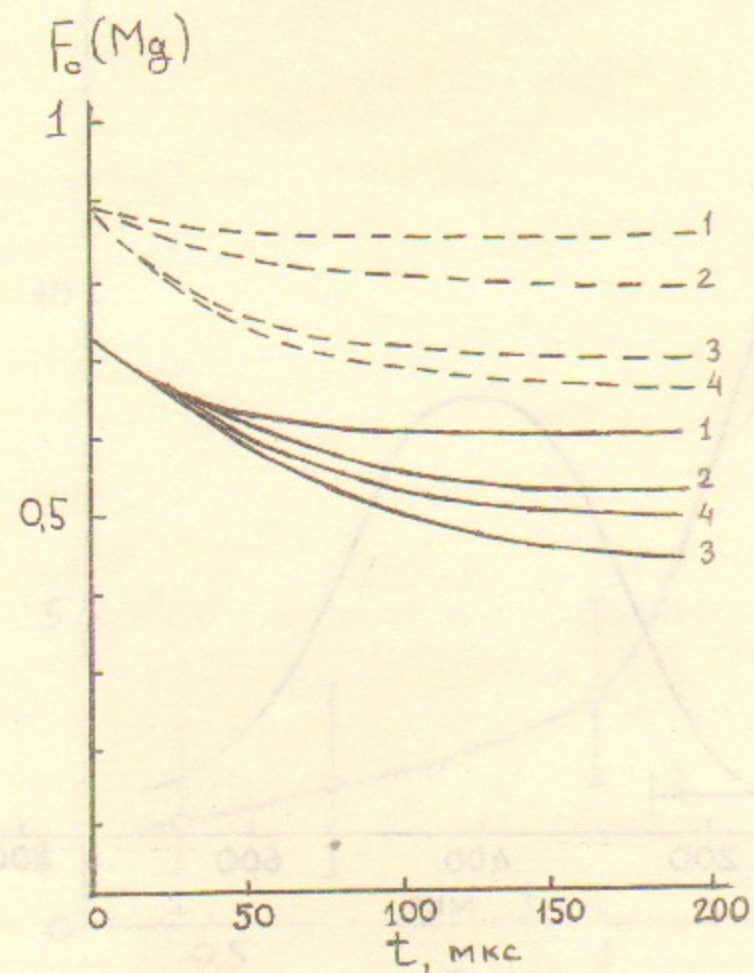


Рис.2. Временные зависимости выхода атомов в магниевой мишени. Сплошные линии соответствуют пучку с мощностью 1,3 МВт и энергией 19 кэВ, штриховые - 0,75 МВт, 15 кэВ. В начальный момент времени выход атомов совпадает с равновесным по данным [1].

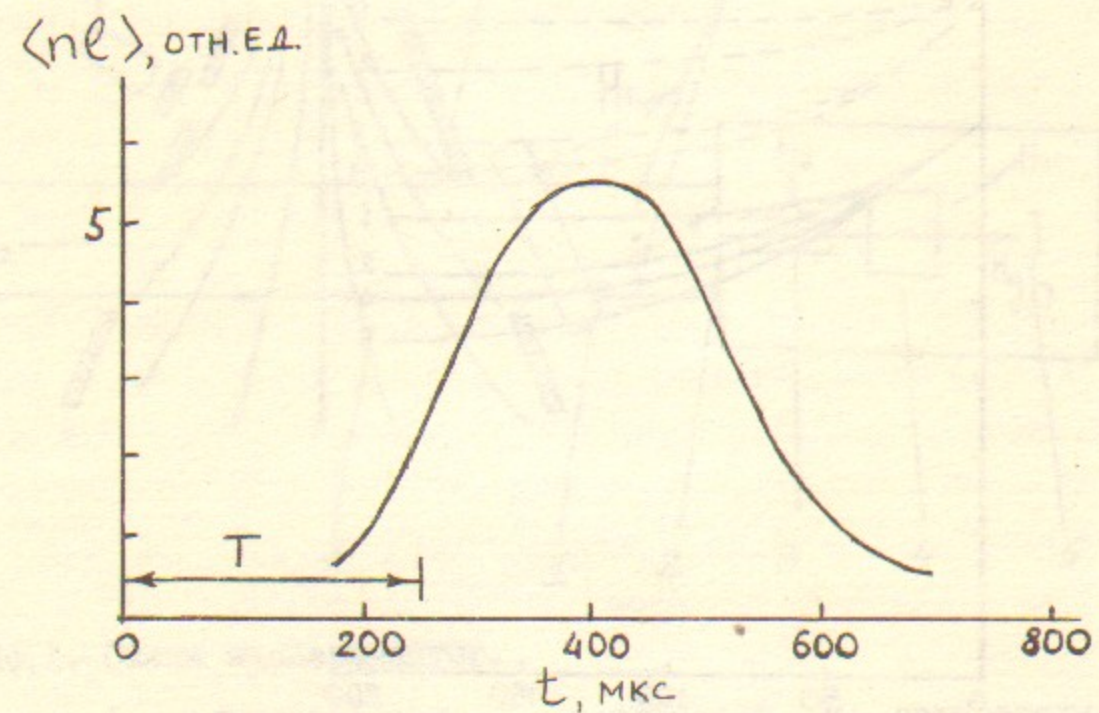


Рис.3. Временная зависимость выноса магния.
 T — длительность импульса пучка.

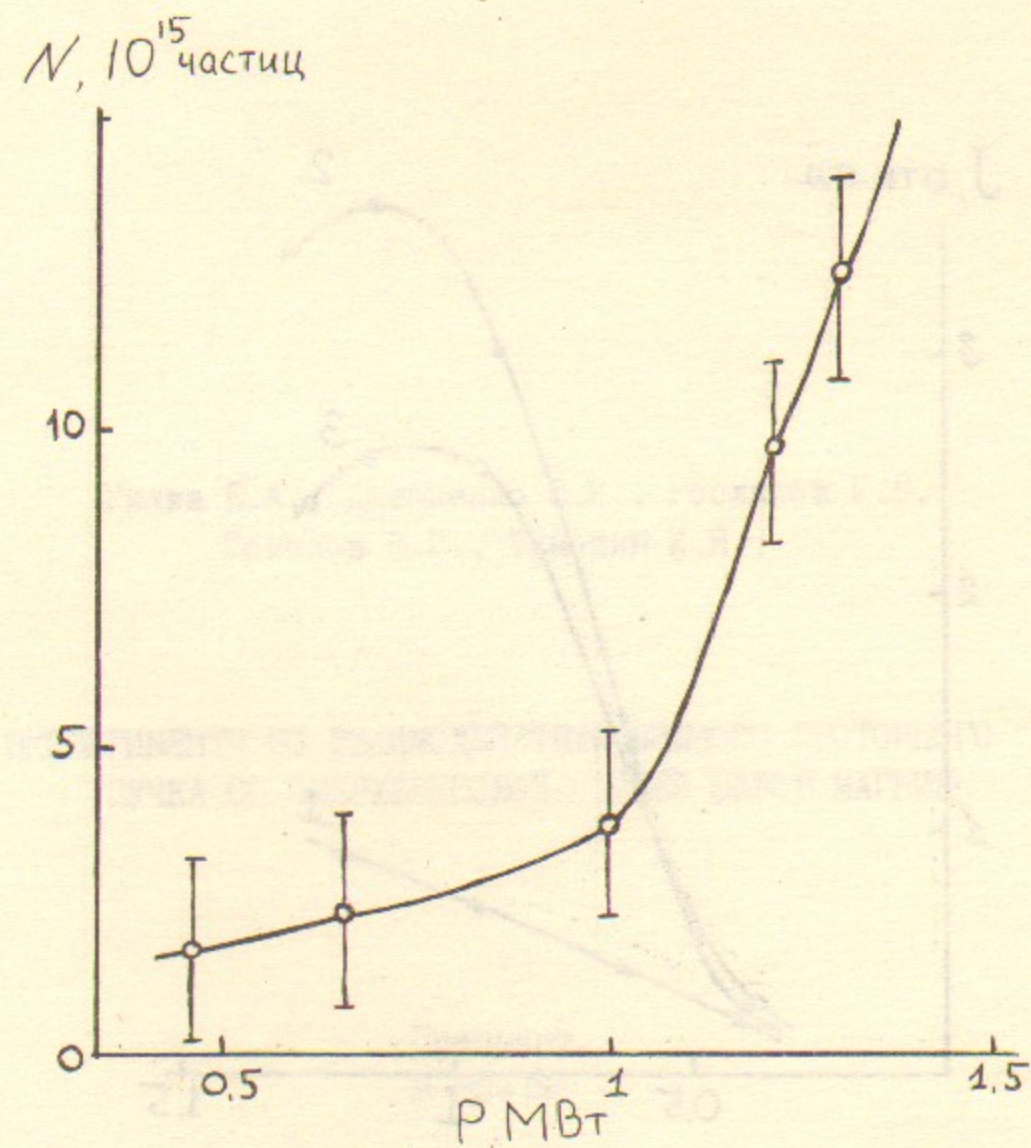


Рис.4. Зависимость интегрального выноса магния через выходную апертуру от мощности пучка.

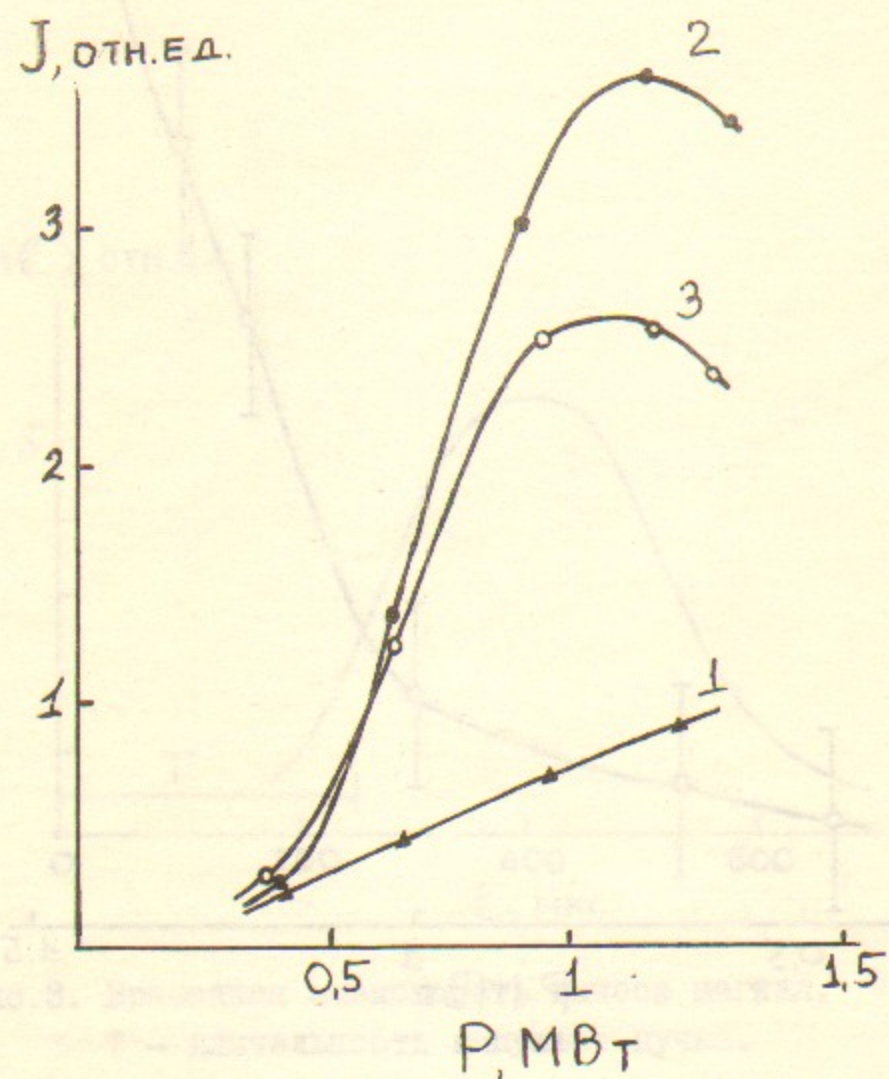


Рис.5. Зависимость интенсивности свечения мишени в диапазоне 5050–5300 Å от мощности пучка.

1 - в начале импульса, 2 - в середине импульса,
3 - в конце импульса.

Гилев Е.А., Давыденко В.И., Росляков Г.В.
Соколов В.Г., Тимошин И.Я.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ МОЩНОГО ПРОТОННОГО
ПУЧКА СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕЙ ПАРОВ МАГНИЯ

Препринт
№ 85-62

Работа поступила - 6 марта 1985 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Погов

Подписано к печати 12.05.85г. МН 05147

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.т,3 печ.л., 1,0 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 62

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90