

СЗУСН
А-64

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



464/2-74

4/II-74

P7 - 7368

О.Б.Ананьин, Ю.А.Быковский, Е.Д.Воробьев,
Н.Н.Дегтяренко, Ю.П.Козырев, С.М.Сильнов,
Г.Н.Флеров, А.С.Цыбин

ЛАЗЕРНЫЙ ИНЖЕКТОР МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

О.Б.Ананьин,* Ю.А.Быковский,* Е.Д.Воробьев,
Н.Н.Дегтяренко,* Ю.П.Козырев,* С.М.Сильнов,*
Г.Н.Флеров, А.С.Цыбин*

ЛАЗЕРНЫЙ ИНЖЕКТОР МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

* Московский инженерно-физический институт.

Введение

Актуальная проблема синтеза далеких трансурановых элементов в области ядер с зарядом $Z = 114$ и 126 на ускорителях может быть решена, если будут получены достаточно интенсивные потоки сверхтяжелых многозарядных ионов (вплоть до урана), ускоренных до энергий, превосходящих кулоновский барьер /1/.

Современные циклотроны, способные ускорять ионы при определенном отношении $\frac{A}{Z}$ (A - атомный вес, Z - заряд иона), требуют по мере увеличения атомного веса иона увеличения его зарядности.

Например, для циклотрона У-300 ($3,5 < \frac{A}{Z} < 7$) нужны ионы U^{+38} , а после реконструкции (увеличение диаметра магнита до 4 м) требуемая зарядность ионов урана снизится до $+24$. Как видно, требуемые зарядности весьма велики. Из-за малого сечения взаимодействия при ядерных реакциях, которые могут привести к образованию относительно стабильных изотопов в результате синтеза трансурановых элементов в области ядер $Z = 114$ и $Z = 126$, требуются интенсивности пучка ионов $10^{11} + 10^{13}$ ионов/сек /2/.

В настоящее время известен целый ряд способов получения многозарядных ионов:

- а) в дуговом источнике при малых давлениях ($\sim 10^{-3}$ тор);
- б) с помощью электронного пучка при очень высоком вакууме (10^{-8} тор, и выше);
- в) при мощном искровом разряде;
- г) с использованием метода перезарядки (прохождение иона с большой энергией через металлическую фольгу);
- д) при взаимодействии мощного лазерного излучения с поверхностью тела.

Источники типа б) и в) детально рассмотрены в работах /3,4/. К последним достижениям в области разработки дуговых источников, применяемых на ускорителе (У-200, У-300 ОИЯИ), относятся работы /5/, в которых получен на дуговых источниках целый ряд многозарядных ионов: Mg^{+7} , Al^{+6} , Ca^{+8} , Cu^{+7} , Ti^{+8} , Zn^{+9} , Mo^{+8} , Ta^{+8} , W^{+8} , а также 12-зарядные ионы ксенона, Ca^{+9} , Zn^{+10} /7/

Очевидно, что получение на дуговых источниках ионов с $Z > 10$ представляется маловероятным. Эта проблема решена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ на тандеме У-300 - У-200, где используется метод перезарядки (повышение зарядности ионов при прохождении через металлическую фольгу /8,9/.

Ионы Xe_{132}^{+8} после ускорения на циклотроне У-300 (в режиме третьей гармоники В.Ч.поля) до больших энергий

($\sim 0,9$ Мэв/нуклон) вводились в камеру циклотрона У-200, где вблизи центра ускорителя находилась графитовая фольга, на которой методом перезарядки были получены ионы (${}_{192}^{24}\text{Xe} \div {}_{152}^{30}\text{Xe}$). Эти ионы затем дополнительно ускорялись до нужной энергии на ускорителе У-200. Использование метода перезарядки хотя и позволяет получить ионы высокой зарядности, однако резко (по крайней мере на порядок) снижает интенсивность пучка ускоренных ионов. Достаточно интенсивные пучки ускоренных ионов возможны только при прямом ускорении ионов постоянной зарядности. Поэтому проблема источника многозарядных ионов с зарядом от $z = +10$ (Zn) до $z = +35$ (U) остается. Для такого циклотрона, как У-300, необходимо иметь источник многозарядных ионов (источник МЗИ) тяжелых элементов от Zn и далее вплоть до урана с отношением $\frac{A}{Z} < 7$.

В последнее время появилась необходимость в источнике полностью ионизированных легких элементов от He до Ca. На синхрофазотроне лаборатории высоких энергий ОИЯИ в августе 1970г. был осуществлен режим ускорения дейтронов.

Это открывает интересную возможность релятивистского ускорения МЗИ. В статье /10/ сообщается о первых опытах по ускорению α -частиц на синхрофазотроне. Полученный режим работы ускорителя пригоден для ускорения легких ядер, т.к. ядра дейтерия и He обладают отношением заряда к массе примерно тем же самым, что и ядра с одинаковым числом протонов и нейтронов. Ускорение частиц, обладающих зарядом больше единицы, в принципе позволяет получать энергию ускоряемых частиц (при одинако-

вых параметрах ускорителя) большую в число раз, равное кратности заряда, чем энергия протонов. Например, на синхрофазотроне ОИЯИ можно ускорить ядра He до $E = 20$ Гэв, а Ca до $E = 200$ Гэв /11/.

Наличие пучков релятивистских ядер открывает новые возможности в ядерной физике и физике высоких энергий. Эта задача также требует разработки источника МЭИ, позволяющего получать полностью ионизированные элементы от B до Ca включительно. Ряд задач астрофизики и других проблем в физике и технике связан с получением многозарядных ионов.

Насущность задач, связанных с применением многозарядных ионов, стала очередной еще в 1965г. В связи с этим было предложено использовать многозарядные ионы лазерной плазмы для инъекции в ускорители /12/. В ИЯИ был выполнен комплекс исследовательских работ, конечным результатом которых явилась разработка лазерного источника многозарядных ионов.

Известно /13-19/, что при воздействии на поверхность непрозрачной твердой мишени сфокусированного излучения лазера с плотностью потока $q > 10^8$ вт/см² образуется плазменный сгусток (факал) с большой температурой и плотностью, поглощающий основную часть световой энергии и разлетающийся в вакуумном объеме. В зависимости от параметров лазерного излучения электронная температура в факеле составляет 1-100 эв и более, а разлет частиц в вакууме происходит со скоростями порядка $10^6 + 10^7$ см/сек.

Такие высокие концентрации энергии в веществе можно получить благодаря малой расходимости лазерного луча. Например;

при энергии светового импульса $Q \sim 20 + 100$ дж и линейном размере области фокусировки $\sim 10^{-2}$ см испаряется и нагревается приблизительно $N \sim 10^{17}$ атомов, т.е. энергия на один атом составляет несколько десятков килоэлектрон-вольт. В таких условиях для мишеней из многоэлектронных атомов можно ожидать появления многозарядных ионов, поскольку, например для Co^{+24}_{59} , величина энергии, необходимой для получения иона, равна $Q = \sum_{i=1}^{24} I_i = 20$ кэв, где I_i - потенциал ионизации.

Действительно, при воздействии излучения с плотностью потока $q \sim 10^{12} + 10^{13}$ вт/см² для мишеней, состоящих из тяжелых элементов (Ta^{73}_{181} , W^{74}_{184}), получены ионы с зарядом $\bar{z}_{max} \sim 15-20$ и выше /20/, в то время как легкие элементы (Al^{13}_{27} , C^6_{12}) могут быть ионизированы полностью /21/. В области средних элементов (Co^{27}_{59} , Mn^{25}_{55} , Fe^{26}_{56}) при $q \approx 10^{13}$ вт/см² достигнута максимальная кратность ионизации $\bar{z}_{max} \sim 23-25/20/$.

Первоначально также многозарядные ионы были зарегистрированы непосредственно в плазменном факеле по появлению характерных линий в спектре излучения /22,23/. Существенно, что максимальная зарядность ионов \bar{z}_{max} , которая наблюдается у поверхности мишени и определяется спектрометрическим методом, совпадает, несмотря на рекомендации, с зарядностью \bar{z}_{max} , зарегистрированной на значительных расстояниях от мишени масс-спектрометрическим методом /24/.

Например, при плотности потока излучения $q \approx 10^{12}$ вт/см² максимальная зарядность $\bar{z}_{max} \approx 10 + 11$ для ионов Al

оказалась одинаковой при регистрации как спектроскопическим /22/, так и масс-спектрометрическим методом /24/.

При той же плотности потока одинаковыми оказались также максимальные зарядности ($Z_{max} = 17$) для ионов Fe, определенные в работах /23,24/, в каждой из которых использовался один из двух указанных выше методов.

Сохранение максимальной зарядности ионов после разлета сгустка объясняется частичной "закалкой" первоначального ионизационного состояния плазмы. Действительно, при больших скоростях разлета частиц происходит быстрое падение плотности, число столкновений частиц уменьшается и процесс рекомбинации частиц прекращается (по крайней мере на периферии плазмы, где плотность минимальна); при этом часть ионов может быть выведена из сгустка. Таким образом, роль рекомбинационных процессов сводится к некоторому уменьшению количества многозарядных ионов по сравнению с тем, которое имелось у поверхности мишени.

Характеристики лазерного источника многозарядных ионов, а также возможности его использования в качестве инжектора МЗИ для ускорительных установок (циклотронов, синхрофазотронов и линейных ускорителей) рассматриваются в настоящей работе.

I. ЭМИССИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ (МЗИ)

§ I. Взаимодействие излучения лазера с веществом (общая физика процессов)

Взаимодействие излучения лазера с твердым телом представляет собой совокупность ряда процессов, связанных с особенностями энергетической структуры лазерного импульса. Плотность потока энергии в импульсе нарастает постепенно во времени, так что импульс имеет характерную колоколообразную форму. Поэтому можно выделить интервалы времени, когда:

- 1) плотность потока еще мала, чтобы вызвать испарение вещества; происходит нагрев вещества ($q < 10^5 + 10^6$ вт/см²);
- 2) плотность потока такова, что вещество начинает интенсивно испаряться, но ионизации еще нет ($q < 10^8$ вт/см²);
- 3) плотность потока столь велика, что происходит интенсивная ионизация испаряемого вещества ($q > 10^8$ вт/см²).

В реальных условиях происходит постепенный переход одного процесса в другой. Теоретическое рассмотрение совокупности процессов в целом весьма сложно. Поэтому в настоящее время имеется удовлетворительное решение для каждого процесса в отдельности в определенных приближениях.

При плотности потока $q > 10^9$ вт/см² испаряемое вещество ионизировано в значительной степени и основное поглощение энергии лазерного импульса происходит в образовавшейся плазме, вызывая повышение температуры и увеличение степени ионизации.

Рост температуры плазмы сопровождается возникновением газодинамического движения (разлета вещества), что, в свою

очередь, оказывает существенное влияние на нагрев и ионизацию.

При нагреве плазмы поглощение энергии лазерного импульса в огромной мере зависит от электронной плотности и электронной температуры, которые при газодинамическом разлете плазмы в вакуумный объем меняются во времени и пространстве. Основываясь на результатах многочисленных исследований, можно предложить следующую совокупную картину возникновения и расширения лазерной плазмы, генерируемой гигантским импульсом излучения.

При достаточно высокой плотности излучения твердый материал у поверхности мишени в течение первых нескольких наносекунд переходит в газообразную фазу, образуя высокотемпературное, частично ионизованное облако с высоким давлением. Эта частично ионизованная плазма стремительно расширяется в вакуумном объеме, причем скорость перемещения границы плазмы зависит от массы атомов мишени (от атомного массового номера) и от плотности падающего излучения.

В продолжение начальной стадии расширения плазмы (следующие несколько наносекунд) высокая плотность электронов экранирует поверхность мишени от излучения и вся энергия в основном поглощается электронами плазмы так, что они, в свою очередь, осуществляют дальнейшую ионизацию атомов и ионов. Степень ионизации плазмы зависит, помимо плотности потока излучения, от коэффициента поглощения излучения, который является функцией плотности электронов и их температуры.

На дальнейшей стадии разлета сгустка плазмы плотность электронов и ионов снижается, локальное поглощение излучения

уменьшается (если световой импульс еще не окончился) и, как следствие уменьшения плотности, резко ослабляются процессы рекомбинации, благодаря чему для высокозарядных ионов, находящихся на периферии сгустка, время рекомбинации оказывается больше, чем характерное время разлета. Происходит так называемая "закалка" максимально достигнутой степени ионизации. Тепловая энергия электронов, приобретаемая ими в течение полного времени действия светового поля ($q \approx 10^{12}$ вт/см²), достигает величин ~ 100 эв. Тепловая энергия ионов, полученная в результате упругих столкновений с электронами, при газодинамическом разлете переходит в энергию направленного движения, причем ось симметрии такого движения является нормаль к поверхности мишени. Электроны, находящиеся на периферии сгустка, вырываются из плазменной среды, опережая ионную компоненту и создавая электрическое поле, которое ускоряет оставшиеся позади ионы в соответствии с их зарядом. Такой процесс ускорения позволяет ионам с $Z > 20$ набрать энергию до $\sim 20-40$ кэв, что намного превышает их первоначальную тепловую энергию. Ускорение многозарядных ионов, очевидно, влияет и на пространственное распределение ионной компоненты. Сложность теоретического рассмотрения полной картины взаимодействия очевидна. В связи с этим для каждого из процессов приходится использовать те или иные модели с определенными границами применения. В конечном счете выбор моделей определяется экспериментальными сведениями. Соответствующие теоретические расчеты изложены в ряде работ [16, 17, 25-27].

Здесь основное внимание уделено экспериментальным результатам, которые в ряде случаев сравниваются с результатами теоретических расчетов.

Наиболее полные сведения по лазерной эмиссии многозарядных ионов позволяет получить метод время-пролетного анализа в сочетании с анализом масс-спектрометрическим. (Подробное описание приведено в работе /29/). Большинство экспериментальных результатов, изложенных ниже, получено с помощью именно этой методики.

§ 2. Максимальная кратность ионизации

Как установлено в ряде работ /19,27-29/, максимальная зарядность ионов χ_{\max} растет с увеличением плотности потока излучения лазера.

При плотности потока $\approx 10^{13}$ вт/см² получены такие высокозарядные ионы, как Ag_{107}^{+16} , Ta_{181}^{+20} , W_{184}^{+19} , Bi_{209}^{+20} . На мишени из Co_{59}^{27} максимальная зарядность при $q \approx 10^{13}$ вт/см² равна + 25/20/. Действие лазерного излучения с $q \approx 5 \cdot 10^{13}$ вт/см² позволяет получить Al_{27}^{+15} (полная ионизация)/21/.

На рис. 1-3 показаны значения χ_{\max} в зависимости от плотности потока излучения q для различных материалов. Там же представлены теоретические зависимости для соответствующих элементов, рассчитанные в предположениях стационарного режима испарения, нагревания вещества сфокусированным излучением /17/ и термодинамического равновесия в плазме. Подробное изложение оценки этой зависимости приведено в /27/.

Изломы кривых вызваны переходом к ионизации новых электронных оболочек соответствующих атомов. Такой переход связан с резким скачком потенциала ионизации и, следовательно, требует большей энергии (плотности потока).

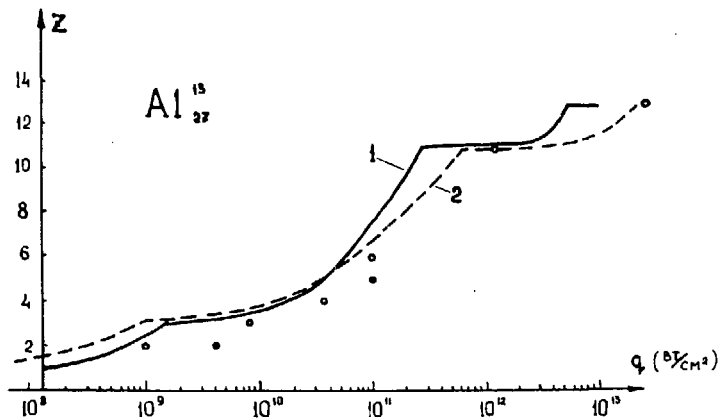


Рис. 1. Зависимость максимального заряда ионов Al^{13}_{27} от плотности потока излучения q .

1 - в приближении термодинамического равновесия в плазме,

2 - в приближении коронарного равновесия,

○ - эксперимент.

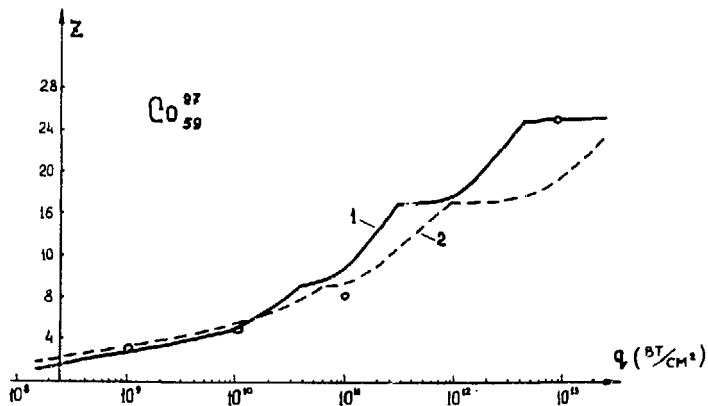


Рис. 2. Зависимость максимального заряда ионов Co_{59}^{27} от плотности потока излучения q .

- 1 - в приближении термодинамического равновесия в плазме,
 2 - в приближении коронарного равновесия,
 o - эксперимент.

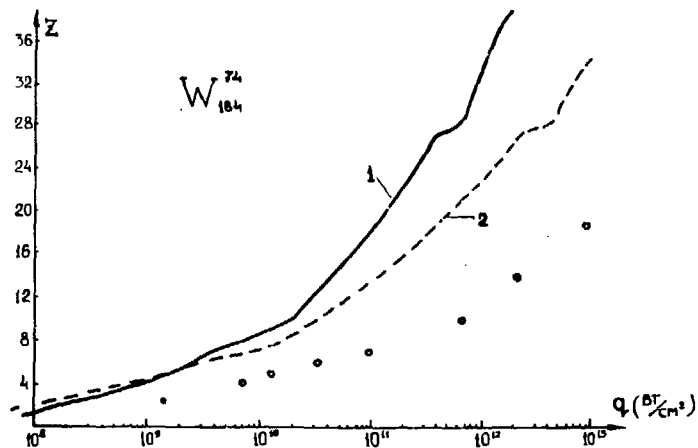


Рис.3. Зависимость максимального заряда ионов W_{184}^{74} от плотности потока излучения.
 1 - в приближении термодинамического равновесия в плазме,
 2 - в приближении коронарного равновесия,
 ○ - эксперимент.

Был также проведен расчет максимальной кратности ионизации в предположении преобладающей излучательной рекомбинации (коронарное ионизационное равновесие). Рассмотрение такой модели плазмы является необходимым, т.к. состояние полного термодинамического равновесия (и даже локального) практически редко осуществляется в плазме.

Как видно из рис. 1-3, значения χ_{max} , рассчитанные в условиях коронарной модели плазмы, несколько меньше, чем в модели локального термодинамического равновесия для $q \geq 5 \cdot 10^{11}$ вт/см².

Сравнение полученных результатов (рис. 1-3) показывает, что для элементов с небольшим и средним атомным номером наблюдается удовлетворительное совпадение экспериментальных и теоретических значений χ_{max} . Для тяжелых элементов T_s и W были зарегистрированы ионы с меньшим зарядом, чем следует из результатов расчета при плотностях потоков 10^{13} вт/см². Такое расхождение может быть обусловлено несколькими причинами, например, более сильной рекомбинацией многозарядных ионов тяжелых элементов, скорость разлета которых меньше, чем для легких элементов, или отсутствием ионизационного равновесия в плазме для этих элементов. Отметим также, что при плотностях потоков $q \geq 10^{13}$, когда ионизационное равновесие, как показано в [30], отсутствует, проведенная оценка максимальной кратности ионизации дает $\chi_{max} \approx 30$.

§ 3. Энергетический спектр ионов

Применение метода времяпролетной масс-спектрометрии позволило получить распределение по энергиям для ионов каждой зарядности после разлета плазмы.

Показано, что ионы лазерной плазмы обладают широким энергетическим спектром. Однако ионы данной кратности ионизации имеют вполне определенные энергии. Их распределение занимает интервал энергий с характерными значениями E_z^{min} и E_z^{max} и имеет максимум при некоторой энергии E_z .

Положение максимума и его величина зависят от заряда ионов. С увеличением z происходит смещение энергетического распределения в область больших энергий и уменьшение его площади.

Характерно, что максимальная величина полного энергетического распределения регистрируемых частиц определяется максимальной зарядностью, полученной при данном значении q . При изменении плотности потока излучения распределения деформируются. Эксперименты показывают, что с увеличением плотности потока в первую очередь изменяется вид спектра в области максимальных энергий, где появляются ионы более высоких зарядностей, которые обладают большими энергиями. Вид распределения в области малых E (для ионов, зарегистрированных и при меньших q) меняется слабо.

На рис. 4-6 показаны энергетические распределения ионов W_{124}^{74} , Ta_{141}^{79} , Co_{99}^{27} , полученные при $q \approx 10^{13}$ вт/см², из которых следует, что ионы с максимальной зарядностью $z \sim 20$ обладают энергиями ~ 30 кэВ. На рис. 7 приведено энергетическое распределение ионов Ar_{27}^{18} . Максимальная энергия,

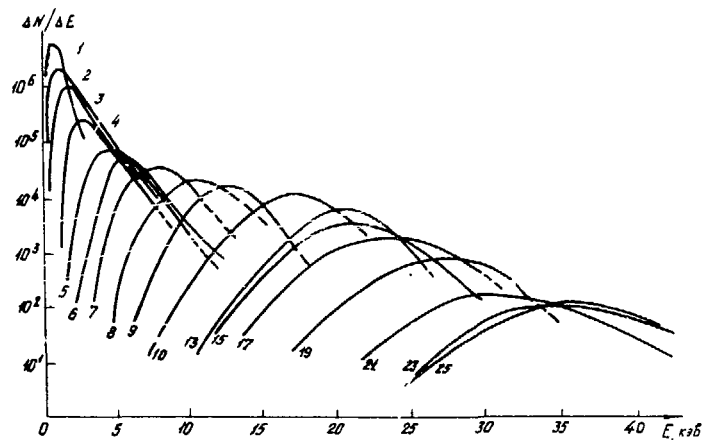


Рис. 4. Энергетическое распределение ионов Co_{59}^{27} (цифры 1-25 - заряд ионов. Для $\chi > 10$ кривые проведены только для нечетных χ),

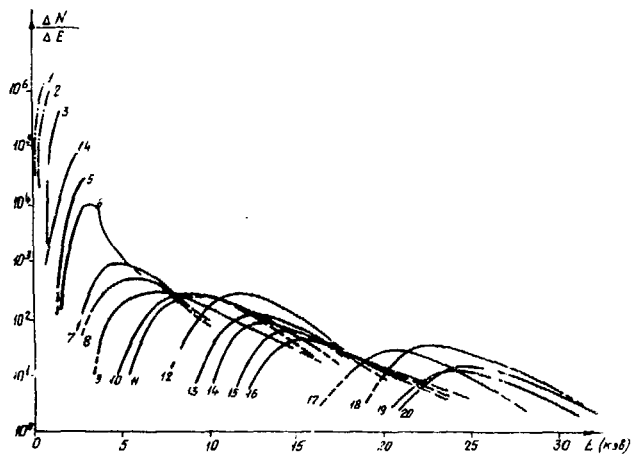


Рис. 5. Энергетическое распределение ионов Ta_{181}^{23} , $q \sim 10^{13}$ вл
(цифры - заряд ионов).

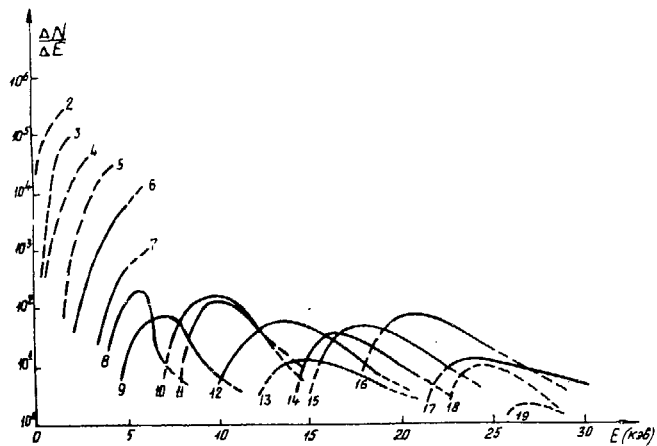


Рис. 6. Энергетическое распределение ионов $W_{100}^{74} q \sim 10^{13}$ вт/см²
 (цифры - заряд ионов).

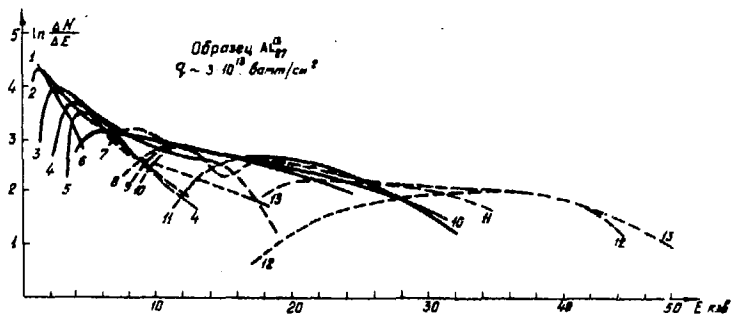


Рис. 7. Энергетические распределения ионов алюминия.

соответствующая ионам Al_{27}^{+15} , равна ~ 50 кэв.

Положение энергетических максимумов многозарядных ионов алюминия и углерода в зависимости от их заряда, а также соответствующий энергетический разброс показаны на рис. 8. Зависимость энергии \bar{E}_Z ионов W_{124}^{14} от их заряда представлена на рис. 9. Видно, что при изменении плотности потока излучения энергия ионов с данным Z практически остается постоянной.

Интересным является изменение энергетических распределений в области q , соответствующих пороговым значениям для образования малых зарядностей. Проведенные эксперименты /27/ и /31/ обнаружили для таких ионов сильное влияние на формирование энергетического спектра процессов рекомбинации ионов. А именно, ион с зарядом Z , обладающий большой энергией, рекомбинируя, всегда дает вклад в спектр ионов с зарядом $(Z - 1)$, $(Z - 2)$ и т.д. Этим объясняется наличие нескольких максимумов, экспериментально регистрируемых на распределениях ионов Mn_{55}^{25} , рис. 10. На рис. 10 видно одновременное появление в одном и том же энергетическом интервале двухзарядных ионов и второго максимума на распределении однозарядных ионов. В дальнейшем под энергией ионов E_Z с зарядом Z будем понимать энергию "собственных ионов", а не рекомбинационных. Например, энергия однозарядных ионов равна 100 эв (рис.10).

Для объяснения экспериментальной зависимости $E(Z)$ и больших значений энергий ионов была проведена оценка максимальной гидродинамической скорости разлета лазерной плазмы

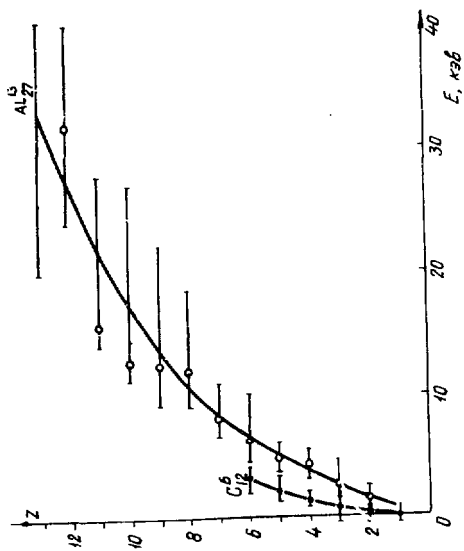


Рис. 8. Положение энергетических максимумов многозарядных ионов алюминия и углерода.

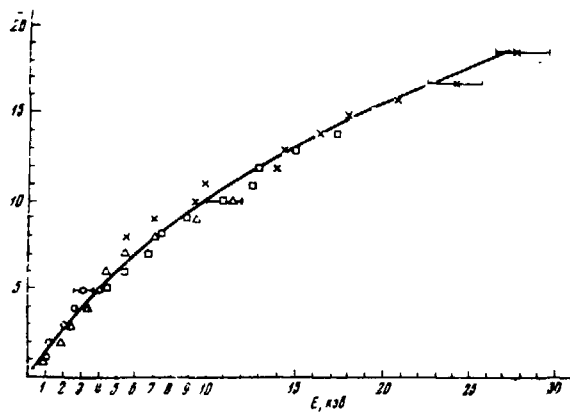


Рис. 9. Зависимость энергии ионов W_{ion}^{74} от заряда ионов при различных значениях q : \circ - $q = 10^9$ вт/см², Δ - $2 \cdot 10^{12}$ вт/см², \square - $5 \cdot 10^{12}$ вт/см², \times - 10^{13} вт/см².

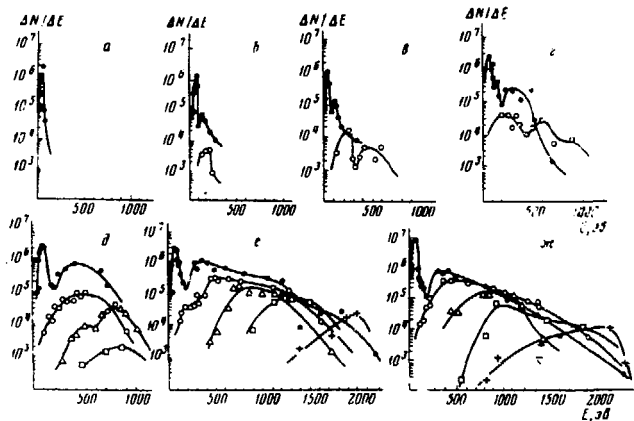


Рис. 10. Энергетические спектры ионов Mn^{25} при различных значениях плотности потока q , $вт/см^2$: а - $q \approx 2,5 \cdot 10^8$, б - $4,3 \cdot 10^8$, в - $5,5 \cdot 10^8$, г - 10^9 , д - $2,5 \cdot 10^9$, е - $8,5 \cdot 10^9$, ж - 10^{10} ; зарядность: ● - $z = 1$, ○ - 2, Δ - 3, □ - 4, + - 5, ▽ - 6.

мы, начальные параметры которой определялись по методике /27/. При оценке предполагалось, что разлет плазмы происходит адиабатически. Такое предположение оправдано слабым поглощением излучения лазера вне фокального объема из-за сильного уменьшения плотности плазмы. На рис. II представлены графики $E_1(\chi)$ и $E_2(\chi)$, рассчитанные для W . Величина $E_1(\chi)$ вычислялась в предположении, что энергия ионизации почти полностью переходит в тепловую, а затем в гидродинамическую, т.е. рекомбинационный подогрев существенен, а при расчете $E_2(\chi)$ предполагалось, что рекомбинационный подогрев мал. На рис. II также указаны экспериментальные интервалы энергий, в которых регистрируются ионы W с зарядом χ , при плотности потока излучения лазера, удовлетворяющей условию χ есть χ_{max} .

Из сравнения энергий ионов видно, что рассчитанные значения E_χ меньше экспериментально регистрируемых. По-видимому, ионы, наблюдаемые в эксперименте, ускоряются не только за счет гидродинамических процессов, поскольку разлет плазмы связан с появлением электростатических полей, в которых они могут ускоряться /32/ (поле образуется за счет разделения зарядов на краю плазмы). Специально проведенные эксперименты по исследованию энергетических спектров для ионов, получаемых при использовании сложных мишеней LiD , ZrH и т.д., подтверждают эту точку зрения /33/.

Из приведенных результатов следует, что полное энергетическое распределение регистрируемых ионов лазерной плазмы занимает широкий интервал.

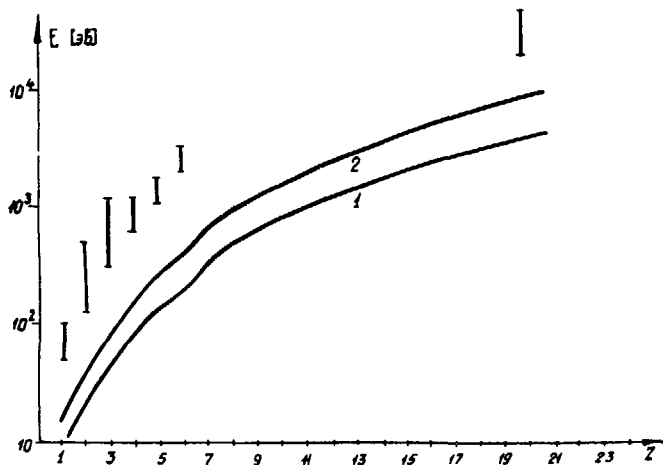


Рис. II. Зависимость энергии ионов $W_{10^4}^{74}$ от их заряда Z .
 1 - без учета рекомбинационного подогрева,
 2 - сильный рекомбинационный подогрев,
 I - эксперимент.

Однако ионы данной зарядности фактически имеют определенную энергию E_z , обладая также энергетическим интервалом ΔE , причем величина E_z практически не зависит от плотности потока излучения. Последнее обстоятельство может быть использовано при расчете лазерного источника многозарядных ионов.

§ 4. Пространственное распределение ионов

Одной из важных характеристик ионной эмиссии, возникающей под действием излучения лазера, является угловое распределение ионов. Масс-спектрометрическая методика, применявшаяся в работах /27,31/, позволяет исследовать угловые распределения ионов различной зарядности и энергии при любом угле падения излучения лазера на поверхность мишени. В работе /27/ приведены данные по угловому распределению ионов Nb_{q3}^{41} с z от 1 до 6 для ряда энергий. Эти угловые распределения показаны на рис. 12.

Замеченные при измерениях отдельные выбросы в угловых распределениях ионов Nb на рис. 12 сглажены для того, чтобы подчеркнуть их основной характер. Структура выбросов и их физическая интерпретация детально исследованы в работе /31/, где приводятся данные по угловому распределению относительно нормали к мишени ионов Al_{27}^{18} в интервале потоков излучения лазера от $4 \cdot 10^9$ до 10^{11} вт/см² (рис. 13-15) /31/

Как видно из рис. 12, для ионов Nb с $z = 4, 5, 6$ и ионов Al с $z = 3, 4$ при $q = 10^{11}$ вт/см² (рис. 15)

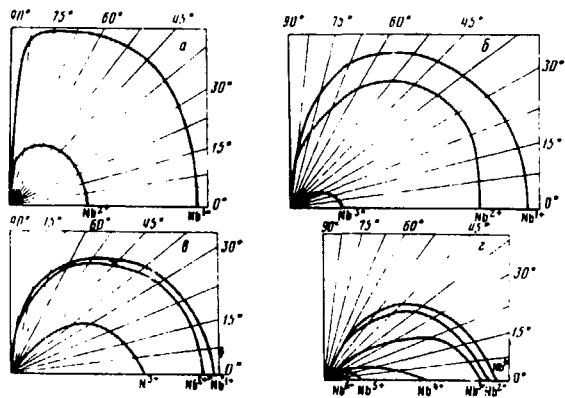


Рис. 12. Угловое распределение ионов Nb^{41}_{93} с различной энергией:
 а - $E = 100$ эв, б - 400 эв, в - 600 эв, д - 1000 эв.

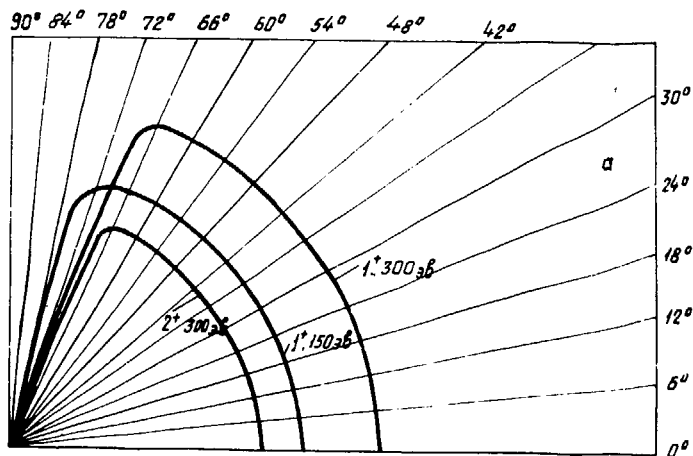


Рис. 13. Угловое распределение ионов Al_{27}^{15} , $q = 4 \cdot 10^9$ вт/см².
Энергия ионов 150 и 300 эв.

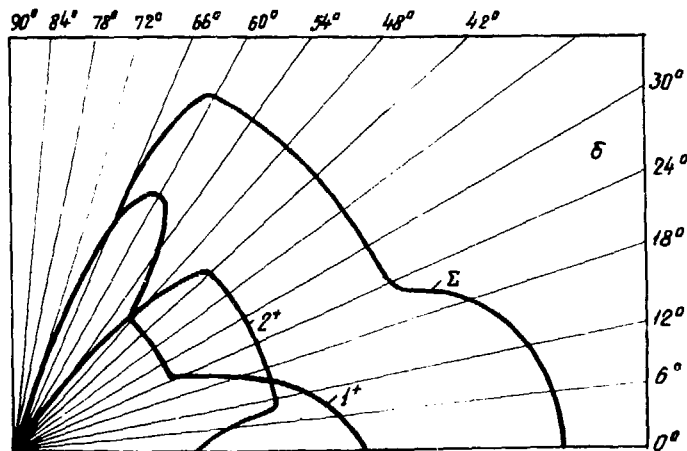


Рис. 14. Угловое распределение ионов Al_{27}^{13} , $q = 10^{10}$ вт/см²,
энергия ионов 400 эв.

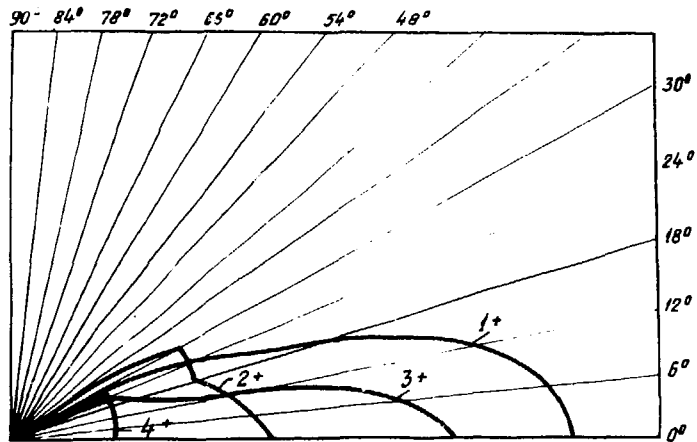


Рис. 15. Угловое распределение ионов Al_{2x}^{13} , $q = 10^{11}$ вт/см²,
энергия ионов 1200 эв.

угловые распределения ионов с зарядом, близким к максимальному (при данной плотности потока), имеют вид узкого лепестка, вытянутого по нормали к мишени. Выбросы на угловых распределениях ионов с $Z = I + 2$ (рис. 14) наблюдаются для энергий $E > 250-300$ эв, т.е. возникают при энергиях, соответствующих рекомбинационному максимуму на энергетическом распределении ионов. Ионы с меньшей энергией (рис. 13) обладают изотропным распределением в пределах углов регистрации при любых значениях плотности потока излучения.

Детальное сопоставление угловых и энергетических распределений ионов Al с $Z = 1,2$ /31/ подтверждает влияние рекомбинации на формирование угловых распределений.

На основании результатов работ /27,31/ можно сделать следующие выводы:

1) При всех значениях плотности потока излучения Q , зарядности Z и энергии ионов E и независимо от угла падения луча лазера на мишень наблюдается симметрия углового распределения относительно нормали к образцу.

2) С повышением зарядности и увеличением энергии ионов их угловые распределения сжимаются к нормали по отношению к поверхности мишени и имеют вид узкого лепестка (рис. 12).

3) Наличие выбросов на угловых распределениях ионов с зарядностью Z (рис. 14) связано с вкладом за счет рекомбинации ионов с зарядом от $Z+1$ до Z_{max} (Z_{max} — максимальная кратность ионизации при данных параметрах излучения лазера).

4) Характер угловых распределений объясняется моделью, в основу которой положены процессы ускорения и рекомбинации ионов.

В заключение заметим, что для ионов с $Z_{\max} > 6$ пространственное распределение преимущественно сосредоточено в пределах телесного угла $\sim 10^{-2}$ рад. Это обстоятельство существенно облегчает инжекцию пучка многозарядных ионов в ускоритель.

§ 5. Количество многозарядных ионов по масс-спектрометрическим измерениям

Экспериментально при любой плотности потока излучения $q \geq 10^8$ вт/см² наблюдаются ионы с зарядами от 1 до некоторого $Z_{\max} = f(q)$. В то же время в условиях ионизационного равновесия должны существовать ионы лишь двух-трех зарядностей с Z , близким к Z_{\max} . Такое несоответствие может быть связано, например, со следующими причинами:

1. С неоднородностью температуры и плотности плазмы по объему факела.

2. С рекомбинацией ионов высокой зарядности и переходом в ионы с меньшим зарядом.

Исследование как энергетических, так и пространственных характеристик конной эмиссии позволяет оценить количество ионов данной зарядности Z .

На рис. 16 показано количество ионов разных зарядов для трех элементов: кобальта, тантала, вольфрама (Co_{59}^{27} , Ta_{181}^{73} , W_{184}^{74}), зарегистрированных в телесном угле $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ рад /27/. Плотность потока в этих экспериментах составляла $q \sim$

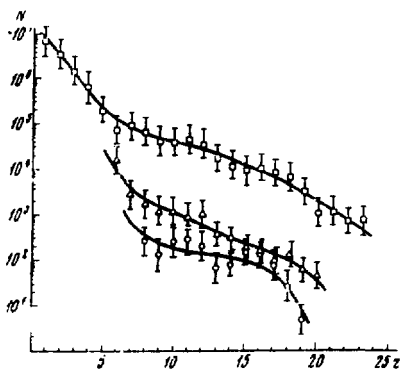


Рис. 16. Распределение количества ионов по зарядностям при $q_1 \sim 10^{13}$ вт/см². \square - Co_{59}^{57} , Δ - Ta_{181}^{73} , \circ - W_{184}^{74} .

$\sim 10^{13}$ вт/см². Как видно из графика, с ростом заряда число ионов уменьшается монотонно. Эти экспериментальные зависимости имеют вид, близкий к $\exp(-z/\alpha)$, где $\alpha \sim 2$. Так, число ионов с $z \sim 20$ составляет примерно 10^{-4} от числа однозарядных, представляющих основную часть регистрируемых частиц.

На рис. 17 приведено количество ионов для AR_{27}^{15} (телесный угол регистрации 10^{-7} рад.) при $q = 5 \cdot 10^{13}$ вт/см² /2I/. Полное количество ионов данной зарядности определяется только при учете пространственного распределения. Как показывают эксперименты /27, 20, 21/, полное число высокозарядных ионов, получаемых за один импульс лазера при высоких плотностях потоков $\approx 10^{12} + 10^{13}$ вт/см², весьма велико. Так, полное число ионов C_{12}^{+6} равно $\sim 10^{13}$, а $AR_{27}^{+13} \sim 10^{10}$ при $q \approx 5 \cdot 10^{13}$ вт/см² /2I/. Ионы Co_{29}^{+15} были обнаружены в количестве $\sim 10^{11}$ при $q \approx 10^{13}$ вт/см² /20/. Полное число ионов после разлета плазмы на расстояниях ~ 1 м составляет $N \sim 10^{15}$ при $q \sim 10^{13}$ вт/см²; полное число частиц, т.е. испаренное количество атомов, равно $N^* \sim 10^{17}$ и меняется в пределах порядка в зависимости от энергии лазера. Как видно из сравнения N и N^* , большая часть ионов рекомбинирует.

Зависимость количества ионов W_{104}^{74} , попадающих в детектор после разлета сгустка плазмы (телесный угол регистрации $\sim 10^{-7} + 10^{-8}$ рад), для плотностей потока излучения $q \sim 10^9; 5 \cdot 10^{11}; 10^{12}$ вт/см² представлена на рис. 18. Видно, что при увеличении энергии излучения общее количество регистрируемых ионов возрастает.

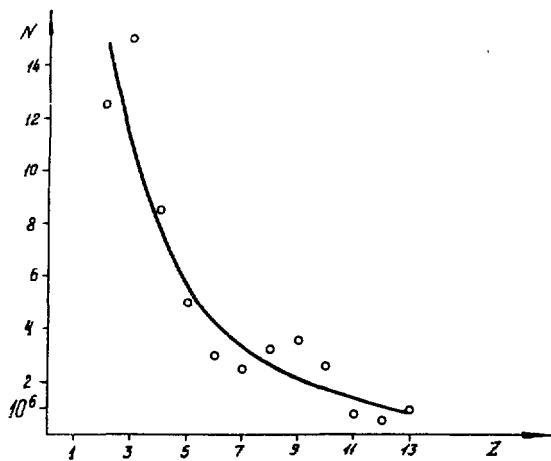


Рис. 17. График количества ионов Ar^{13}_{27}
 $q \approx 3 \cdot 10^{13}$ вт/см².

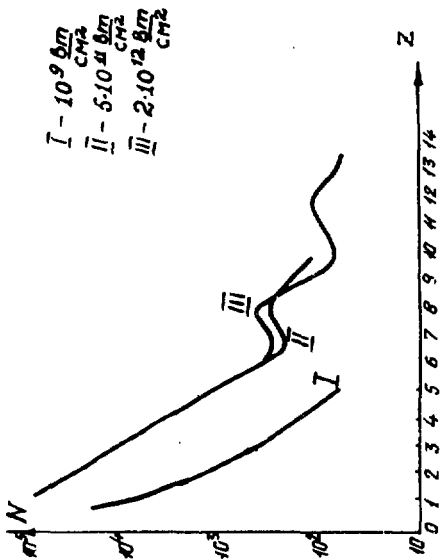


Рис. 18. Распределение количества ионов W по зарядностям при различных плотностях потоков ионизирующего излучения q вт/см².

Из приведенных экспериментальных результатов следует, что при достаточно мощных потоках излучения лазера можно получать ионы высоких зарядностей в количествах, достаточных для формирования пучка, вводимого в ускоряющее устройство. Количество ионов данной зарядности, как следует из экспериментов, можно увеличить, переходя к более высоким значениям q .

II. ПОВЕДЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

При разработке лазерного инжектора МЗИ необходимо исследовать плазму, образованную лучом лазера в различных условиях, в том числе и в поперечном магнитном поле.

Применительно к лазерному источнику МЗИ для циклотронов рассматривался тот случай, когда плазма рождается в поперечном магнитном поле и расширяется в нем.

Исследование характеристик плазмы (максимальная зарядность ионов, энергетические распределения, относительное количество ионов той или иной зарядности в плазме) проводилось в зависимости от величины магнитного поля и от расстояния, которое плазма проходит после своего рождения в поле.

В экспериментах величина магнитного поля менялась от 0 до 10 кэ (характерная величина магнитного поля для циклотронов). Форма распределения поля показана на рис. 19. Положение мишени для разных случаев помечено на рис. 19 индексами "а", "б", "в". Исследование плазмы на выходе из

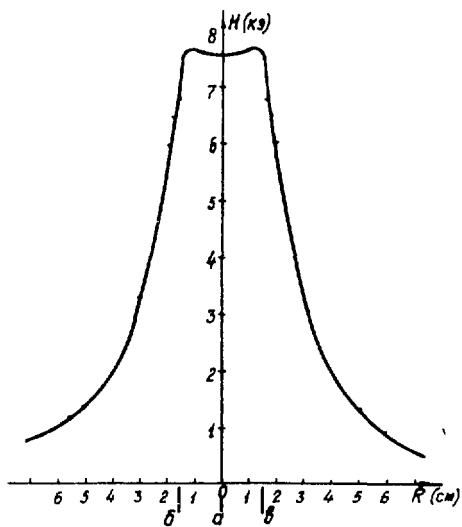


Рис. 19. Характерный вид распределения магнитного поля.

магнитного поля проводилось с помощью время-пролетного анализатора по методике, изложенной в работах /27,29/.

Регистрация ионов производилась в телесном угле $\sim 10^{-7}$ рад. Эксперименты показали, что в зависимости от величины магнитного поля энергетические спектры ионов деформируются таким образом, что максимумы энергетических спектров ионов всех зарядностей при увеличении поля сдвигаются в сторону меньших энергий. Величина сдвига увеличивается с ростом величины поля и номера зарядности. Максимумы на энергетических распределениях меняются также по величине.

На рис. 20 и 20 а изображены энергетические спектры ионов W ($Z = 1 + 7$) при плотности потока излучения $\approx 10^{11}$ вт/см² для величин магнитного поля $H = 0$ и $H = 8$ кэ при положении мишени в точке "б". При изменении плотности потока в 4 раза существенных изменений в характере энергетических распределений наблюдаемых зарядностей не обнаружилось. Энергетические распределения интегрировались, и на рис. 21, 22 изображены зависимости полных интегралов частиц (для $q \approx 10^{11}$ вт/см² и $q \approx 2,5 \cdot 10^{10}$ вт/см²) от величины поля.

Как видно из графиков на рис. 21 и 22, потери ионов при рождении плазмы в магнитном поле до 10 кэ (угол регистрации $\sim 10^{-7}$ рад) составляют половину порядка и проявляются только для ионов больших зарядностей, угловое распределение которых при $H = 0$ имеет остронаправленный характер (см I, § 4). Интерферометрические исследования формы лазерной плазмы, расширяющейся в поперечном магнитном поле $H = 15$ кэ (условия, аналогичные рассматриваемым), также показывают, что часть плазмы проходит расстояние в магнитном поле $\approx (10 + 60)$ кэ по

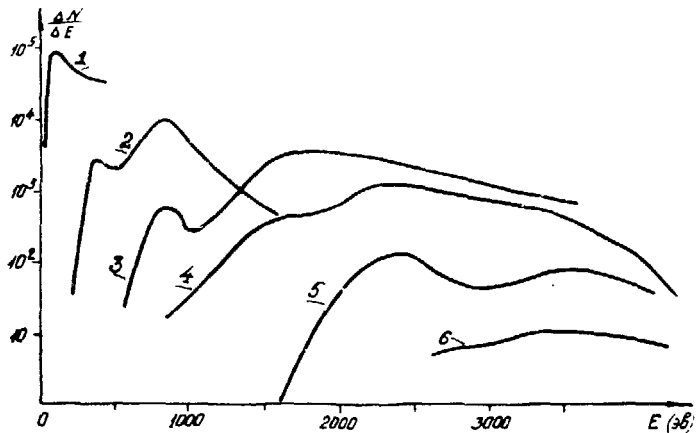


Рис. 20. Энергетические спектры ионов W ($\chi = 1 + 6$) для магнитного поля $H = 0$.
 Положение мишени в точке "б" по рис. 19. $q \approx 10^{11}$ вт/см².

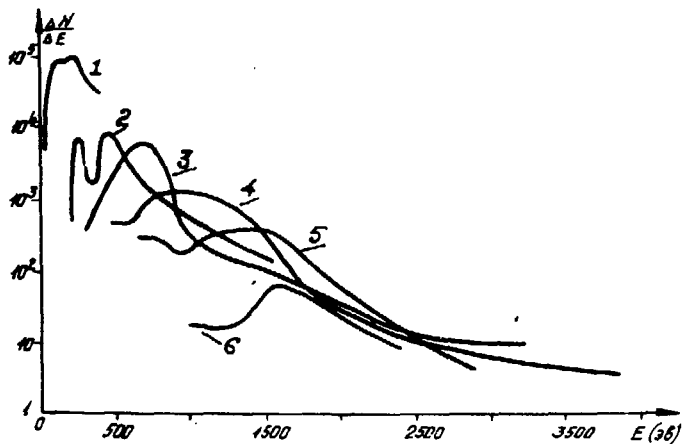


Рис. 20а. Энергетические спектры ионов W ($\chi = I + 6$) для различных значений магнитного поля 8 кэ. Положение мишени в точке "б" по рис. 19. $\downarrow \approx 10^{11}$ вт/см².

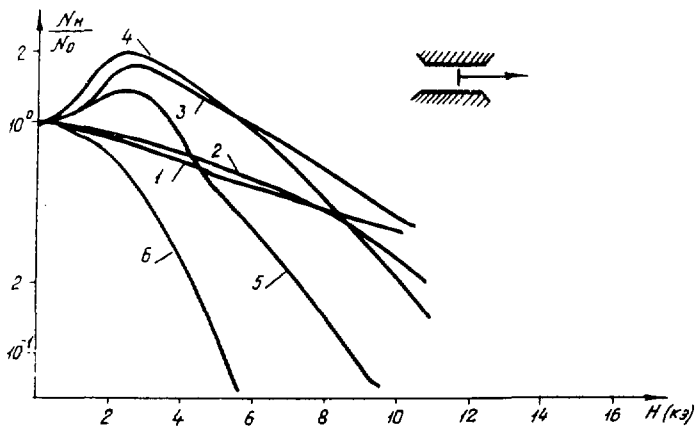


Рис. 21. Зависимость полного количества ионов с зарядностью χ от величины магнитного поля.

$\frac{N_H}{N_0}$ - отношение количества ионов, прошедших через поле H , к количеству ионов при $H = 0$.

Положение мишени в точке "а" по рис. 19.

$$q = 10^{11} \text{ вт/см}^2.$$

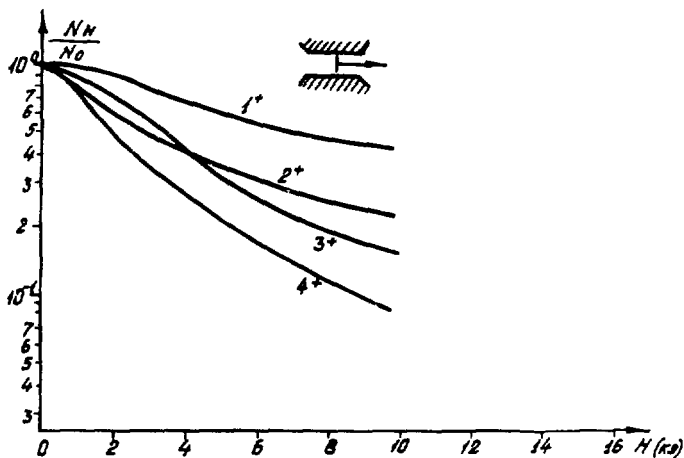


Рис. 22. Зависимость полного количества ионов с зарядностью \bar{z} от величины магнитного поля.

$\frac{N_{\bar{z}}}{N_0}$ - отношение количества ионов, прошедших через поле H , к количеству ионов при $H = 0$.

Положение мишени в точке "а" в рис. 19.

$$q = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ вт/см}^2.$$

крайней мере в несколько см ^{/34/}. Интерферометрическое изучение формы плазмы также обнаружило, что в отличие от симметричного расширения при $H = 0$ (см I, § 4) лазерная плазма в поперечном магнитном поле на некотором расстоянии от мишени (\approx нескольких мм) приобретает вид движущейся пластины, параллельной направлению магнитного поля. Т.о., давление магнитного поля значительно искажает форму плазмы и приводит к частичному вытеснению плазмы вдоль силовых линий магнитного поля. Изменение симметричной формы разлета, естественно, отражается на количестве ионов, движущихся по нормали к поверхности мишени (см. рис.21, 22).

При нахождении мишени в поле H пролет основной части ионного сгустка в направлении нормали к мишени свидетельствует о движении ионов в самосогласованных полях за счет поляризации плазмы в поперечном магнитном поле ^{/34,35/}. Иницирование этого процесса осуществляется за счет ионов, обладающих большими скоростями, т.к. для них кинетическое давление больше давления магнитного поля.

Отклонение иона на угол, больший 10^{-7} рад, при данной схеме регистрации приведет к так называемым "потерям". Отметим, что "потери" характерны именно для ионов больших энергий (больших зарядностей), которые двигаются в головной части плазменного сгустка.

В связи со сложным характером процессов зависимость энергетического сдвига от величины поля H может быть обусловлена целым рядом причин.

Для выяснения влияния на характеристики плазмы расстояния, проходимого плазмой в поперечном магнитном поле, были построены энергетические спектры ионов W при плотности лазерного излучения $q \approx 2 \cdot 10^{11}$ вт/см² и с положением мишени в точке "б" по рис. 19.

Для оценки влияния градиента поля были сняты энергетические спектры ионов W (рис. 23 и 23а) при положении мишени в точке "в" по рис. 19.

Данные аналогичных экспериментов с Mo подтвердили результаты, полученные с W . На основании результатов экспериментов по исследованию характеристик плазмы в поперечном магнитном поле можно утверждать следующее:

1) При полях до 10 кэ (протяженность поля несколько см) максимальная регистрируемая зарядность не зависит от величины поля.

2) Для регистрации в пределах телесного угла $\sim 10^{-7}$ рад полные потери незначительны, хотя и растут с уменьшением q и увеличением Z иона.

3) Энергетический спектр ионов всех зарядностей сдвигается в сторону меньших энергий, и сдвиг тем больше, чем больше Z иона и его энергия.

Результат этих исследований показывает, что лазерная плазма может проходить через поперечное магнитное поле с напряженностью до 10 кэ без существенных потерь и с сохранением основных параметров конной эмиссии.

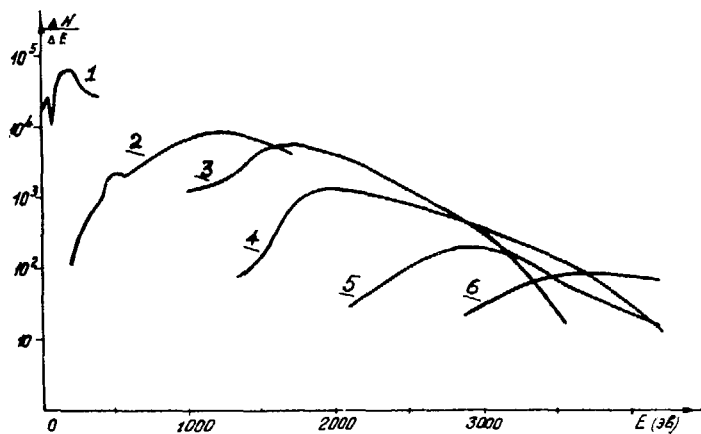


Рис. 23. Энергетические спектры ионов W для магнитного поля $H = 0$.
 Положение мишени в точке "в" по рис. 19. $q = 10^{11}$ вт/см².

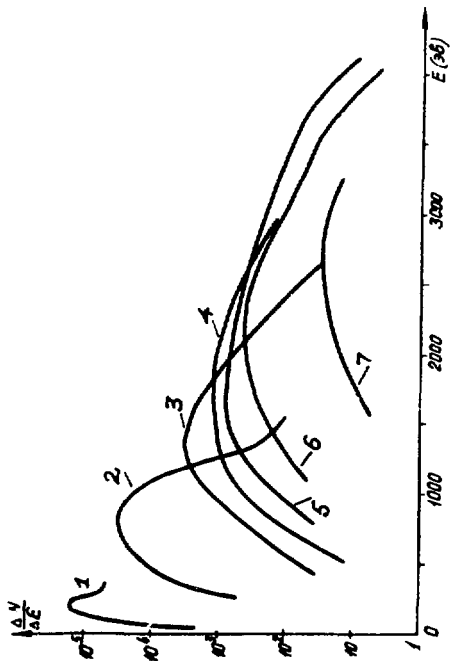


Рис. 23а. Энергетические спектры монов W для величин магнитного поля 8 кэ. Положение максимума в точке "в" по рис. 19. $q = 10^{11}$ вт/см².

III. ХАРАКТЕРИСТИКИ СОВРЕМЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ УСТАНОВОК

Как показано в разделе I, плотность потока q является определяющим фактором получения многозарядных ионов. Количество многозарядных ионов также зависит от энергии Q лазерного импульса. Т.к. интенсивность пучка ионов (число ионов в сек), вводимых в ускоритель, определяется как числом ионов за один импульс лазера, так и числом импульсов лазера в сек., то характеристики лазерной установки (мощность, энергия в импульсе, расходимость, частота следования) определяют в конечном счете характеристики лазерного источника многозарядных ионов (максимальная зарядность и интенсивность ионов).

В связи с тем, что характеристики ионной эмиссии зависят не только от плотности потока излучения q , но и от длины волны падающего излучения, представляется целесообразным привести основные параметры современных лазерных установок, позволяющих получать плотности потока $q > 10^{11}$ вт/см².

I. В настоящее время наиболее мощными импульсными лазерами являются лазеры на твердом теле с использованием в качестве рабочей среды стекла с присадкой Nd^{3+} . В таблице I даны параметры наиболее мощных лазеров, работающих в режиме гигантского импульса ($\tau_{имп.} \sim 10^{-7} + 10^{-9}$ сек).

Отметим, что все характеристики ионной эмиссии, приведенные в разделе I, были изучены с применением лазерных установок такого типа.

Более высокие плотности потока можно получить при использовании генератора пикосекундных лазерных импульсов ($\tau_{\text{имп.}} \sim 10^{-11} + 10^{-12}$ сек). В настоящее время мощности пикосекундных генераторов намного превосходят мощности генераторов, указанных выше. Ряд их параметров сведен в таблицу II.

Такие мощные лазеры (табл. I, II) могут работать или в режиме одиночного импульса, или с частотой следования импульсов ~ 1 мин. Это связано с тем, что для применяемых активных элементов из стекла с присадкой Nd^{3+} трудно осуществить достаточно эффективный теплоотвод. Разрабатываемые в настоящее время новые конструкции активных элементов из стекла с Nd^{3+} позволят улучшить теплоотвод и повысить частоту работы установок.

Нужно отметить, что низкая частота следования импульсов в таких мощных установках в значительной степени компенсируется огромными плотностями излучения Q , и большими энергиями P импульса, что позволяет получать большое количество многозарядных ионов за импульс лазера.

Отметим, что работы по исследованию плазмы при плотностях потока от 10^{14} вт/см² и выше еще не проведены ни спектроскопическим, ни масс-спектроскопическим методом и представляют большой интерес при исследовании возможностей получения высокозарядных ионов.

2. С использованием активных элементов на базе монокристаллов Rb ($\lambda = 0,69$ мкм), иттриевый гранат ($\lambda = 1,06$ мкм) частота следования импульсов от лазерной установки может быть значительно больше, чем для установок с использованием стекла с Nd^{3+} .

Таблица I

λ (мк)	Энергия (эВ)	Σ ип (сек)	P (Вт)	Расходимость (рад)	q (ток) (Вт/см ²)	Литература
106	46-90	$10^8 - 2,5 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-5}$	10^{15}	[36]
106	100	10^8	10^{10}	$5 \cdot 10^{-5}$	10^{16}	[37]
106	250	$5 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{10}$	10^{-6}	10^{15}	[38]
106	420	$6 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{10}$	$\sim 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{16}$	[39]
106	600-1300	$(2-16) \cdot 10^8$			10^{18}	[40]

Таблица II

λ (мк)	Энергия (эВ)	Σ ип (сек)	P (Вт)	Расходимость (рад)	q (Вт/см ²)	Литература
106	60-80	$(2-3) \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^{10}$	10^{-6}	$\sim 3 \cdot 10^{16}$	[41]

3. Другим типом лазеров, от которых в настоящее время можно получать в импульсе мощности порядка десятков мегаватт и которые в ближайшем будущем могут дать сотни мегаватт, является лазер на CO_2 с поперечным разрядом. Исключительно перспективен также электроионизационный лазер на CO_2 /43/. В 1970 году на III-ей Международной конференции по квантовой электронике было сообщено о создании лазера на CO_2 с поперечным разрядом с мощностью ~ 65 Мвт. Сейчас в печати имеется уже ряд сообщений о мощных лазерах на CO_2 , данные о которых сведены в таблицу Ш. Т.о., максимальная плотность потока, которая может быть в настоящее время получена при фокусировке излучения с использованием лазера на CO_2 , составляет $\approx 5 \cdot 10^{11}$ вт/см²; на основе экспериментальных и расчетных данных можно с помощью лазера на CO_2 уже сейчас получать такие ионы, как Ar_{27}^{+9} , и Fe_{56}^{+14} /49/. У лазера на CO_2 есть еще две важные особенности применительно к источнику МЗИ:

1. Большая частота следования (~ 1 кГц).
2. Большая (по сравнению с мощными твердотельными лазерами) длительность импульса излучения ($\tau_{\text{имп.}} \sim 1$ мксек) при большой мощности в импульсе.

Нужно отметить, что на лазере CO_2 /44, 48/ без нарушения режима работы получено от 10^6 до 10^7 вспышек, что соответствует нескольким часам непрерывной работы, и это является важной особенностью при использовании лазера на CO_2 в инжекторе МЗИ.

Таблица III

λ (мм)	Энергия (Дж)	τ (сек)	Мощность (Вт)	Расходимость (рад)	$q_{\text{макс}}$ (Вт/см ²)	Литература
10,6	0,5 ÷ 1	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$\sim 10^6$	$< 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{11}$	[44]
10,6	9	$\sim 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^7$	нензв.	$\sim 10^{12}$	[45]
10,6	31	$\sim 10^{-6}$	$5 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{12}$	[46]
10,6	130	$\sim 2 \cdot 10^{-6}$	10^8	нензв.	$\sim 5 \cdot 10^{12}$	[47]

Применение того или иного типа лазера в лазерном инжекторе МЗИ определяется как характеристиками ускорителя, так и возможностями лазерной установки. Бурное развитие лазерной техники приводит к непрерывному улучшению параметров существующих лазерных установок, а также к появлению новых типов лазеров (жидкостные, химические и т.д.). Это соответственно определяет рост таких характеристик лазерного инжектора, как зарядность и интенсивность ионов.

У. ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ЛАЗЕРНОГО ИСТОЧНИКА МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ("ИМЗИЛ")

Получение в источнике многозарядных ионов с таким отношением $\frac{A}{Z}$, которое требуется для ускорителя заряженных частиц, еще недостаточно для того, чтобы ионный источник был пригоден для работы с ускорителем. Такие характеристики импульсного ионного источника, как ток на выходе (интенсивность пучка ионов) геометрия пучка (пространственное распределение ионов), и длительность ионного пакета, а также частота следования, являются определяющими факторами его работоспособности.

Эти параметры должны быть оценены для любого типа ионного источника. Требования к ионному источнику МЗИ определяются самой ускорительной системой.

В разделе I показано, что ряд таких характеристик ионной компоненты лазерной плазмы, как высокая зарядность, достаточная интенсивность, вид углового распределения, являются исключительно благоприятными для использования в источниках МЗИ для ускорителей. Однако непосредственное (без дополнительного изменения некоторых характеристик) введение ионной компо-

ненты лазерной плазмы в ускоритель крайне неэффективно, а в ряде случаев невозможно, по крайней мере по следующим причинам.

1. При непосредственной инжекции ионов лазерной плазмы большие ионные токи могут резко снизить кпд. использования многозарядных ионов.

2. Время образования ионного пакета меньше или равно времени взаимодействия излучения мощного лазера с поверхностью мишени, т.е. ~ 10 нсек (твердотельные лазеры) и ~ 100 нсек (лазер на CO_2). В то же время длительность ионного пакета для ввода в циклотрон (при обычных интенсивностях лазерной ионной эмиссии $\sim 10^{11}$ ионов/импульс) должна быть порядка 10 мксек и порядка 100 мксек для ввода в синхрофазотрон, чтобы избежать потерь, связанных с действием объемного заряда.

3. Широкое энергетическое распределение ионов с требуемой зарядностью Z_{max} , вообще говоря, снижает эффективность использования многозарядных ионов, т.к. ионный пучок оказывается не моноэнергетическим.

Все это приводит к необходимости разработки специальной конструкции инжектора, в котором источником МЗИ является лазерная плазма. На выходе такого инжектора импульс ионного тока и интенсивность пучка для ионов, например с $Z > 10$, должны удовлетворять обычным требованиям для ионного источника, применяемого в ускорителях:

- 1) полная интенсивность $\sim 10^{12}$ ионов/сек;
- 2) длительность импульса от 10 до 100 мксек;
- 3) высокая моноэнергетичность.

Проведенные исследования по энергетическому и угловому распределению ионной эмиссии, рассмотренные выше, позволяют разработать принципиальную схему лазерного инжектора МЗИ.

При разработке лазерного инжектора МЗИ, помимо данных по угловому и энергетическому распределению, необходимо учитывать ряд следующих специфических особенностей лазерной плазмы.

1. Лазерная плазма является движущимся плазменным ступком со сферически расширяющейся передней границей.

2. Данные по энергетическому распределению указывают на тот факт, что ионы с максимальной зарядностью обладают максимальной энергией (скоростью), т.е. движутся в головной части плазменного ступка.

3. Плазма в целом квазинейтральна.

4. Ионы с Z_{max} обладают широким энергетическим распределением.

5. Время образования ионного пакета с Z_{max} меньше времени длительности импульса лазера (10 + 100 нсек).

Этими особенностями лазерной плазмы и определяется принципиальная схема лазерного инжектора МЗИ и используемая в нем ионная оптика. Конструкция лазерного инжектора должна обеспечивать 2 процесса: 1) извлечение (экстракцию) ионов из плазмы; 2) формирование моноэнергетического пучка с заданной энергией, длительностью и угловой расходимостью.

В связи с действием объемного заряда основной трудностью в разработке лазерного инжектора МЗИ является формирование ионного пакета с $Z = Z_{max}$ достаточно большой длительности (5 + 10 мксек) с введением в ускоритель полного количества

ионов с $Z = Z_{\max}$, получаемого за импульс лазера. Для получения такого пакета ионов можно предложить две схемы инжектора. В первой схеме используется экстракция (вытягивание) ионов с движущейся поверхности плазменного сгустка и последующее формирование этих ионов в пакет с длительностью $\Delta t = (5 + 10)$ мксек. Во второй схеме ионная компонента приобретает необходимую длительность Δt внутри квазинейтрального сгустка, разлетающегося на достаточно большое время-пролетное расстояние (согласно формуле $\Delta t \approx \sqrt{\frac{m}{8}} \left(\frac{1}{\sqrt{E_{\min}}} - \frac{1}{\sqrt{E_{\max}}} \right)$), и лишь затем осуществляется отделение ионов от сгустка с фиксированной в пространстве поверхности.

Рассмотрим процессы в первой схеме.

Формирование ионного пучка

Чрезвычайно важным для разработки инжектора является тот факт, что ионы с максимальной зарядностью, которые как раз и представляют интерес, движутся в головной части плазменного сгустка. Это позволяет использовать электрическое поле для вытягивания ионов с максимальной зарядностью с поверхности плазмы и формирования ионного пакета. Возможность вытягивания ионов с Z_{\max} с поверхности плазмы является чрезвычайно благоприятным условием для разработки инжектора, т.к. плазма в непосредственной близости от мишени является достаточно горячей и плотной. Если бы ионы с Z_{\max} находились в объеме плазмы, то отделение ионной компоненты (Z_{\max}) от электронной представило бы значительные трудности. Вытягивание ионов с Z_{\max} с поверхности плазмы позволяет также сравнительно просто сформировать ионный пакет с наперед

заданной (в определенных пределах) длительностью. Характерной особенностью является то, что вытягивание ионов электрическим полем происходит с поверхности движущейся плазмы (рис. 24'. Назначение экрана 2 на рис.24 - экранировать плазму на ранней стадии формирования от влияния внешнего поля. Диафрагма 3 позволяет пространственно отделить ионы с χ_{\max} за счет углового распределения от ионов с $\chi < \chi_{\max}$.

Для разности потенциалов U между плазмой 4 (мишенью I) и вытягивающим электродом D_1 ток ионного пучка (для ионов χ_{\max}) определяется известным законом Чайлда-Лэнгмюра (закон " трех вторых ") /50/:

$$J = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m_n}} \cdot \sqrt{\frac{\chi}{A}} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2} \cdot S, \text{ где}$$

e - заряд электрона,

χ - кратность заряда иона,

m_n - масса нейтрона,

A - атомный вес иона,

U - потенциал вытягивающего электрода,

d - расстояние между плазмой и вытягивающим электродом,

S - поверхность плазмы, с которой производится вытягивание ионов.

Заметим, что $d = l_0 - l = l_0 - vt$, где

v - скорость передней границы плазменного сгустка,

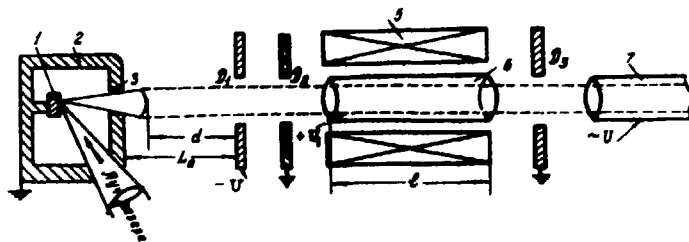


Рис.24. Принципиальная схема лазерного инжектора МЭИ. 1-мишень; 2-экран;
3-диафрагма; 4-плазма; 5-соленоид; 6,7-время-пролетная трубка.

определяемая из E_{\max} для энергетического распределения, и $S = \alpha L_0^2$, где α - телесный угол, ограниченный диафрагмой (расходимость ионного пакета с X_{\max}). Проводя преобразования, получим:

$$J(t) = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m_n}} \cdot \sqrt{X} \cdot \frac{U^{1/2} \alpha}{\left(1 - \frac{t}{T}\right)}, \quad \text{где } T = \frac{L_0}{V}$$

при $U = \text{const}$ и $t \rightarrow T$, $J \rightarrow \infty$. В силу действия объемного заряда $J(t)$ должно быть ограничено $J(t) < J_{\text{пред}}$, где величина $J_{\text{пред}}$ зависит от U, L_0, α . Действие объемного заряда накладывает, таким образом, ограничения на зависимость U от времени. По данным A и X , используя такие результаты масс-спектрометрических измерений для данного X , как N (полное число ионов), E_{\max} , α (расходимость), можно оценить U и L_0 , требуемые для расчета вытягиваемого числа ионов N .

Длительность ионного пакета

По окончании вытягивания ионный пакет в месте установки вытягивающего электрода имеет длительность $T = (1 \pm 5 \text{ мксек})$. Прохождение ионного пучка через заземленную диафрагму восстанавливает энергетический спектр пучка (если вытягивание ведется при $U = \text{const}$). В ряде случаев $T \sim 1 \pm 5 \text{ мксек}$ может оказаться недостаточной, и для увеличения длительности импульса можно использовать одно из свойств ионной эмиссии лазерной плазмы: широкое энергетическое распределение для ионов с заданным X_{\max} . Обычно широкое энергетическое распределение является существенным недостатком ионного источника. В данном случае для получения большой длительности ионного пакета это свойство ионной эмиссии является существенным достоинством. Если ионный пакет,

имеющий энергетическое распределение в $\Delta E = E_{\max} - E_{\min}$, где

E_{\max} и E_{\min} — границы энергетического распределения, проходит расстояние l , то длительность ионного импульса возрастает на величину Δt :

$$\Delta t = l \sqrt{\frac{m}{8}} \left(\frac{1}{\sqrt{E_{\min}}} - \frac{1}{\sqrt{E_{\max}}} \right),$$

m — масса иона,

где особенностью можно воспользоваться для получения больших длительностей ионного пакета на коротких время-пролетных расстояниях l . В конкретной схеме уменьшение E_{\min} осуществляется за счет тормозящего потенциала U_1 , определяемого из соотношения

$$ze U_1 \leq E_{\min}.$$

Использование тормозящего потенциала сдвигает весь энергетический спектр, оставляя ΔE неизменным. В принципиальной схеме это можно осуществить, помещая после заземленной диафрагмы D_2 дрейфовую трубку длиной l , на которую подается потенциал $+U_1$ (рис. 24).

В связи с тем, что при уменьшении скоростей увеличивается действие объемного заряда, дрейфовую трубку l целесообразно поместить в фокусирующее продольное магнитное поле, используя соленоид или квадрупольную магнитную линзу.

Моноэнергетичность

После прохождения диафрагмы D_3 энергетический спектр ионов снова восстанавливается, однако длительность ионного пакета увеличена на величину Δt . Моноэнергетичность пучка с одновременным увеличением его энергии можно получить, подавая на дрейфовую трубку, расположенную после диафрагмы, потен-

циал, зависящий от времени, согласно рис.24, или используя другую схему с применением электрических полей, зависящих от времени.

В случае линейных ускорителей энергетический разброс ионов с заданным χ является вполне удовлетворительным для работы ускорителя, т.к. совместное использование лазерного источника ионов и ускоряющей трубки с напряжением в $500 + 600$ киловольт в инжекторе линейного ускорителя приводит к тому, что максимальный разброс энергий ионов с заданным χ на входе в линейный ускоритель составляет доли процента от энергии инжекции.

Вторая схема инжектора целиком основывается на том факте, что ионы с $\chi = \chi_{\max}$ имеют внутри квазинейтрального сгустка пространственное распределение в пределах сравнительно малого телесного угла $\sim 10^{-2}$ рад. Узкое пространственное распределение ионной компоненты с $\chi = \chi_{\max}$ в сочетании даже с весьма большим время-пролетным расстоянием обеспечивает сохранение полного количества ионов для вытягивания при умеренных размерах поверхности плазменного сгустка, с которой производится вытягивание.

Для уменьшения поверхности плазменного сгустка в области экстракции ионов (и уменьшения размеров инжектора) возможно применение методов плазменной фокусировки [51, 52].

Рассмотренные выше принципиальные схемы не претендуют на полноту, законченность и единство исполнения. Они лишь учитывают основные свойства ионной эмиссии и указывают на необходимость получения сведений об энергетических, угловых и коли-

чественных характеристиках ионов данной зарядности. Исследования по взаимодействию плазменных ступок с магнитными и электрическими полями и методы ионной оптики открывают определенные возможности для разработки принципиальной схемы лазерного источника МЗИ, на выходе которого требуется получить ионный пакет определенной длительности, моноэнергетичности и интенсивности.

Ряд предположений по разработке ИМЗИЛ выдвинут в работах /2,49,53/. Так, в работе /2/ предлагается использовать аксиальную вытяжку из магнитной ловушки, в которой образуется лазерная плазма. В работе /53/ рассматривается возможность воздействия на лазерную плазму электрических полей и соответствующего увеличения длительности ионного пакета.

У. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИМЗИЛ КАК ИСТОЧНИКА ИОНОВ В УСКОРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКЕ

§ 1. Лазерный источник многозарядных ионов как источник ионов для циклических ускорителей

Исследования ионной эмиссии лазерной плазмы, наличие мощных частотных лазеров и разработка принципиальной схемы инжектора позволяют использовать лазерный инжектор в качестве источника МЗИ при работе с циклическими ускорителями. Рассмотрим характеристики лазерного инжектора применительно к современным циклическим ускорителям.

Производство ионов с определенным отношением A/z

Используя данные по зависимости $Z_{max} = f(q)$ для различных элементов (см.рис. I-3), полученные масс-спектрометри-

ческим методом в целом ряде работ [20,27-29], можно построить график зависимости $\lambda_{\max} = \Phi(q, A)$, где q — параметр (10^{11} вт/см² $< q < 10^{13}$ вт/см²). Для оценки возможностей лазерного источника МЗИ в ускорительной технике эта зависимость на основе экспериментальных данных представлена в виде $\eta = \frac{A}{\lambda_{\max}} = F(q, A)$ на рис. 25 для $60 < A < 220$ и на рис. 26 для $1 < A < 60$. График на рис. 25 построен на основании экспериментальных данных работ [20,27-29]. Пунктирными линиями на графике рис. 25 отмечены верхние границы ускорения ионов на современных ускорителях У-200 ($\frac{A}{\lambda} = 4$) и У-300 ($\frac{A}{\lambda} = 7$). Из графиков видно, что при плотности потока $q \approx 10^{12}$ вт/см² на ускорителе У-200 с помощью ИМЗИИ возможно ускорение элементов до Ni₆₈ включительно, а на У-300 — до Zr₉₁. При $q \approx 10^{13}$ вт/см² область ускорения на У-200 увеличивается до As₇₅, а на У-300 — до Cd₁₁₂.

данные на рис. 26 являются результатом экспериментов целого ряда работ. Как видно из рис. 26, величина $\frac{A}{\lambda}$ при плотностях потока излучения $\approx 10^{12}$ вт/см² в области $A < 40$ находится между 2 и 3 (и больше λ для $q \approx 10^{11}$ вт/см²). При плотности потока $q \approx 5 \cdot 10^{13}$ вт/см² полностью ионизуются атомы целого ряда элементов до Ar включительно [21]. Наиболее подходящая с точки зрения мощности и частоты следования для работы с циклическими ускорителями является лазер на CO₂ с поперечным разрядом (см. раздел III).

Максимальная плотность потока $q \approx 5 \cdot 10^{12}$ вт/см² [47], достижимая с помощью частотных лазеров на CO₂, определяет ха-

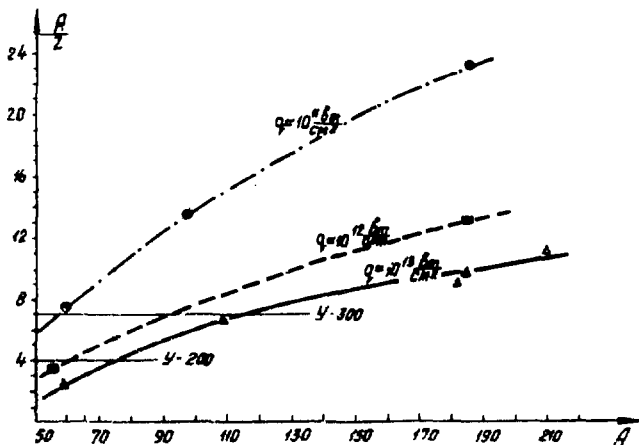


Рис. 25. Зависимость отношения атомного веса элемента к величине максимальной наблюдаемой зарядности ионов для различных элементов при разных значениях плотности потока излучения Q . Графики построены на основании экспериментальных данных работ /20, 27-29/.

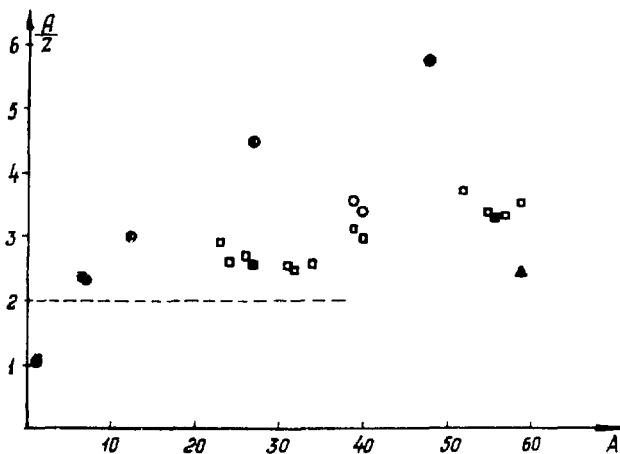


Рис. 26. Зависимость отношения атомного веса элемента A к величине максимальной наблюдаемой зарядности ионов для различных элементов при разных значениях плотности потока излучения. Сведения извлечены из ряда экспериментальных работ.

	Масс-спектрометрические измерения	Спектрометрические измерения	Совместные измерения
$q = 10^{13}$ Вт/см ²	▲		
$q = 10^{12}$ Вт/см ²	■	□	■
$q = 10^{11}$ Вт/см ²	●	○	●

характеристики лазерного инжектора МЗИ для работы с циклическими ускорителями.

Как видно из таблицы III и рис. 25, мощности современных лазеров на CO_2 и соответствующие зарядности удовлетворяют условиям работы источника МЗИ, требуемого для циклотронов.

В самое ближайшее время в связи с интенсивным совершенствованием лазеров на CO_2 следует ожидать получения больших мощностей и соответственно больших зарядностей. В конечном счете это приведет к еще большему расширению диапазона ускоряемых ионов при работе лазерного источника МЗИ совместно с циклотронами. На основе экспериментальных и расчетных данных можно с помощью лазера на CO_2 уже сейчас /49/ получать такие ионы, как Al_{27}^{+9} и Fe_{56}^{+14} .

Интенсивность пучка многозарядных ионов

При оценке интенсивности пучка МЗИ от лазерного источника нужно исходить как из количества МЗИ, получаемых за один импульс лазера, так и из параметров применяемого лазера. Частотный лазер на CO_2 с поперечным разрядом является более перспективным по сравнению с мощными твердотельными лазерами, т.к. за счет частоты следования ν при одном и том же количестве ионов, получаемом за один импульс при использовании лазера на CO_2 , общая интенсивность за секунду получается в $10^3 + 10^4$ раз больше. Выше указывалось, что за один импульс лазера на Nd^{3+} количество ионов, например для CO_2 порядка 10^{11} ионов/импульс. Это позволяет при использовании лазера на CO_2 получить интенсивность $\approx 10^{11} \nu = 10^{13}$ ионов/сек (при $\nu = 100\text{гц}$).

Длительность инжектируемого пучка ионов

При использовании в циклических ускорителях импульсно-источника ионов длительность инжектируемого пучка ионов ограничена снизу как из соображений синхронизации с ВЧ полем (> 1 мксек), так и по причинам, связанным с действием объемного заряда. Если количество ионов за один импульс лазера $N_0 \sim 10^{11}$ ионов/импульс, то, принимая для ускорителей характерную величину тока инжектируемого пучка ионов $I_0 \approx 50$ ма, получим, что длительность импульса Δt должна удовлетворять условию:

$$N_0 = 6,25 \cdot 10^{11} I_0 \frac{\Delta t}{z},$$

где z - заряд иона, $z = 15$, $\Delta t \geq 3,2 \cdot 10^{-7} z \approx 5$ мксек. Вопросы, связанные с получением длительностей $\Delta t \geq 5 + 10$ мксек от лазерного инжектора, рассмотрены в разделе IV.

Моноэнергетичность пучка ионов

Эффективное использование количества МЗИ требует определенной моноэнергетичности пучка ионов. Методы улучшения моноэнергетичности пучка от лазерного инжектора рассмотрены выше (см. IV).

Ввод пучка ионов от лазерного инжектора

МЗИ в циклические ускорители

Инжекция МЗИ от лазерного инжектора в циклические ускорители представляется более сложной, чем для линейных ускорителей.

В 1970 году применительно к циклическому ускорителю У-200, имеющему вертикальный канал, были разработаны две схемы инъекции МЗИ от лазерного источника: внешняя и внутренняя

а) Внешняя инъекция

На рис. 27 приведена схема внешней инъекции МЗИ от лазерного источника для циклотрона У-200.

При рассмотрении внешней (аксиальной) инъекции пучка ионов в циклотрон были использованы результаты работы^{/54/}. В работе^{/54/} аксиальная инъекция ионов применялась для введения в циклотрон однозарядных и моноэнергетических ионов D^+ от высокочастотного источника, размещенного непосредственно в вертикальном канале циклотрона, проходящем через ярмо электромагнита. Высокая зарядность ионов от ИМЗИИ и отсутствие хорошей моноэнергетичности приводят к определенным осложнениям. Тем не менее внешний ввод пучка ионов в циклотрон от лазерного источника МЗИ открывает широкие возможности для формирования ионного пучка с требуемыми параметрами.

Использование внешнего ввода позволяет использовать все достижения лазерной техники и оптики, не ограничивает размеры инжектора конструктивными соображениями.

Инжектор МЗИ в схеме внешнего ввода 2 (рис. 27) аналогичен рассмотренному в IУ (принципиальная схема лазерного инжектора). Электростатический отражатель 4 на рис. 27 представляет собой конденсатор, на одной из пластин которого подается потенциал $+U_1$, а второй пластиной является заземленная сетка. При условии, что $\theta_1 = 45^\circ$, отражатель поворачивает пучок ионов на 90° независимо от их заряда и энергии.

Электростатический отражатель 6 на рис. 27 аналогичен по устройству отражателю 4. Требование к повороту пучка ионов на 90° в магнитном поле приводит к следующей связи между величинами θ_2, H, E (напряженность поля в конденсаторе), V_0 (скорость иона):

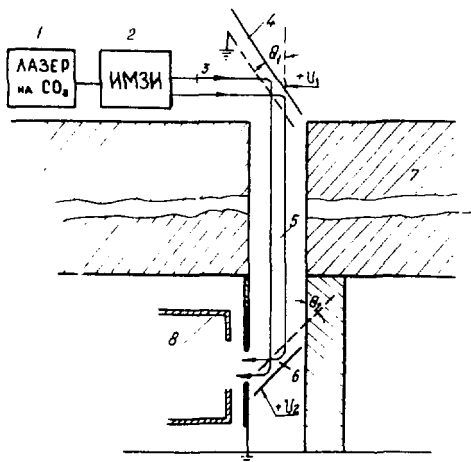


Рис. 27. Схема внешнего (аксиального) ввода многозарядных ионов от лазерного инжектора в циклотрон У-200. 1 - лазер на CO_2 ; 2 - лазерный источник ИМЗИ; 3,5 - пучок ионов; 4 - электростатический отражатель; 6 - поворотное устройство для ионов; 7 - ядро электромагнита; 8 - дуант.

$$1 - \cos \left[\frac{V_0}{c} \frac{H}{E} \sec \theta_2 \right] = \frac{1}{2} \left(\frac{V_0}{c} \right)^2 \left(\frac{H}{E} \right)^2 \operatorname{cosec}^2 \theta_2.$$

Условие поворота на угол 90° в магнитном поле не зависит от заряда и массы иона, однако оно связано со скоростью (энергией) иона, что накладывает определенные требования на моноэнергетичность пучка МЗИ от лазерного источника. Характерной особенностью внешнего ввода является прохождение ионным пучком (до момента ускорения) в пространстве вдоль силовых линий магнитного поля и вне его расстояния в 3–4 м. Для снижения действия объемного заряда пучка и компенсации расходимости необходимо применение ряда фокусирующих устройств.

б) Внутренняя инжекция

Метод внутренней инжекции заключается во введении луча частотного лазера на CO_2 непосредственно внутрь циклотрона и соответственно образовании лазерной плазмы в магнитном поле циклотрона. Исследования ионной эмиссии, когда мишень, на поверхности которой образуется лазерная плазма, расположена в магнитном поле (см. II), связаны с разработкой метода внутренней инжекции. Для внутренней инжекции предполагается образование лазерной плазмы в месте постановки обычного дугового источника и соответственно вытягивание ионов с поверхности плазмы непосредственно высокочастотным полем циклотрона или с использованием дополнительных электрических полей. Несмотря на то, что для внутренней инжекции необходимо проведение ряда дополнительных исследований по поведению плазменных сгустков, содержащих МЗИ в магнитном поле, и взаимодействию этих сгустков с ВЧ полем циклотрона, разработка внутренней инжекции представляет интерес по ряду причин:

1. В случае внутренней инжекции отпадает необходимость в разработке аппаратуры, связанной с внешним вводом.

2. Инжектор имеет простую конструкцию.

3. Далеко не все циклотроны имеют вертикальный канал, который позволяет осуществить внешний ввод.

В настоящее время при использовании метода внутренней инжекции осуществлено ускорение ионов лазерной плазмы на циклотроне МИФИ /55/.

§ 2. Использование лазерного инжектора МЗИ для линейных ускорителей

С конструктивной точки зрения наиболее простым (по сравнению с циклотронами) представляется применение лазерного инжектора (см. принципиальную схему) в качестве источника МЗИ для линейных ускорителей ионов. Параметры ионного пучка и схема инжектора аналогичны применяемым для внешнего ввода в циклотрон. В связи с необходимостью разработки источника полностью ионизованных атомов с отношением $\frac{A}{Z} = 2$ для нового режима работы синхрофазотрона /10/ были проведены исследования по взаимодействию излучения мощного лазера с мишенями из легких элементов (C, Al и т.д.). Эксперименты показали, что при плотности потока $q \approx 5 \cdot 10^{13}$ вт/см² имеет место полная ионизация атомов C_{12}^6 и Al_{27}^{13} . О получении в лазерной плазме ядер C^{+6} и Al^{+13} с целью использования для работы синхрофазотрона было доложено на II совещании по физике воздействия оптического излучения на конденсированные среды, Ленинград, апрель 1972г. /56/. Более подроб-

ные данные по характеристикам ионной эмиссии C_{12} и Al_{21} приведены в работе /21/. Нужно отметить, что количество ядер C_{12}^{+6} , получаемых за один импульс лазера при $q \approx 5 \cdot 10^{13}$ вт/см², равно 10^{13} , а ядер $Al_{21}^{+13} \sim 10^9 + 10^{10}$. Очень важно, что режим работы синхрофазотрона с периодом в 10 сек дает возможность использовать мощные твердотельные лазеры для разработки инжектора ядер легких элементов, т.к. лазеры на CO_2 пока не позволяют получать плотности потока $10^{13} + 10^{14}$ вт/см².

В заключение отметим, что ряд таких характеристик, как высокая зарядность и интенсивность ионов, простота конструкции инжектора, возможность получения в лазерном источнике ионов любого тугоплавкого материала, наличие мощных частотных лазеров делает лазерный инжектор достаточно перспективным и позволяет надеяться на широкое использование ИМЭИЛ в ускорительной технике.

Литература

1. Г.Н.Флеров. УФН, 95, вып. 1, 25 (1968).
2. M.J. Peaseok, R.S. Pease. British Journal of Appl. Phys., 2, 2, 1705 (1969).
3. Е.Д.Ворожьев, А.С.Пасяк. Препринт ОИЯИ, Р7-5177, Дубна, 1970.
4. Е.Д.Донец, В.И.Ильшенко, В.А.Альперт. Препринт ОИЯИ, Р7-4469, Дубна, 1969.
5. К.П.Третьяков, А.С.Пасяк, Л.П.Кулькина, В.И.Кузнецов. Препринт ОИЯИ, Р7-4477, Дубна, 1969.

6. А.С.Пасюк, В.Б.Кутнер.
Препринт ОИЯИ, Р7-4289, Дубна, 1969.
7. А.С.Пасюк, Е.Д.Воробьев, Р.И.Иванников, В.И.Кузнецов,
В.Б.Кутнер, В.П.Третьяков. Препринт ОИЯИ, Р7-4488,
Дубна, 1969.
8. И.А.Шелаев, В.С.Алфеев, Б.А.Загер, С.И.Козлов,
И.В.Колесов, А.Ф.Линев, В.Н.Мельников, Р.Ц.Оганесян,
В.А.Чугреев. Препринт ОИЯИ, Р9-6062, Дубна, 1971.
9. Г.Н.Флеров, С.А.Карамян, Г.Н.Понeko, А.Г.Понeko,
И.А.Шелаев. Препринт ОИЯИ, Р7-6093, Дубна, 1971.
10. А.М.Баддин, В.Д.Безногих, Л.П.Зиновьев, И.Б.Исисинский,
Г.С.Казанский, А.И.Михайлов, В.И.Мороз, Н.И.Павлов,
Г.П.Пучков. ПТЭ, № 3, 39 (1971).
11. А.М.Баддин. Труды международной конференции по физике
тяжелых ионов. Дубна, февраль 1971г., ОИЯИ Д7-5769,
Дубна, 1971, стр.607.
12. Ю.А.Быковский, В.П.Козырев, С.В.Рыжик, С.М.Сильнов,
В.Ф.Елесин, В.И.Дымович. Авторское свидетельство № 324938.
Заявка № 1337085/26-25 от 8 июня 1969г.
13. J.F. Ready. Applied Phys. Letters, 2, 11 (1963).
14. Н.Г.Басов, О.Н.Крохин. ЖЭТФ, 45, 171 (1964).
15. Н.Г.Басов, В.А.Бойко, В.А.Дементьев, О.Н.Крохин,
Г.В.Склизов. ЖЭТФ, 51, 998 (1966).
16. В.В.Афанасьев, В.М.Кроль, О.Н.Крохин, И.В.Немчинов.
ПММ, 30, 1022 (1966).
17. И.В.Немчинов. ПММ, 31, 300 (1967).
18. Н.Г.Басов, В.А.Грибков, О.Н.Крохин, Г.В.Склизов.
ЖС., 54, 1037 (1968).

10. Y. Linder, G. Tonon, P. Fouca, A. Ducasse.
 IEEE, QE-2, 499 (1966).
11. В. В. Алломонов, Ю. А. Быковский, Н. Н. Дегтяренко, В. Ф. Елесин,
 К. П. Козырев, С. М. Сильнов.
 Письма в ЖЭТФ, 11, 377 (1970).
12. С. Ф. Аваньин, Ю. А. Быковский, Н. Н. Дегтяренко, Ю. П. Козырев,
 С. М. Сильнов, Б. Ю. Шарков.
 Письма в ЖЭТФ, 16, 543 (1972).
13. Н. Г. Бессов, А. А. Бойко, Ю. П. Войнов, Э. Я. Кононов, С. М. Ман-
 дельштам, Г. В. Склизков.
 Письма в ЖЭТФ, 5, 179 (1967).
13. V. C. Fawcett, A. H. Gabriel, F. E. Irons,
 N. J. Percosk, F. A. H. Saunders.
 Proc. Phys. Soc., 88, 1051 (1966).
14. G. Faure, A. Perez, G. Tonon, V. Aveneau, D. Parisot.
 Phys. Lett., 34 A, 313 (1971).
15. С. И. Анисимов, Я. А. Имайс, Г. С. Ромачов, Ю. В. Хозько.
 Действие излучения большой мощности на металлы.
 "Наука", М., 1970.
16. Ю. В. Афанасьев, О. Н. Крохин.
 Труды ФИАН, 52, 118 (1970).
17. Ю. А. Быковский, Н. Н. Дегтяренко, В. Ф. Елесин, Ю. П. Козы-
 рева, С. М. Сильнов. ЖЭТФ, 60, 1305 (1971).
18. Ю. А. Быковский, Н. Н. Дегтяренко, В. Ф. Елесин, Ю. П. Козы-
 рева, С. М. Сильнов.
 Изв. вузов, радиофизика, 13, 891 (1970).
19. Ю. А. Быковский, В. И. Дорофеев, В. И. Дымович, Б. Н. Ни-
 колаев, С. В. Рыжих, С. М. Сильнов.
 ЖЭТФ, 38, 1194 (1968).

30. Ю.А.Афанасьев, Э.М.Беленов, О.Н.Крохин, И.А.Полуэктов.
ЖЭТФ, 63, 121 (1972).
31. Ю.А.Быковский, М.Ф.Грюканов, В.Г.Дегтярев, Н.Н.Дегтяренко, В.Ф.Елесин, И.Д.Лаптев, В.Н.Неволин.
Письма в ЖЭТФ, 14, 238 (1971).
32. Л.В.Гуревич, Л.В.Парийская, Л.П.Пятаевский. ЖЭТФ, 49,
647 (1965).
33. Ю.А.Быковский, Н.М.Васильев, Н.Н.Дегтяренко, В.Ф.Елесин,
И.Д.Лаптев, В.Н.Неволин.
Письма в ЖЭТФ, 15, 308 (1972)
34. J. Bruneteau, E. Fabre, H. Lemaire, P. Wasmaeur.
Phys. Fluids, 13, 1795 (1970).
35. O.A. Baker, J.E. Hamel. Phys. Fluids, 8, 713 (1965).
36. W.F. Hagler. J. Appl. Physics, 40, 511 (1969).
37. М.П.Ванюков, В.А.Венчиков, В.И.Исаенко, В.А.Серебряков,
А.Д.Стариков.
Оптика и спектроскопия, 28, № 5, 1009 (1970).
38. E.D. Jones, G.W. Gobeli, J.N. Olsen. "Laser Interact. and Relat.
Phenomena in Plasma", vol.2, New-York-London, 469 (1972).
39. М.П.Ванюков, В.И.Исаенко, П.П.Пашинин, В.А.Серебряков,
В.Н.Сизов, А.Д.Стариков.
Квантовая электроника, №1, 36 (1971).
40. Н.Г.Басов, О.Н.Крохин, С.В.Склизков, С.И.Федотов,
А.С.Шиканов. ЖЭТФ, 62, 203 (1972).
41. М.П.Ванюков, В.И.Крыжановский, В.А.Серебряков,
А.Д.Стариков. Квантовая электроника, № 5, 69 (1971).
42. С.А.Артамонов, Л.Д.Хазов, М.П.Ванюков, Н.Г.Зандин,
А.Н.Шестов. Оптико-механическая промышленность, № 10,
37-40 (1968).

43. Н.Г.Басов и др.
Письма в ЖЭТФ, 14, 421 (1971).
44. R.Fortin, M.Gravel.
Canadian Journal of Phys., 49,13, 1783 (1971).
45. A.K. Laflamme.
Review of Scientific Instr., 41, II, 1578 (1970) .
46. R.Dumanchin. Laser Focus, 7, № 8, 32 (1971).
47. R.Dumanchin.
Paper 18-6 presented at
Sixth Intern. Quantum Electronics Conf. KYOTO, Sept.1970.
48. J. Beaulien.
Proc. IEEE, 59, 667 (1971).
49. G.F.Tonon. Intern. Conf. on Multicharged Heavy Ion
Sources and Accelerating Systems, Riverside Motor
Lodge, Cathinburg, Tenn. October 1971.
50. М.Д.Габович. Физика и техника плазменных источников
ионов. Москва. Атомиздат, 202, 1972.
51. А.И.Морозов. ДАН СССР, 163, 1363 (1965).
52. В.В.Жуков, А.И.Морозов, Г.Я.Щепкин.
Письма в ЖЭТФ, 9, 24. (1969).
53. M.Bajard, A.Chabert, T.Tauth, A.Perez, G.Tonon.
Second Intern. Conf. on Ion Sources, Vienna, Sept. 1972..

54. W.B.Powell, B.L. Pesse.

J. Nucl. Instrum.Methods , 32, 325 (1965).

55. О.Б.Ананийн, Ю.А.Быковский, Ю.П.Козырев, А.С.Цыбин.

Письма в ЖЭТФ, 17, 460 (1973)..

56. О.Б.Ананийн, Ю.А.Быковский, В.Г.Дегтярев , Н.Н.Дегтя-
ренко, В.Ф.Елесин, В.Л.Канширев, Ю.П.Козырев, И.Д.Лап-
тев, В.Н.Неволин, С.М.Сильнов.

Тезисы докладов II Всесоюзного совещания по физике воз-
действия оптического излучения на конденсированные среды.

Препринт №41 ФИАН СССР, Москва, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 июля 1973 года.