

СШ 826888

ИТЭФ — 126



ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

Л.З.БАРАБАШ, Ю.А.БЫКОВСКИЙ, А.А.ГОЛУБЕВ,
Ю.П.КОЗЫРЕВ, К.И.КРЕЧЕТ, Ю.Я.ЛАПИЦКИЙ,
Б.Ю.ШАРКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ
КАК ИСТОЧНИКА ИОНОВ
В ПРОБЛЕМЕ УТС
НА ТЯЖЕЛЫХ ИОНАХ

МОСКВА 1981

Представлены результаты экспериментальных исследований многозарядных ионов свинца Pb^{208} , полученных при воздействии излучения CO_2 -лазера на твердую мишень. Исследованы физические характеристики свободно разлетающейся лазерной плазмы, распределения ионов по энергиям, скоростям и зарядам Z от $Z = +1$ до $Z = +10$. Получены абсолютные значения количества ионов каждой зарядности, а также абсолютные значения токов, проведена оценка температуры лазерной плазмы.

Полученные в работе данные являются основой для разработки реального лазерного форинжера для проблемы УТС на тяжёлых ионах.

В работе даётся подробное описание экспериментальной установки.

В в е д е н и е

Практическая реализация инерционного термодермного синтеза (ИТС) на тяжёлых ионах /1/ накладывает ряд жёстких требований на параметры ионного источника. Так, импульсный источник тяжёлых ионов с $A \geq 200$ должен произвести за импульс $N_i \geq 10^{14}$ многозарядных ионов с $Z = I + 10$ длительности импульса $10^{-2} + 10^{-3}$ с и с поперечным инвариантным фазовым объемом пучка не более $2\pi \cdot 10^{-5}$ см.рад.

Из источников, известных в настоящее время /2/, наиболее перспективным с точки зрения использования в проблеме ИТС представляется лазерный плазменный источник ионов на основе CO_2 -лазера (см. рис.1 и таблицу).

Возможность получать из лазерной плазмы остронаправленные потоки содержащие значительное количество высокозарядных ионов лёгких элементов /4/, а также опыт использования их для ускорения в линейных и циклических ускорителях /5/ позволяет рассматривать лазерный источник как перспективный источник в проблеме ионного ИТС на современном этапе.

Задача настоящей работы состояла в получении лазерной плазмы тяжёлых ионов с зарядом $Z = I + 10$ и исследований физических характеристик ионной компоненты лазерной плазмы, с целью получения исходных данных для конструирования ионного источника и форинжектора. Кроме того, ставилась задача по определению параметров лазера, необходимых для создания эксплуатационного

лазерного инжектора тяжёлых ионов для ИТС.

I. Экспериментальная установка

Для решения поставленных задач была создана экспериментальная установка, основными узлами которой являются: CO_2 - лазер с поперечным разрядом, камера ионного источника, времяпролетное пространство, 9-канальный электростатический масс-анализатор зеркального типа с блоком регистрации (рис. I.1/).

I. CO_2 -лазер с поперечным разрядом

Для получения многозарядных тяжёлых, высокоэнергетических ионов из лазерной плазмы был собран CO_2 -лазер с поперечным разрядом, идентичный лазеру, применяемому в работе /6/. Создание ОКГ на CO_2 -газе обусловлено тем, что при одинаковой плотности потока излучения лазера на поверхность мишени /7, 17/ температура плазмы, образованной излучением с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм оказывается выше, а следовательно и зарядность ионов больше, чем у плазмы, образованной излучением лазера на стекле с Nd^{+3} ($\lambda = 1,06$ мкм) или на рубине ($\lambda = 0,69$ мкм).

Лазер работал на смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 3 : 2 : 5$ при давлении 0,75 атм. Электрическая схема CO_2 -лазера приведена на рис. I.2.

Резонатор лазера состоит из глухого сферического зеркала с радиусом кривизны ~ 1000 см, сделанного из меди, на рабочую поверхность которой нанесен слой золота толщиной $\sim 300 \text{ \AA}$, и выходящего плоского зеркала из монокристалла германия.

При диаметре пятна фокусировки $d = 10^{-1}$ см достигнута плотность потока лазерного излучения на мишени

$$I = \frac{W}{S} = \frac{E}{S \cdot \tau} \approx 3 \cdot 2 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2.$$

Частота повторения импульса зависит от времени зарядки конденсаторов, которое определяется мощностью высоковольтного блока питания.

Для достижения частоты повторения ~ 1 Гц необходимо создание эффективной прокачки смеси, которая нужна также для обеспечения высокой стабильности генерации лазера.

Лазерное излучение фокусируется линзой из MgO на мишень, которая установлена в вакуумной камере на подставке, имеющей две степени свободы: вращение и перемещение по вертикали. Точка взаимодействия излучения лазера с мишенью автоматически меняется при каждом выстреле. Перемещения мишени осуществляются без нарушения вакуума.

2. Многоканальный масс-спектрометр

Электростатический 9-канальный масс-спектрометр зеркального типа основан на принципе сепарации частиц по энергиям, входящих в однородное тормозящее электрическое поле под углом $\theta = 45^\circ$ /8/. При этих условиях дефокусировка, вызванная угловым разбросом $\Delta\theta$ входящих частиц, оказывается минимальной.

На рис. 1.4 изображена блок-схема масс-спектрометра: 1- входной фланец для подсоединения к времяпролетной системе. Анализирующее электрическое поле создается между пластинами 3 и 5. На пластину 5 подается анализирующее напряжение $U_a = 0 + 20$ кВ. Пластины расположены в вакуумной камере 2. Измерение распределе-

нии потенциала выполнено в работе /8/ с помощью электролитической ванны и было показано, что в рабочей части электрическое поле однородно с точностью до 1%. В пластине 3 имеется входная щель 4 и девять выходных каналов 6, которые закрыты мелкоячеистой сеткой с прозрачностью 80% для устранения искажения поля. Расстояние между щелями 30 мм, высота щелей 10 мм, а ширина щелей может регулироваться в пределах $0 + 10$ мм.

Траектории движения ионов в однородном электрическом поле зеркального анализатора можно рассчитать следующим образом:

Пусть имеется плоский конденсатор, одна из пластин которого находится под нулевым потенциалом, а на вторую подан положительный потенциал U_0 , расстояние между пластинами d . Через входную щель в первой пластине входит поток иона с энергией E и зарядом $q = Ze$ под углом θ . Уравнение движения запишется следующим образом:

$$m\ddot{\vec{r}} = q\vec{E}. \quad (1.1)$$

Полагая X - перпендикулярно полю, Y - против поля, получим:

$$m\ddot{X} = qE_x,$$

$$m\ddot{Y} = -qE_y;$$

т.к. $E_x = 0$, а $E_y = \frac{U_0}{d}$,

$$\begin{aligned} m\ddot{X} &= 0, \\ m\ddot{Y} &= -q \frac{U_0}{d}. \end{aligned}$$

Решения этих уравнений имеют вид:

$$X = C_1 t + C_2,$$

$$Y = -\frac{q \cdot U_0}{m \cdot d} \cdot \frac{t^2}{2} + C_3 t + C_4,$$

где $C_1, C_2, C_3, C_4 - const.$ Найдем их, для этого поместив начало координат в входную щель (полагаем входную щель точечной), получаем:

$$X = v_0 \cos \theta t$$

$$Y = -\frac{q}{m} \cdot \frac{U_a}{2} \cdot \frac{t^2}{2} + v_0 \sin \theta t$$

где v_0 - скорость иона при влете в анализатор.

Поскольку ион летит в тормозящем электрическом поле, он должен вернуться на первую пластину. Определим время прихода иона из условия $Y = 0$:

$$t = \frac{2v_0 m \sin \theta}{q} \cdot \frac{d}{U_a}$$

Подставляя в выражение для X , получим "дальность полета" иона:

$$X = \frac{mv_0^2}{q} \cdot \frac{d}{U_a} \cdot \sin 2\theta;$$

т.к. $\frac{mv_0^2}{2} = E$, окончательно получаем

$$X = 2 \frac{d}{U_a} \cdot \frac{E}{q} \sin 2\theta. \quad (I.2)$$

При $\theta = 45^\circ$

$$X = 2 \frac{d}{U_a} \cdot \frac{E}{q}. \quad (I.3)$$

Видно, что величина X прямо пропорциональна энергии ионов E (при остальных заданных величинах).

С учетом этого простого соотношения получим разрешающую способность анализатора:

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_0}$$

где E_{max} и E_{min} - максимальная и минимальная энергии ионов, которые, влетая во входную щель попадают в регистрирующий канал. $\frac{E}{E_0}$ определяется в общем случае шириной входных ΔX_0 и выходных ΔX_n щелей, угловым разбросом $\Delta \theta$ и расстоянием между входной и выходной щелями. Нетрудно показать, что

$$\Delta E = \frac{q U_0}{2} \cdot \frac{\Delta X_0 + \Delta X_n}{d}$$

Таким образом, если ширины всех выходных щелей ΔX_n сделать одинаковыми, то при фиксированном значении анализирующего напряжения U_0 все каналы вырезают одинаковый интервал по энергии ΔE , что является удобным при измерении функции распределения входного потока частиц по энергиям.

Проведем расчет разрешающей способности анализатора для зарядностей $Z = 10$, $Z = 6$, $Z = 1$.

Приняв напряжение на пластинах $U_0 = 10$ кВ, рассчитываем E_{max} и E_{min} , т.е. максимальную и минимальную энергии, которые может зарегистрировать анализатор при напряжении $U_0 = 10$ кВ.

Ясно, что максимальную энергию можно зарегистрировать последним 9-каналом, поэтому получаем

$$E_{max} = \frac{q U_0}{2d} X_{max},$$

9-я щель находится на расстоянии 270 мм от входной $d = 7,2$ см,

$$Z = 10, \quad E_{max} = \frac{10 \cdot 10^4}{2 \cdot 7,2} \cdot 27 = 190 \text{ кэВ.}$$

Аналогичную минимальную энергию можно зарегистрировать 1-ым каналом, а т.к. 1-я выходная щель находится на расстоянии 30мм, то

$$E_{min} = \frac{10 \cdot 10^4}{2 \cdot 7,2} \cdot 3 = 21 \text{ кэВ.}$$

отсюда получаем, что для зарядности $Z = 10$ анализатор "видит" ионы с энергиями в пределах $\mathcal{E} = 190 \text{ кэВ} + 21 \text{ кэВ}$, а для зарядности $Z = 1$ $\mathcal{E} = 19 \text{ кэВ} + 2,1 \text{ кэВ}$ и для $Z = 6$ $\mathcal{E} = 112 + 12,6$ (кэВ). Следовательно, для того чтобы снять энергетический спектр ионов в энергетическом диапазоне от 100 эВ до 100 кэВ, достаточно двух-трех выстрелов лазера.

Взяв входную щель $\Delta X_0 = 1 \text{ мм}$, а выходную щель $\Delta X_n = 2 \text{ мм}$, найдем, что разрешающая способность будет:

$$\frac{\Delta E}{E_{\max}} = \frac{\Delta X_0 + \Delta X_n}{X_n} = \frac{1+2}{270} = 1,1 \cdot 10^{-2}$$

Разрешение по массе: $\frac{\Delta m}{m} \sim \frac{\Delta E}{E} \sim \frac{1}{100}$.

Для того, чтобы сделать разрешение по массе $< \frac{1}{200}$, достаточно раскрыть входные и выходные щели не более, чем на 0,5 мм.

3. Система регистрации

В качестве детекторов в 9-канальном анализаторе использовались детекторы Дели, которые представляют собой: ионно-электронный преобразователь, сцинтиллятор и фотоэлектронный умножитель. Ионы, проходя через входную щель, отклоняются анализирующим полем и через выходные щели попадают в пространство без поля, образованное пластиной I (см. рис. I.4) и вспомогательной пластиной II, которая имеет окна, закрытые сеткой. За пластиной II на изоляторах расположены ионно-электронные преобразователи IO, на которые подается отрицательное напряжение U_n . Ионно-электронный преобразователь выполнен в виде цилиндра со скошенным дном. Ионы, ускоренные напряжением $U_n \sim 10 \text{ кВ}$, попадают на ионно-

электронные преобразователи и выбивают вторичные электроны, которые вытягиваются тем же напряжением U_n и ускоряются на пластмассовые сцинтилляторы I2. На сцинтилляторы напылена тонкая $\sim 200 \text{ \AA}$ пленка алюминия, которая находится под потенциалом корпуса. Фотоны, образованные в сцинтилляторах ускоренными электронами, попадают через световод I3 на фотоэлектронные умножители I4. В экспериментах использовались малогабаритные фотоумножители ФЭУ-54 с коэффициентом ускорения $\sim 10^6$. Делители напряжения для питания фотоумножителей смонтированы в отсеке I5, экранированном от электромагнитных помех. В этом же отсеке находятся эмиттерные повторители, предназначенные для согласования высокоомных выходов фотоумножителей с низкоомным кабелем.

Весь тракт движения заряженных частиц в анализаторе экранирован от влияния внешних магнитных полей. Напряжения U_a и U_n подводятся через специальные высоковольтные вакуумные разъемы, способные выдерживать 20-25 кВ. Система откачки обеспечивает вакуум в приборе лучше чем $2 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст. Прибор установлен на стойке, которая снабжена пистровочными приспособлениями. Продедем оценку параметров тракта регистрации и усиления. Ионы, количество которых обозначаем через N_i , с энергиями $E = E_i + 2U_n$ попадают на ионно-электронный преобразователь. Тогда количество вторичных электронов, эмиттирующих с преобразователя, будет

$$N_e = \gamma N_i,$$

где γ - коэффициент вторичной электронной эмиссии. Приблизительно на каждые 120 эВ поглощенной в сцинтилляторе энергии рождается один квант света $\langle \nu \rangle$, по-этому число фотонов

$$N_f = N_e \cdot \frac{E_n - E_{cr}}{120} \cdot g,$$

где $E_{\text{ср}}$ - энергия, теряемая электроном в аллюминиевом покрытии сцинтиллятора в эВ.

E_e - энергия электрона;

g - эффективность сбора света, которая зависит от конструкции световода, в нашем случае составляет $\sim 0,5$ /%/. Учитывая, что квантовый выход электрона с фотокатода ФЭУ $\eta = 10\%$ и коэффициент усиления ФЭУ $K = 10^6$, получим количество электронов на аноде ФЭУ

$$N_e^A = \gamma N_i \cdot \frac{E_e - E_{\text{ср}}}{120} g \eta K. \quad (1.4)$$

Следовательно, заряд на аноде $q = e N_e^A$ или ток на выходе ФЭУ

$$i = \frac{q}{\tau} = \frac{e N_e^A}{\tau}.$$

где τ - время прохождения сигнала, $\tau \sim 10^{-6}$ с. Рассчитаем характерную величину тока с ФЭУ, исходя из числовых значений количества ионов, emitтируемых лазерной плазмой. Исходя из закона сохранения энергии, можно рассчитать количество ионов, образующихся в лазерной плазме. Действительно,

$$N_i = \frac{E_0}{E_i + E_T},$$

где E_0 - энергия лазерного излучения, E_i - энергия ионизации, E_T - тепловая энергия. Температура плазмы из экспериментальных данных $T \sim 10^2$ эВ, тогда максимальный потенциал ионизации

$$I_{\text{max}} \sim 10T \sim 10^3 \text{ эВ.}$$

Тепловая энергия $E_T \sim (Z+1)T \sim 10T \sim 10^3 \text{ эВ.}$

Энергия ионизации $E_i \sim \sum_{(z)} I_i \rightarrow \int_0^{z_{max}} I(z) dz$.

Зависимость $I(z)$ можно в первом приближении считать линейной, следовательно,

$$E_i \sim \int_0^{z_{max}} I(z) dz \sim \frac{I_{max} \cdot z_{max}}{2} \sim I_{max} \cdot z_{max} \sim 10^3 \cdot 10 \sim 10^4 \text{ эВ.}$$

Таким образом, $E_i \gg E_T$, поэтому

$$N_i^0 = \frac{50 [эВ]}{10^4 \cdot 46 \cdot 10^{-19}} \sim 10^{16}$$

Считая, что угол разлета плазмы составляет 2π , определим количество ионов на входе в анализатор:

$$N_i^A = \frac{N_i^0}{2\pi} \Delta\Omega = \frac{N_i^0}{2\pi} \cdot \frac{\Delta S}{r^2}$$

Взяв входную щель размером в 1 мм, получим

$$N_i^A = \frac{10^{16}}{2\pi} \cdot \frac{10}{(3 \cdot 10^3)^2} \approx 10^9$$

Из общего количества ионов, попавших в анализатор, в выходной канал попадет

$$N_i \sim \frac{N_i^A}{10^4} \sim 10^5$$

Подставив значения ширины выходной щели ~ 1 мм, коэффициентов $\gamma \approx 2$ и $g \approx 0,5$ в формулу /1.4/, получим ток с ФЭУ:

$$I_{ФЭУ} \approx 5 \cdot 10^{-9} = 10^{-3} \text{ А.}$$

При входном сопротивлении катодного повторителя $4 \cdot 10^3 \text{ Ом}$ на согласующем сопротивлении 50 Ом на входе осциллографа амплитуда сигнала должна быть $2 + 4 \text{ В}$. Как будет показано ниже, наблюдаемые на эксперименте максимальные амплитуды ионных сигналов действительно составляет $2 + 3 \text{ В}$. Таким образом, проведенная оценка параметров тракта регистрации и усиления соответствует

реальной действительности.

4. Обработка результатов

По амплитудам ионных сигналов, считываемых с экрана осциллографа, строились распределения ионов по энергиям:

$$\frac{dn_i}{dE} = f(E).$$

Функция распределения ионов по энергиям, как было показано в работе /4/, можно получить через экспериментально измеряемые величины:

$$\frac{dn_i}{dE} = \frac{I_m}{E^{3/2} \mathcal{E}(M, Z)} \quad /1.5/$$

где I_m - амплитуда сигнала, E - энергия иона и $\mathcal{E}(M, Z)$ - эффективность детектора, куда входит коэффициент усиления каналов регистрации $K_n(E)$, разрешение по энергии каждого канала $\beta_n = \frac{\Delta X_0 + \Delta X_n}{X_n}$.

Коэффициент усиления каналов регистрации есть:

$$K_n(E) = \gamma C_{ef} g \varrho K_n,$$

где γ - коэффициент вторичной эмиссии электронов, C_{ef} - конверсионная эффективность сцинтиллятора, g - коэффициент собирания света, ϱ - квантовый выход электронов с фотокатода ФЭУ.

Итак,

$$\frac{dn_i}{dE} = \frac{I_m}{\gamma C_{ef} g \varrho K_n \beta_n E^{3/2}}.$$

По времени прихода иона можно определить зарядность и энергию иона. Для этого найдем соотношение между временами прихода ионов

разной зарядности в один регистрирующий канал. По формуле /1.3/ имеем

$$X = z \frac{dE_1}{U_a q_1} = z \frac{dE_2}{U_a q_2}$$

$$\text{Отсюда } \frac{E_1}{q_1} = \frac{E_2}{q_2}, \quad \text{или } \frac{m_1 v_1^2}{2q_1} = \frac{m_2 v_2^2}{2q_2},$$

поскольку $v = \ell/t$, где ℓ - времяпролетное пространство от "фанала" до детектора, а t - время прихода иона в детектор, тогда

$$t_2 = t_1 \sqrt{Z_2 m_2 / Z_1 m_1},$$

где t_1 и t_2 - время прихода однозарядного и многозарядного иона соответственно.

Считая, что $m_1 \approx m_2$ и $Z_1 = 1$, получаем:

$$t_2 = t_1 / \sqrt{Z_2}, \quad /1.6/$$

т.е. время прихода многозарядных ионов обратно пропорционально корню квадратному из заряда.

Поэтому ионные сигналы, соответствующие ионам с разным Z , на осциллограмме располагаются, подчиняясь закону /1.6/ (см. рис. 1.5).

II. Экспериментальные результаты

Использованный метод исследования лазерной плазмы позволил получить распределение ионов свинца по зарядностям, энергиям и скоростям разлета, определить полное количество ионов каждого заряда при различных режимах работы лазера, а также исследовать длительности и амплитуды ионного тока каждой зарядности.

Все эти данные не только представляют интерес с точки зрения исследования физики лазерной плазмы, но и имеют непосредственно практическую ценность, так как необходимы для создания эксплуатационного варианта лазерного инжектора высокозарядных тяжелых ионов для ИТС.

1. Распределение ионов по времени

При регистрации разлетающейся плазмы ионы различной зарядности, как это показано на рис. 1.5, отображаются на осциллограмме в виде пиков. При данном напряжении отклоняющих пластин и данной длительности развертки видны сигналы, соответствующим ионам Pb от зарядности $Z = 1$ до $Z = 10$. В левой части осциллограммы видны ионы легких примесей N^{+1} , C^{+1} , B^{+1} .

По осциллограммам строились распределения по времени количества ионов, т.е. зависимость $\frac{dN}{dt} = f(t)$. На рис. 2.1 построена такая зависимость для зарядности ионов от $Z = 1$ до $Z = 7$; видно, что основное количество многозарядных ионов $Z > 3$ приходит во времена более 100 нс. Однозарядные ионы имеют распределение, максимум которого смещен от остальных приблизительно на 100 пс, и самую большую длительность ионного сигнала - порядка 10^{-9} с.

На рис. 2.2 представлена временная зависимость для многозарядных ионов $5 \leq Z \leq 10$.

Анализ зависимости $\frac{dN}{dt} = f(t)$ позволяет выделить ряд закономерностей:

1. С увеличением Z длительность ионного тока уменьшается по закону $\Delta t \sim Z^{-\alpha}$ (см. рис. 2.3), где $\alpha \approx 1$.

2. С увеличением Z начало импульса смещается в меньшие

времена, это свидетельствует о том, что многозарядные ионы имеют большие скорости и энергии.

На рис. 2.4 приведено распределение по времени однозарядных ионов для четырех значений плотности потока лазерного излучения. Длительность и амплитуда импульса уменьшается при уменьшении плотности потока. Левая граница импульса смещается в сторону больших времен.

2. Распределение ионов свинца по скорости

Для нахождения функции и распределения ионов по скоростям через экспериментально измеряемую величину воспользуемся формулой из работы /4/:

$$N_{z,M} \sim \int_0^{\infty} I_m(t) \frac{1}{E(M,z)} dt, \quad (2.1)$$

где $N_{z,M}$ - полное количество частиц данного заряда и массы;

I_m - ток ионов как функция от времени прилета на детектор;

$E(M,z)$ - эффективность детектора.

Формула (2.1) написана в предположении, что импульс ионного тока с мишени во времени представляет собой дельта-функцию.

Распределение ионов по скоростям есть $N(v) = \frac{dN}{dv}$. Ясно, что $v = \ell/t$, где ℓ - длина времяпролетного промежутка, t - время прилета в детектор. Поэтому $dt \sim \frac{1}{v^2} dv$. Подставляя это выражение в формулу (2.1), получим

$$N_{z,M} \sim \int_0^{\infty} \frac{I_m}{E v^2} dv. \quad (2.2)$$

С другой стороны ясно, что

$$N = \int_0^{\infty} \frac{dN}{dv} dv. \quad (2.3)$$

Из (2.2) и (2.3) получаем

$$\frac{\partial N}{\partial v} \sim \frac{I_m}{v^2 E} \quad (2.4)$$

Дутём обработки осциллограммы в соответствии с формулой (2.4) был рассчитан график распределения ионов по скоростям /рис.2.5/. Из графика следует, что кривая распределения с повышением заряда иона смещается в область высоких скоростей до $\sim 2 \cdot 10^7$ см/с. Характерные значения скоростей лежат в диапазоне $10^5 + 2 \cdot 10^7$ см/с.

Анализ распределений по скоростям позволил получить зависимость скорости ионов в области максимума распределения от зарядности. Соответствующий график изображен на рис. 2.6.

3. Энергетический спектр ионов

Обрабатывая осциллограмму в соответствии с формулой (1.5), можно построить энергетический спектр ионов.

Изучение энергетического спектра показало, что средняя энергия регистрируемых ионов значительно превосходит их тепловую, которой обладают ионы данной зарядности в плазменном факеле во время действия лазерного импульса. Это свидетельствует о том, что в процессе разлета плазмы ионы ускоряются.

На рис. 2.7 а,б,в,г показаны энергетические распределения ионов свинца для четырех значений плотности потока лазерного излучения. При рассмотрении графиков можно сделать вывод, что максимум энергетического распределения с увеличением зарядности сдвигается в более энергетическую область до 6 КэВ, амплитуда максимума уменьшается с $5 \cdot 10^4$ до 10^1 в относительных единицах (о.е.).

При изменении плотности потока лазерного излучения энергетическое распределение деформируется. Эксперименты показывают

/рис.2.7/, что в первую очередь изменяется максимальная зарядность регистрируемых ионов. По мере увеличения интенсивности лазерного излучения наблюдается расширение энергетического распределения в сторону больших энергий, главным образом, за счет появления ионов с большими зарядностями, которые обладают большей энергией.

Путем обработки результатов по энергетическим распределениям были получены зависимости максимальной энергии ионов от их зарядов. Соответствующий график изображен на рис. 2.8. Также была построена зависимость E_{max} и Z_{max} от плотности потока лазерного излучения /рис.2.9/. Построенные зависимости хорошо согласуются с тенденциями, выявленными в работах /4.14/ для более легких ионов.

4. Абсолютные измерения потока ионов

Для определения абсолютного количества ионов, регистрируемых лазерной плазмой, были получены коллекторные сигналы с цилиндра Феррадея при плотностях потока излучения $q_1 - 3 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$, $q_2 - 7,5 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$, $q_3 - 10^9 \text{ Вт/см}^2$, $q_4 - 2,3 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$, т.е. при тех же плотностях, при которых были сняты энергетические спектры /рис.2.10/.

По максимальной амплитуде коллекторного сигнала U рассчитывается общий заряд $Q = CU$, где C - паразитная емкость (кабеля, цилиндра Феррадея и пр.).

По графикам распределения по времени ионов, т.е. $\frac{\partial N}{\partial t} = f(t)$ (см. рис. 2,1, 2.2), были рассчитаны интегралы $\int_0^{\infty} \frac{\partial N}{\partial t} dt = N_z$, что дает относительное количество ионов данной зарядности. Для нормирования относительных измерений считалась суша

$\sum_{i=1}^n N_i z_i = S$, которая равна полному заряду в о.е. Поэтому отношение полного заряда Q в KV , вычисленному по коллекторному сигналу, к S в о.е. есть нормировочный множитель. Найдя его, можно посчитать общий заряд для каждого потока ионов одной зарядности, т.е.

$$q_z [KV] = \frac{Q}{S} \cdot z N_z.$$

Отсюда определяем количество ионов данной зарядности в а.е.

$$N_z [a.e.] = q_z / z.$$

На рис. 2.11 изображен график абсолютного количества ионов от заряда, пересчитанных на расстоянии $L = 1$ м от мишени в телесный угол 10^{-4} ср., количество однозарядных ионов порядка $8 \cdot 10^{10}$ и 10-зарядных 10^9 . На этом же рисунке построена зависимость процентного содержания ионов данной зарядности в общем потоке ионов. Учитывая полученные в п.1 гл. II длительности ионного тока для каждой зарядности, можно рассчитать амплитудные значения тока ионов. На рис. 2.12 изображен график зависимости тока ионов от заряда на 1 м от мишени в телесный угол 10^{-4} ср. Из него следует, что максимальный ток соответствует ионам седьмой зарядности и составляет $1,8 \cdot 10^{-3}$ А. Ток однозарядных ионов составляет 10^{-4} А, а ток 10-зарядных ионов $2 \cdot 10^{-4}$ А.

5. Оценка ожидаемых параметров пучка конного источника лазерной плазмы

Строго говоря, описывать фазовые характеристики в случае лазерной плазмы неправомерно, т.к. лазерная плазма не представляет собой конного пучка как такового, а разлетается без наруше-

ния квазинейтральности до тех пор, пока она не будет порвана либо анализирующим полем масс-спектрометра, либо полем ускоряющего промежутка форинжектора. Тем не менее, поскольку разрыв лазерной плазмы уже на расстоянии $L \sim 100$ см от мишени не представляет трудности из-за сравнительно малой плотности, $n_e \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а также из-за низких скоростей движения ($v \sim 10^5 + 10^6 \text{ см/с}$), возможно применить получаемые выше данные для оценки фазовых характеристик.

Рассмотрим в качестве примера условия создания пучка ионов PV^{+2} на основе полученных экспериментальных данных при свободном разлёте лазерной плазмы в вакуум. Пусть требуемая длительность ионного импульса составляет 1 мсек, а требуемый ток ионов $PV^{+2} \sim 50$ мА. По кривой на рис. 2.3 длительность ионного тока для PV^{+2} составляет $2 \cdot 10^{-4}$ с для время-пролетного пространства 1 м. Для получения импульса длительности 10^{-3} с необходимо дрейфовое пространство длиной $L = 5$ м. По заданному току и длительности ионного импульса определим соответствующую этому дрейфовому пространству количество ионов $N \approx 10^{14}$. Для получения такого количества ионов, необходим телесный угол 10^{-2} ср. Основание телесного угла с радиусом 50 см является границей отбора ионов из ионного источника в ускоряющую трубку.

Для оценки поперечного фазового объема пучка ионов PV^{+2} на входе в ускоряющую трубку воспользуемся следующими соображениями. Эмиссионным диаметром d ионного пучка следует считать размер, равный диаметру пятна лазерного луча на мишень, т.е. процесс ускорения ионов лазерной плазмы завершается на расстояниях порядка диаметра пятна лазерного импульса /4 /.

Основываясь, в соответствии с работой /15/, на механизме бес-
столкновительного разлета лазерной плазмы, и полагая, что взаи-
модействие расширяющейся плазмы с остаточным газом в канале
дрейфа пренебрежимо мало, можно считать движение ионов прямоли-
нейным до границы входа в ускорительную трубку, где происходит
ускорение ионов и отражение электронов.

Расходимость пучка при этом будет: $\theta \approx 1,5 \cdot 10^{-2}$ рад.

Поперечный фазовый объем определяется как: $V_{\perp} = d \Delta \rho \gamma \frac{1}{\beta} =$

$$= 5 \cdot 10^5 \text{ э.м.м.рад},$$

где $\beta = v/c$;

v - скорость ионов;

c - скорость света;

$$\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Исследования лазерной плазмы проводилось при частоте следования
импульсов 1/30 Гц. За 20 импульсов наблюдаемая нестабильность
амплитуды импульсов составляла $\pm 5\%$. Предполагаем, что неста-
бильность V_{\perp} при этом не должна превышать $\pm 1\%$.

Применение частотных CO_2 -лазеров с частотой 1 + 10 Гц, а
также использование систем, уменьшающих расходимость лазерной
плазмы на начальной стадии разлета и увеличивающих длительности
ионной эмиссии, позволит сократить размеры дрейфового канала,
уменьшить радиус границы отбора ионов и повышать производи-
тельность лазерного источника в целом. Решение этих задач является
предметом дальнейших исследований по лазерному источнику ионов
для ИТС.

5. Температура лазерной плазмы

Температура горячего неразлетающегося сгустка лазерной плазмы является весьма важным параметром, поскольку именно температура определяет зарядность ионов на больших расстояниях от мишени, скорости и энергии разлета ионов, угловые диаграммы движения ионов. Измерениям температуры лазерной плазмы посвящено большое количество экспериментальных работ [12, 16], в большинстве из которых используется метод фильтров. Установлено, что температура лазерной плазмы в общем случае определяется величиной плотности потока лазерного излучения и длиной волны греющего излучения $T_e = (\lambda q)^\beta$, где β по результатам различных работ колеблется в диапазоне $0,3 + 0,5$.

Проведем оценки температуры лазерной плазмы, получаемой в наших экспериментах.

Подсчет полного количества ионов каждого заряда дает возможность определить средний заряд горячей неразлетающейся лазерной плазмы

$$\bar{Z} = \frac{\sum Z_i N_i}{\sum N_i} \approx 3,$$

что позволило по формуле $\bar{Z} = 26 \sqrt{\frac{kT_e}{1 + \left(\frac{26}{\bar{Z}}\right)^k kT_e}}$ из работы [14] оценить температуру лазерной плазмы $T_e = 25$ эВ.

Приведенная формула хорошо описывает связь между средним зарядом и температурой электронов в случае плазмы легких элементов, поэтому для оценки следует использовать модель, построенную в работе [13], где $T_e = (\lambda q)^{1/2}$.

Поскольку в экспериментальной работе [7] измеряется температура $T_e \sim 30$ эВ при потоке $q \sim 6 \cdot 10^9$ Вт/см², получаем, что T_e при $q \sim 3 \cdot 10^{10}$ Вт/см² составляет приблизительно 60 эВ, что подтверждается данными работы [11]. Итак, представленные в

данной работе экспериментальные результаты получены при температуре горячей неразлетевшейся плазмы около 60 эВ.

Таблица
Характеристики ионных источников различных типов

Тип источника	Плотн. электр. см ⁻³	Время существования ионов, с	Температура элект. ион. эВ	Произв. водит. источ. см ⁻³ с ⁻¹	Энергет. спектр E, эВ	Объем ионно-образ. см ³	Нормаль. эмиттанс. см.мрад
Дуоплаз-матрон	10 ¹⁴	10 ⁻⁶	20	10 ¹⁸	I /+I/ 4 /+4/	10 ⁻²	2·10 ⁻²
Типа Пеннин-га: а) с подогревн. катодом	10 ¹³	5·10 ⁻⁵	150	5·10 ⁸	70 /+7/ II0/+II/	2,5	0,1
б) с холодн. катодом	5·10 ¹²	5·10 ⁻⁵	100	2,5·10 ⁸	70 /+7/ II0/+II/	2,5	0,1
электронно-лучевой	10 ¹¹	10 ⁻¹	E _e = 10 ⁴ эВ	10 ¹⁰	50	10	6·10 ⁻³
лазерный на CO ₂ P=10 ¹⁰ Вт/см ²	10 ¹⁹	10 ⁻⁷	60	10 ¹²	13-10 ³	10 ⁻³	10 ⁻²
плазменный фокус	10 ¹⁹	3·10 ⁻⁹	10 ⁴	3·10 ¹⁰	60-10 ⁶	10 ⁻²	2

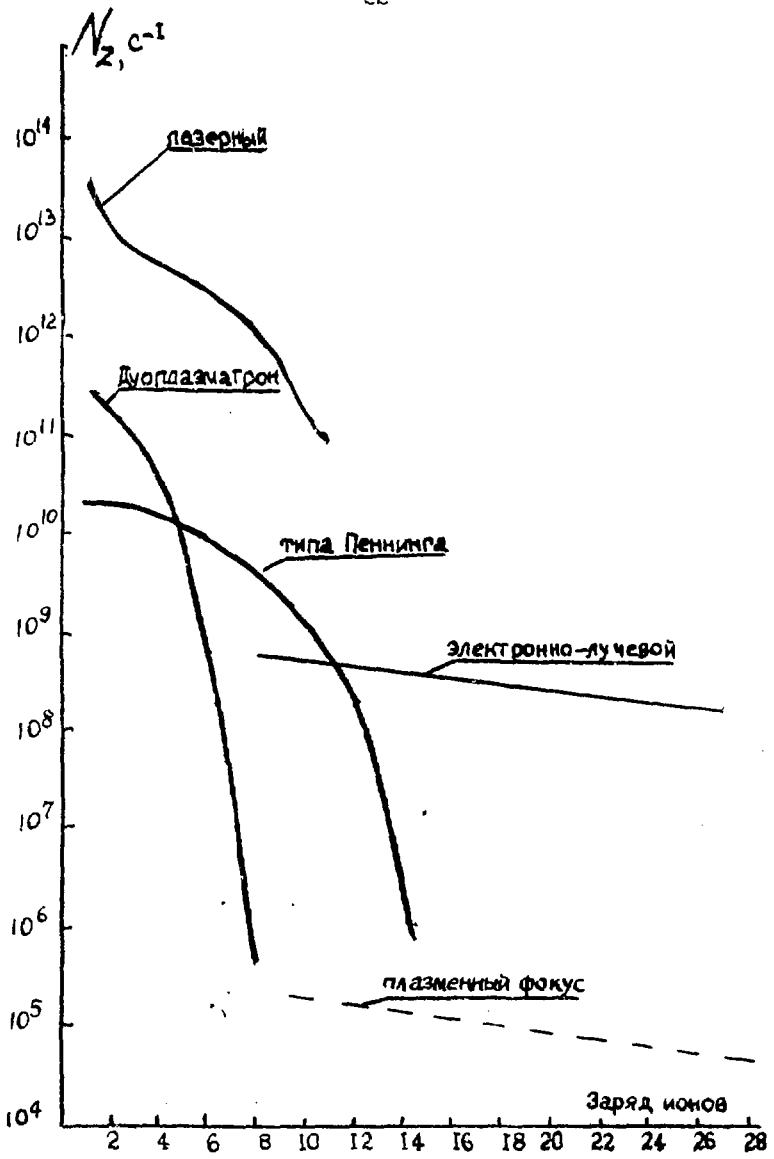


Рис. 1. Интенсивность пучка ионов в зависимости от заряда ионов для источников различных типов.

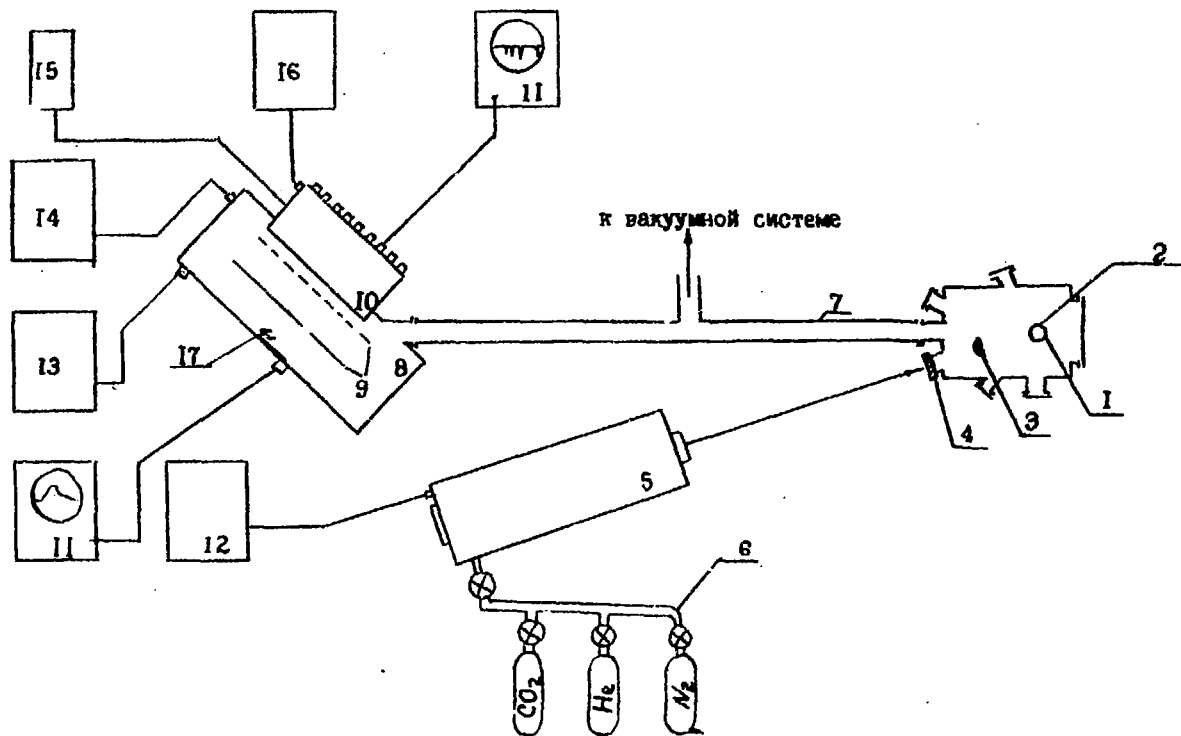
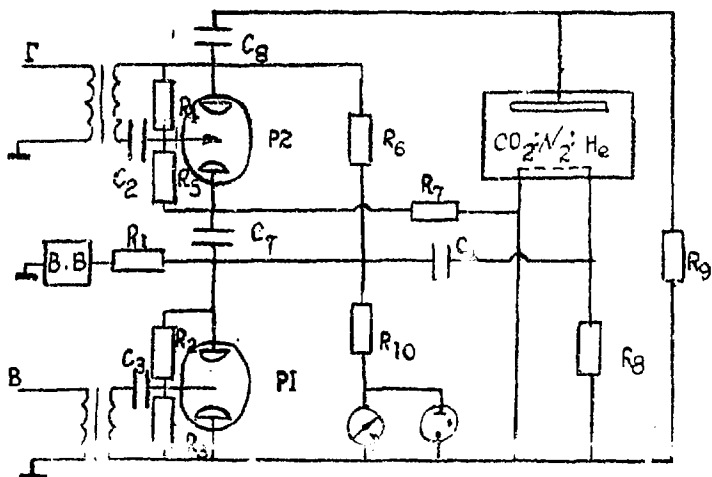
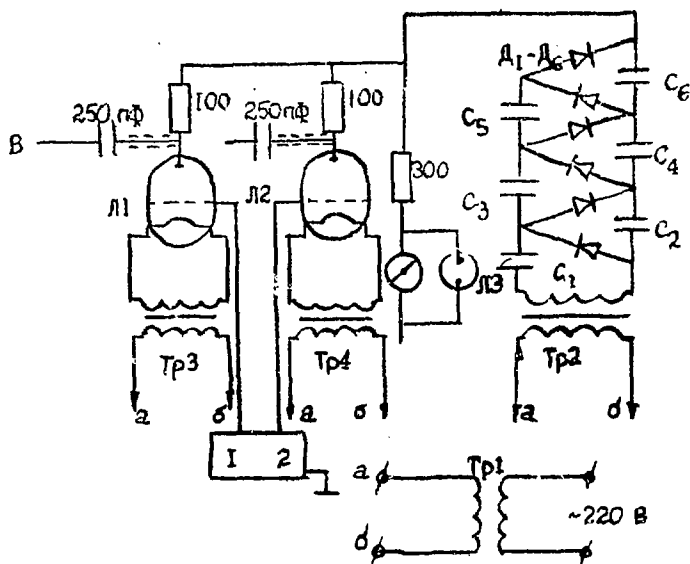


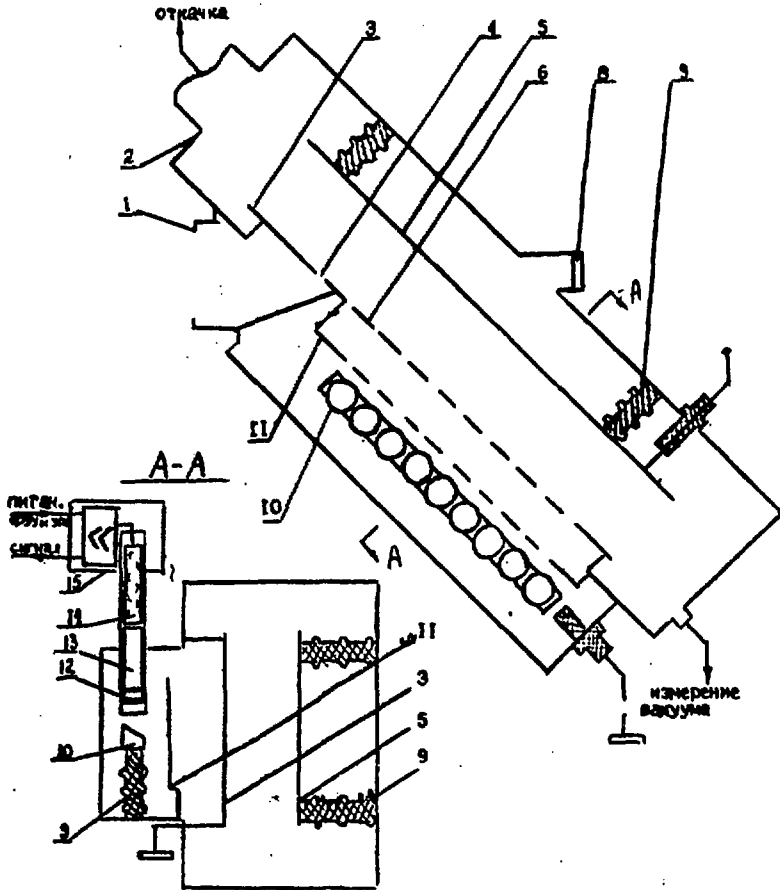
Рис.1.1. Схема экспериментальной установки: 1 - вакуумная камера; 2 - мишень; 3 - фокусирующая линза; 4 - входное окно; 5 - оптический квантовый генератор; 6 - газовая магистраль ОКГ; 7 - время-пролетное пространство; 8 - анализатор; 9 - отклоняющие пластины; 10 - отсек для делителей к ФЭУ и электроники; 11 - осциллограф С-1-37; 12 - высоковольтный блок питания ОКГ; 13 - высоковольтный блок, подающий напряжение на отклоняющую пластину; 14 - высоковольтный блок, подающий напряжение на ионно-электронный преобразователь; 15 - блок питания эмиттерного повторителя; 16 - блок питания ФЭУ; 17 - цилиндр Феррадея.



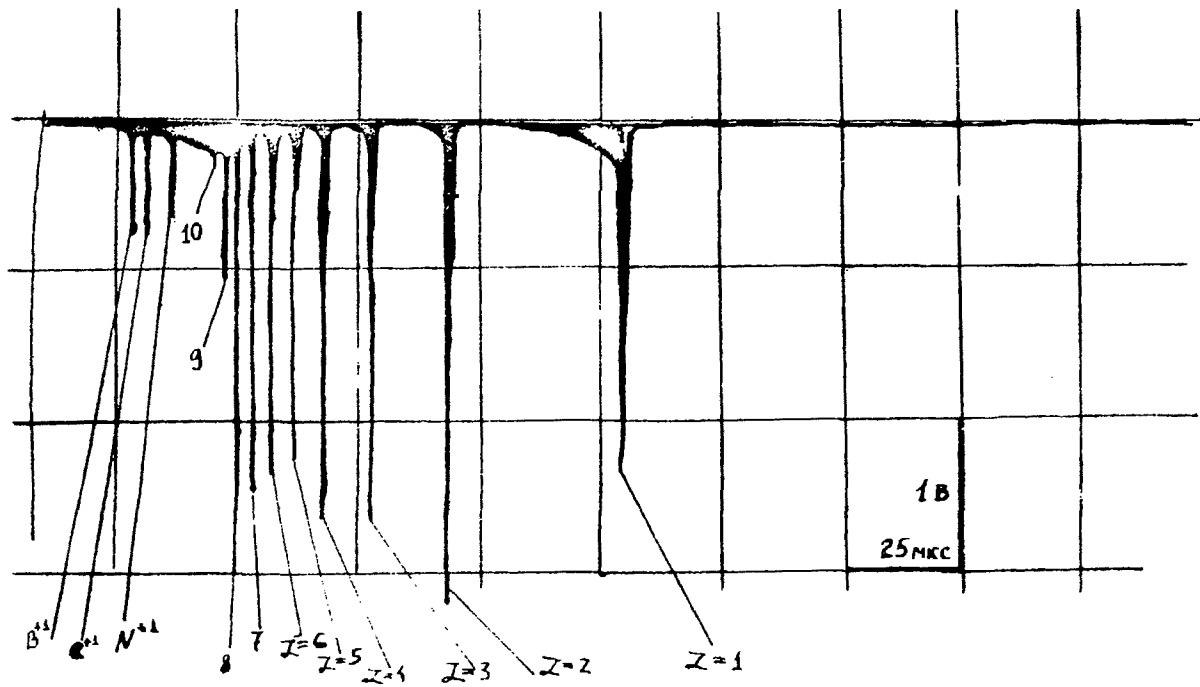
1.2. Электрическая схема CO₂-лазера.



1.3. Схема формирования поджигающего импульса.



1.4. Схема электростатического масс-спектрометра.



1.5. Осциллограмма мощных токов.

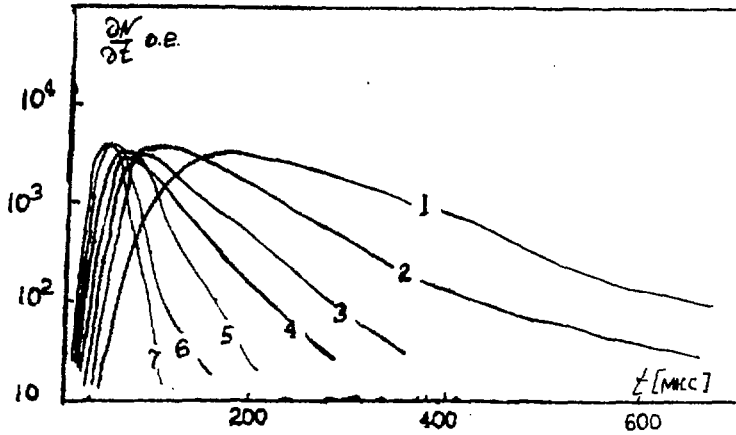
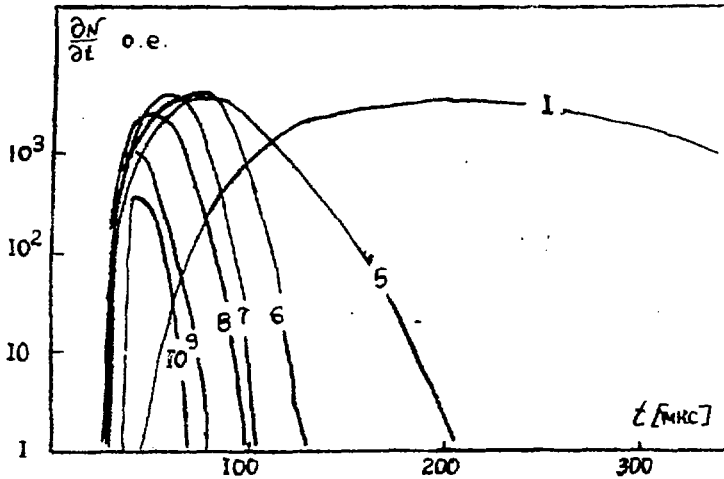
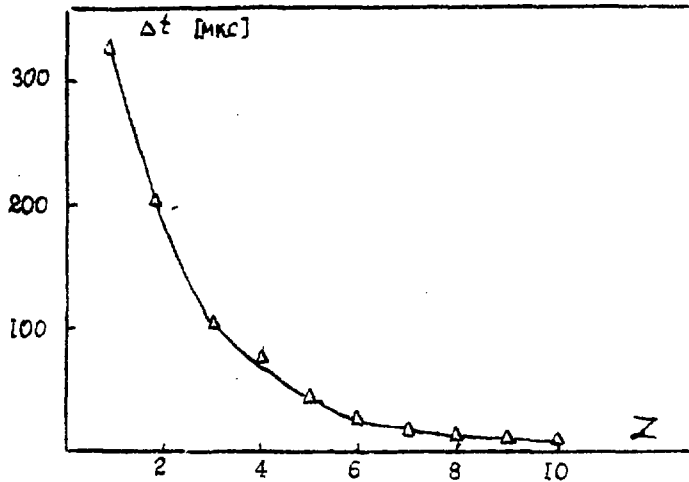


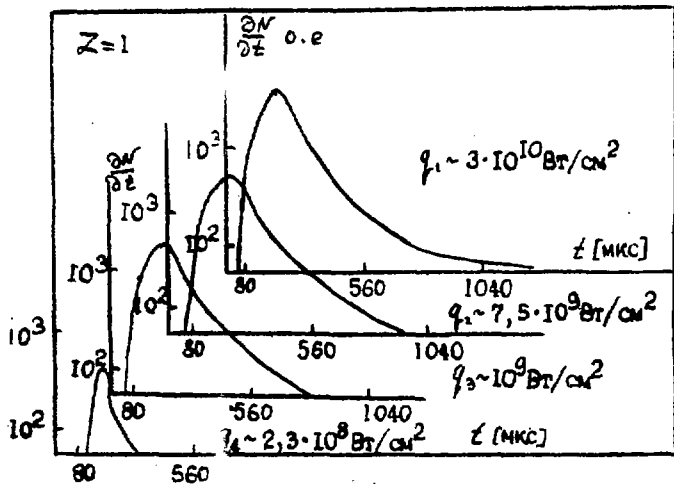
Рис.2.1. Распределение ионов свинца по времени для $Z = 1 + 7$.



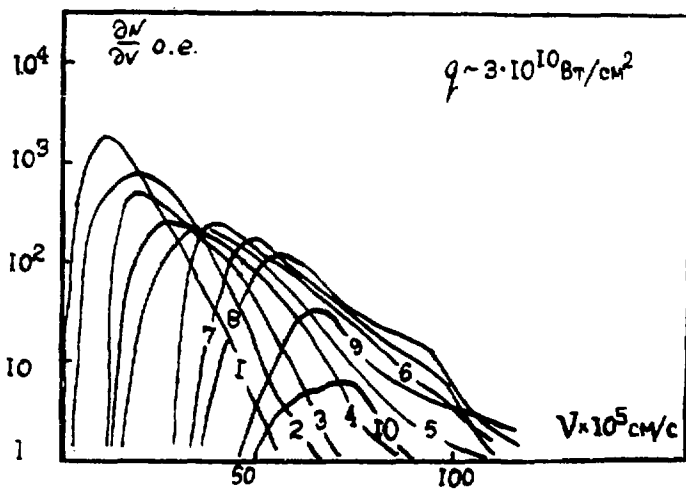
2.2. Распределение ионов свинца по времени для $Z = 5 + 10$.



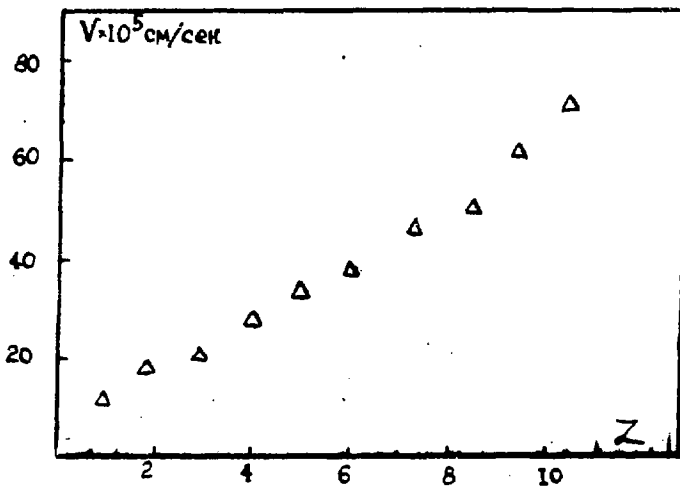
2.3. Зависимость длительности пикового тока от заряда иона.



2.4. Распределение однозарядных ионов селена по времени для четырех различных плотностей потока лазерного излучения на мишене.



2.5. Распределение ионов свинца по скорости при $q = 2 \cdot 10^{10}$ Вт/см²



2.6. Зависимость скорости, взятой в максимуме распределения, от зарядности пучка.

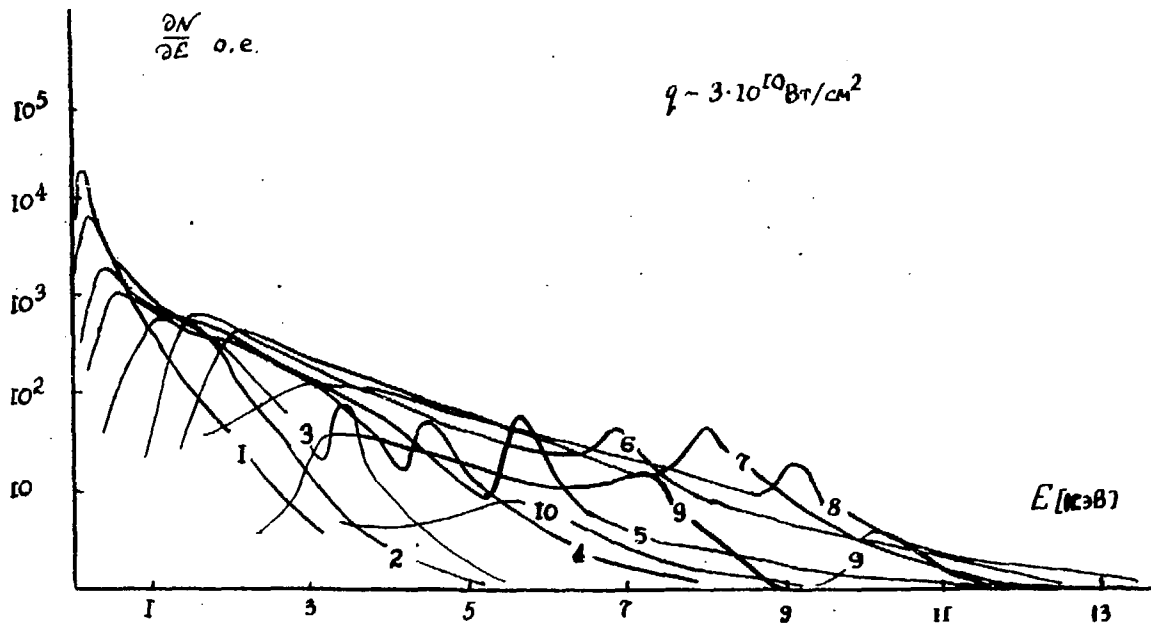


Рис.2.7а. Энергетический спектр ионов свинца при $q = 2 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$

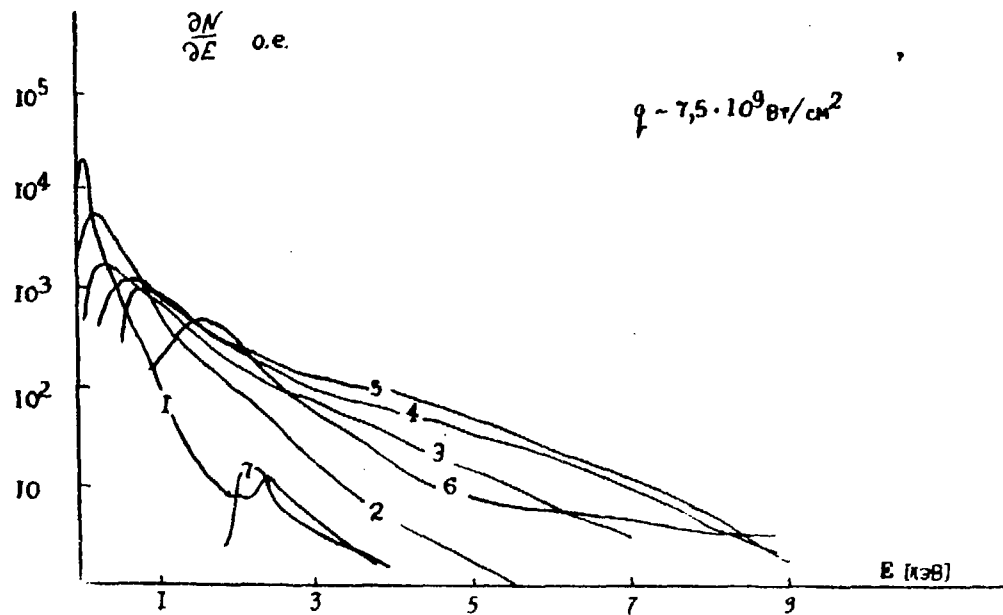


Рис.2.76. Энергетический спектр ионов свинца при $q = 7,5 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$

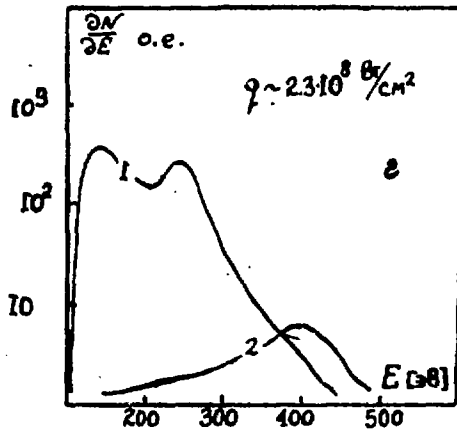
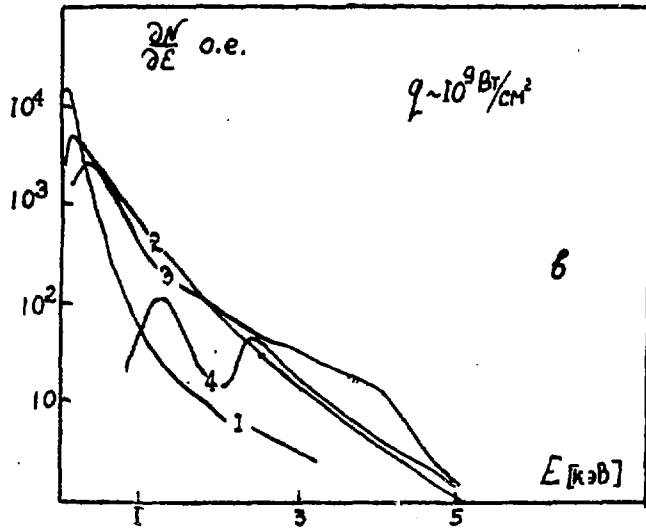


Рис. 2.7в, г. Энергетический спектр ионов свинца при: б - $q = 10^9$ Вт/см²;
в - $q = 2 \cdot 10^8$ Вт/см².

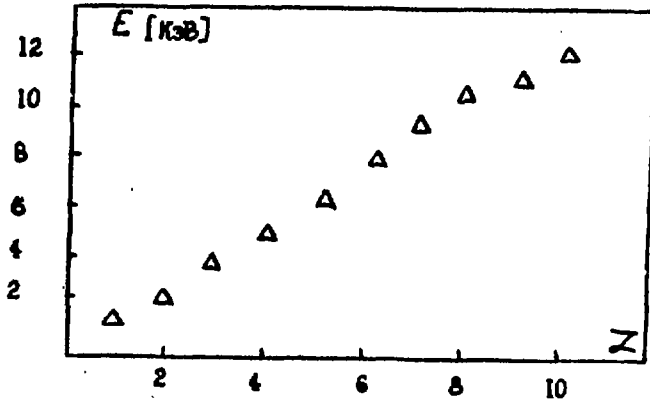
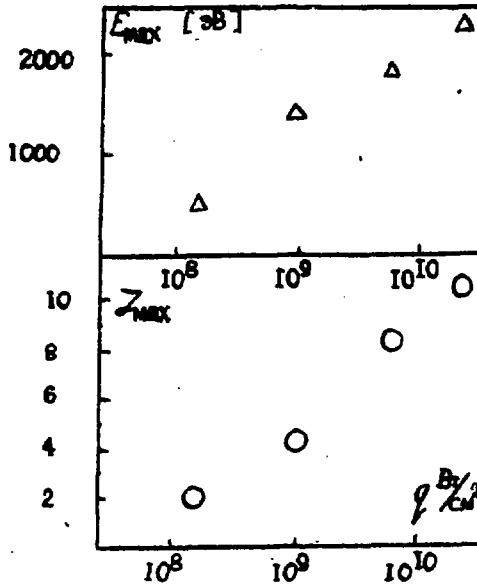
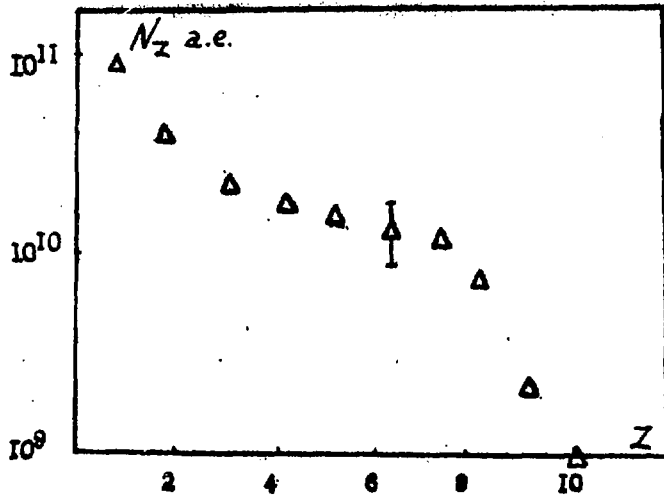


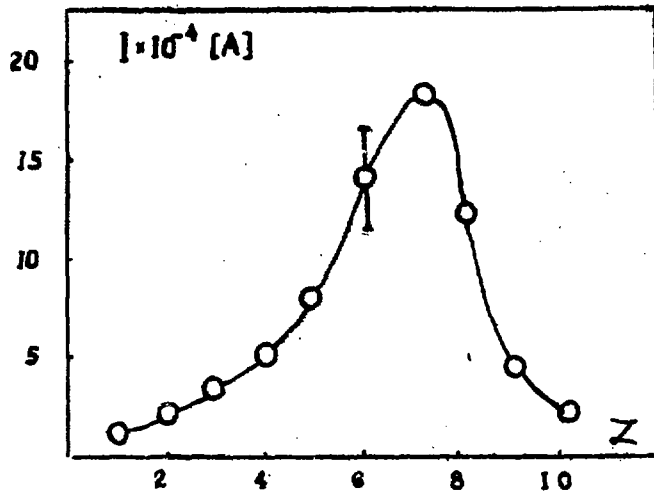
Рис.2.8. Зависимость максимальной энергии ионов от заряда при $q = 2 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$



2.9. Зависимости от плотности потока q : Δ - максимальной энергии ионов с $Z = 1$,
 \circ - максимальной зарядности ионов.



2.IO. Зависимость абсолютного количества ионов от заряда (в телесном угле 10^{-6} с.р.).



2.II. Зависимость тока, переносимого ионами, от величины их заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зенкевич П.Р., Капчинский И.М., Кошкарев Д.Г. М., Препринт ИТЭФ, 1980, № 143.
2. Балдин А.М. и др. Дубна, Препринт ОИЯИ-9-11796, 1978.
3. Быковский Ю.А., Суслов А.И., Шарков Б.Ю. Письма ЕТФ, № 1, 1979, с.112.
4. Шарков Б.Ю. Кандидатская диссертация ИИФМ, 1976.
5. Ананьев О.Б. Кандидатская диссертация ИИФМ, 1975.
6. Жигалкин А.И., Сидоров Ю.Л. - ЕТФ, 1978, т.48, с.1621.
7. Березовский В.В. и др. Письма ЕТФ, 1977, т.3, вып.7, с.310.
8. Койдан В.С. - ПТЭ, 1971, № 3, с.63.
9. Хаддлстоун Р. Диагностика плазмы. М.: ИЛ, 1966.
10. Быковский Ю.А., Сильнов С.М. и др. - Физика плазмы, т.2, вып.2, 1976.
11. Суслов А.И. Кандидатская диссертация ИИФМ, 1976.
12. Рерип Н., Грек В. - J.Appl.Phys., 1977, 48, № 8, 3312.
13. Басов Н.Г., Грибков В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В. - ЕТФ, 27, 575, 1966.
14. Denis S., Farpu J. et.al. - Journal of Tech.Phys., 1977, 18, 1, p.25-43.
15. Быковский Ю.А., Дегтяренко Н.Н., Елесьин В.Ф. и др. - ЕТФ, 60, 4, 1971.
16. Sinka V.K., Gorl. M. - Appl.Phys.Lett., 1979, 35(1), p.11.
17. Tonnon G., Rebeav M. - Plasma Phys., 1973, 15, N 9,

Барбаш Л.З. и др.

Исследование лазерной плазмы как источника ионов в проблеме УТС
на тяжелых ионах

Редактор И.Н.Ломакина

Корректор О.Ю.Ольховников

Работа поступила в ОНТИ 24.09.81

Подписано к печати 22.10.81	T28501	Формат 60x90 1/16	
Офсетн.печ.	Усл.-печ.л.2,25.	Уч.-изд.л.1,6	Тираж 220 экз.
Заказ 126	Индекс 3624	Цена 16 коп.	

Отпечатано в ИТЭЭ, П17259, Москва, Б.Черемушкинская, 25.