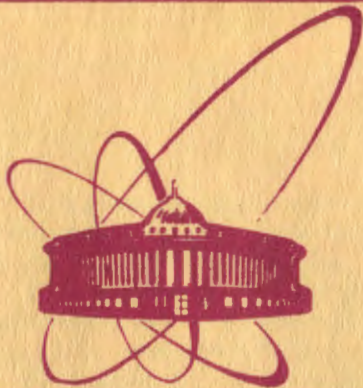


A-64



e  
f

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

64146/2-81

28/41-81  
P9-81-639

О.Б.Ананьин, Ю.А.Быковский, В.П.Гусев,  
Ю.П.Козырев, И.В.Колесов, А.С.Пасюк,  
В.Д.Пекленков

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ  
КАК ИСТОЧНИКА МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ  
ДЛЯ ЦИКЛОТРОНОВ  
В ОБЛАСТИ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ (Li, Be, C)

*Направлено в ЖТФ*

1981

1. Изучение пространственно-временных характеристик плазмы, образованной излучением  $\text{CO}_2$ -лазера в поперечном магнитном поле  $/0,1 \div 1,5/ \text{ Т/1/}$  показало, что:

а/ лазерная плазма способна проходить расстояния  $\sim 10$  см перпендикулярно магнитным силовым линиям, однако область стабильного прохождения плазмы ограничена расстоянием 6 см;

б/ в сечении, перпендикулярном полю, направление преимущественного разлета плазмы образует с нормалью к поверхности мишени угол  $/11 \pm 3^\circ/$ ;

в/ интегральная длительность ионного пакета на расстояниях  $\approx 6$  см составляет не менее нескольких мкс и при неизменном поле имеет тенденцию уменьшаться с увеличением расстояния от мишени в области от 6 до 15 см;

г/ разлет нейтрального компонента лазерной плазмы перпендикулярно магнитным силовым линиям происходит преимущественно по нормали к поверхности мишени.

На основе этих данных при разработке лазерного источника ионов в данной работе был проведен анализ спектра зарядностей ионов лазерной плазмы, образованной в магнитном поле. Измерения ионного компонента проводились на стенде ионных источников Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ /описание стенда см. в работе<sup>/2/</sup>/.

2. Схема экспериментальной установки изображена на рис.1. Электрическая схема лазерного источника ионов и схема анализа ионного компонента приведены на рис.2. В работе использовался  $\text{CO}_2$ -лазер, описанный в работе<sup>/1/</sup>. Лазерное излучение подводилось к мишени через окно /4/ и зеркало /7/ и линзой /8/ фокусировалось на мишень /9/, установленную внутри вакуумной камеры стенда ионных источников. Плотность мощности лазерного излучения, падающего на поверхность мишени, составляла от  $10^9$  до  $4 \cdot 10^9$  Вт/см и варьировалась с помощью калиброванных фильтров. В качестве материала мишени были выбраны углерод, бериллий и литий, получение ядер которых возможно в условиях эксперимента. Вакуум в системе был не хуже  $10^{-5}$  мм рт.ст. В результате взаимодействия сфокусированного лазерного излучения /6/ с поверхностью мишени /9/ образовывалась плазма, которая разлеталась перпендикулярно магнитным силовым линиям и достигала эмиссионной щели в корпусе /10/ лазерного источника ионов. Величина магнитного поля изменялась от 0,1 до 0,2Т.

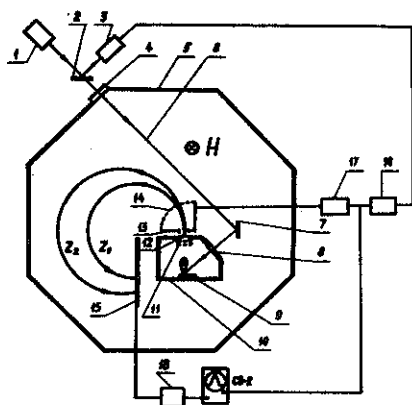


Рис.1. Принципиальная схема экспериментальной установки. 1 - лазер, 2 - светоделительная пластина, 3 - фотоэлемент, 4 - окно в камере, 5 - камера стенда источников, 6 - лазерный луч, 7 - зеркало, 8 - линза, 9 - мишень, 10 - корпус источника, 11 - ослабительные сетки, 12 - сепарирующая сетка, 13 - высоковольтный электрод, 14 - экранирующая сетка, 15 - коллектор, 16 - блок временной задержки, 17 - блок высоковольтных импульсов, 18 - усилитель.

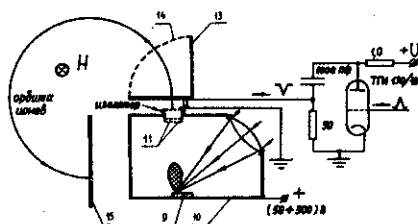


Рис.2. Электрическая схема источника ионов и схема анализа ионного компонента.

Величина эмиссионной щели была выбрана равной  $5 \cdot 10$  мм, что является близким к размерам эмиссионной щели обычных циклотронных источников. Расстояние от поверхности мишени до эмиссионной щели составляло 60 мм. Для отделения ионного компонента от электронного на ионный источник подавалось постоянное напряжение положительной полярности  $50 \div 300$  В, в то время как сетка /12/ в области эмиссионной щели была заземлена. Для регулировки плотности плазмы и повышения эффективности сепарации компонентов плазмы перед сеткой /12/ устанавливались сменные металлические сетки /11/ с коэффициентом прозрачности 30%, находящиеся под потенциалом источника. Ускорение ионов, выходящих из источника, производилось высоковольтным импульсом /амплитуда - 5 кВ, длительность на полувысоте  $\approx 100$  нс/, подаваемым на ускоряющий электрод /13/ от блока /17/. Ускоряющий электрод /13/ представлял собой полый сектор цилиндра, изготовленный из металла. Размер щели ускоряющего электрода со стороны источника выбирался из соображений получения минимальной расходимости ускоренного пучка ионов, а также с учетом особенностей экстракции ионов из лазерной плазмы и был равен  $8 \times 14$  мм. Для предотвращения провисания электрического поля внутри ускоряю-

щего электрода устанавливалась экранирующая металлическая сетка /14/. Размеры электрода /13/ были выбраны так, чтобы время пролета ускоренных ионов внутри электрода было не менее 100 нс. Момент подачи высоковольтного импульса на ускоряющий электрод устанавливался с помощью блока задержки /16/ генератора Г-5-15, запуск которого был синхронизован с генерацией лазера посредством фотоспротивления /3/. Ускоренные ионы, двигаясь по круговым орбитам, достигали коллектора /15/, как указано на рис.1. Сигнал с коллектора /15/ через усилитель /18/ поступал на вход осциллографа С8-2, запуск которого был синхронизован с импульсом ускоряющего напряжения.

3. Исследование источников ионов на данном стенде возможно проводить по двум методикам.

а/ В первой методике используется подача постоянного напряжения между источником и ускоряющим электродом /в частности, дуантом/ с фокусировкой ионов после отклонения в магнитном поле на  $180^\circ$ . При этом регистрация ведется коллектором, который имеет возможность перемещаться в плоскости фокусов, соответствующей  $180^\circ$ -ному повороту ионов в магнитном поле /3/.

б/ В другой методике на ускоряющий электрод подается импульсное напряжение, длительность которого должна быть меньше времени пролета иона в ускоряющем электроде, а анализ ионов различных зарядностей проводится по времени их прихода на регистрирующий коллектор, устанавливаемый по радиусу орбиты как можно ближе к полному обороту частицы в магнитном поле / $360^\circ$ / /4/.

Поскольку в данной работе изучался новый тип источника, на характеристики которого влияет большое число параметров, то на первом этапе следовало получить информацию о зарядовом спектре ионов и их относительном содержании в лазерной плазме за один импульс. Эти соображения и определили выбор методики, в данном случае основанной на измерении периода вращения ионов в магнитном поле, то есть методики с импульсным ускорением ионов.

Как известно, период вращения иона  $T_z$  в магнитном поле определяется следующим образом:

$$T_z = 2\pi m / ZeB, \quad /1/$$

где  $m$  - масса иона,  $Z$  - кратность ионизации,  $B$  - индукция магнитного поля.

Основываясь на формуле /1/, при заданных значениях  $m$  и  $B$  по измерению величины  $T_z$  можно определить кратность ионизации ионов, приходящих на коллектор.

Ввиду того, что в данном эксперименте коллектор устанавливался не точно на  $360^\circ$  /см. рис.1/, то время пролета иона от

области ускорения до коллектора определяется по формуле

$$\tau_z = kT_z = k2\pi m / ZeV \quad , \quad /2/$$

где  $k$  - коэффициент, показывающий, какую часть от полного оборота проходит ион до попадания на коллектор ( $1/2 < k < 1$ ).

Принимая во внимание, что коэффициенты  $k$  для многозарядных ионов с зарядами  $(Z+1)$  и  $Z$  отличаются слабо, величину заряда иона можно определить из отношения

$$\tau_z / \tau_{z+1} \approx (Z+1) / Z \quad , \quad /3/$$

а временной интервал между соседними ионными пиками  $\Delta\tau_z$  определяется следующим образом:

$$\Delta\tau_z = \tau_z - \tau_{z+1} = k2\pi m / Z(Z+1)eV \quad . \quad /4/$$

Для разделения во времени ионов всех зарядностей при выбранном материале мишени длительность импульсного напряжения, подаваемого на ускоряющий электрод  $\tau$ , должна быть меньше величины  $\Delta\tau_z$ .

Оказалось, что для выбранного диапазона магнитных полей  $B = 0, 1 \div 0, 2/T$  и таких материалов мишени, как  $Li$ ,  $Be$ ,  $C$ , длительность высоковольтного импульса  $\leq 100$  нс.

Каждый из ионных компонентов лазерной плазмы имеет определенное время прохождения через эмиссионную щель /длительность ионного тока источника/, находящееся в пределах интегральной длительности ионного тока, которое определяется рядом параметров. Такими параметрами являются величина магнитного поля, расстояние от мишени до эмиссионной щели, материал мишени, мощность лазера и т.д. Поскольку время ускоряющего импульса много меньше, чем длительность интегрального ионного тока /1/ и длительность ионного тока каждой зарядности, то выбранная методика позволила определить длительность и величину тока ионов с различной кратностью ионизации  $I_z(t)$  путем изменения времени задержки подачи высоковольтного импульса на ускоряющий электрод.

Если время задержки равно  $t$ , то интегральный ионный ток из источника в данный момент времени  $I(t)$  определяется как сумма амплитуд токов  $i_z(t)$  ионов с различными  $Z$ , приходящих на коллектор. Исходя из этого и предполагая, что потери при движении к коллектору для ионов с различными  $Z$  одинаковы, можно записать следующее равенство:

$$I(t) = \sum_{Z=1}^{Z_M} I_z(t) = f \sum_{Z=1}^{Z_M} i_z(t) \quad /5/$$

где  $Z_M$  - максимальная кратность ионизации ионов для данного материала мишени;  $f$  - коэффициент потерь.

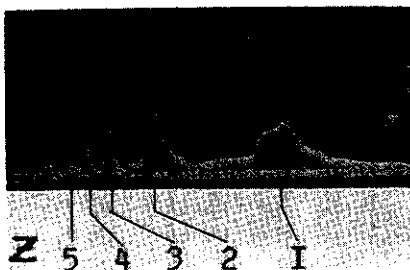
Значение коэффициента потерь  $f$  можно найти из эксперимента, поскольку величины токов, стоящие в левой и правой части уравнения /5/, допускают экспериментальное измерение. Зная величину  $f$ , можно вычислить количество ионов с определенной степенью ионизации  $N_z$ , получаемых за один импульс лазера из источника, согласно выражению

$$N_z = f \int_{t_1}^{t_2} i_z(t) dt / Ze, \quad /6/$$

где  $[t_1; t_2]$  - время эмиссии ионов с зарядом ( $Ze$ ) из источника.

4. На рис.3 представлена типичная осциллограмма ионных сигналов с коллектора при времени задержки  $\tau = 2,5$  мкс между генерацией лазерного излучения и подачей высоковольтного напряжения на ускоряющий электрод. Как видно из рис.3, длительность ионных токов разных зарядностей превышает длительность ускоряющего высоковольтного импульса и увеличивается с уменьшением кратности заряда иона. Это можно объяснить, во-первых, угловой расходимостью ускоренного ионного пучка, а, во-вторых, прямоугольной формой ускоряющего импульса.

Рис.3. Осциллограммы ионных сигналов на коллекторе. Материал мишени - C,  $B = 0,2$  Т,  $\tau_{\text{зад.}} = 2,5$  мкс. Цена деления по горизонтали -  $0,5$  мкс/дел., по вертикали -  $100$  мкА/дел.



Проведенные исследования показали, что при плотности мощности лазерного излучения  $\Phi = 2 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> в лазерном источнике образуются все ионы вплоть до ядер  $Li^{3+}$  и  $Be^{4+}$ . При использовании в качестве материала мишени C и по-прежнему при  $\Phi = 2 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> образуются ионы до  $C^{5+}$ . С увеличением плотности мощности  $\Phi$  до  $4 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> на коллекторе наблюдался сигнал, соответствующий ядрам углерода  $C^{6+}$ . Величина магнитного поля, в котором проводился анализ ионного компонента, для мишеней из Li и Be составляла  $0,1$  Т, а при использовании мишени из C -  $0,1 \div 0,2$  Т.

На рис.4а-в показаны величины тока на коллекторе  $i_z$  для разных зарядностей в зависимости от  $\tau_{\text{зад.}}$ . Эти графики отражают временной характер токов разных зарядностей на выходе из ис-

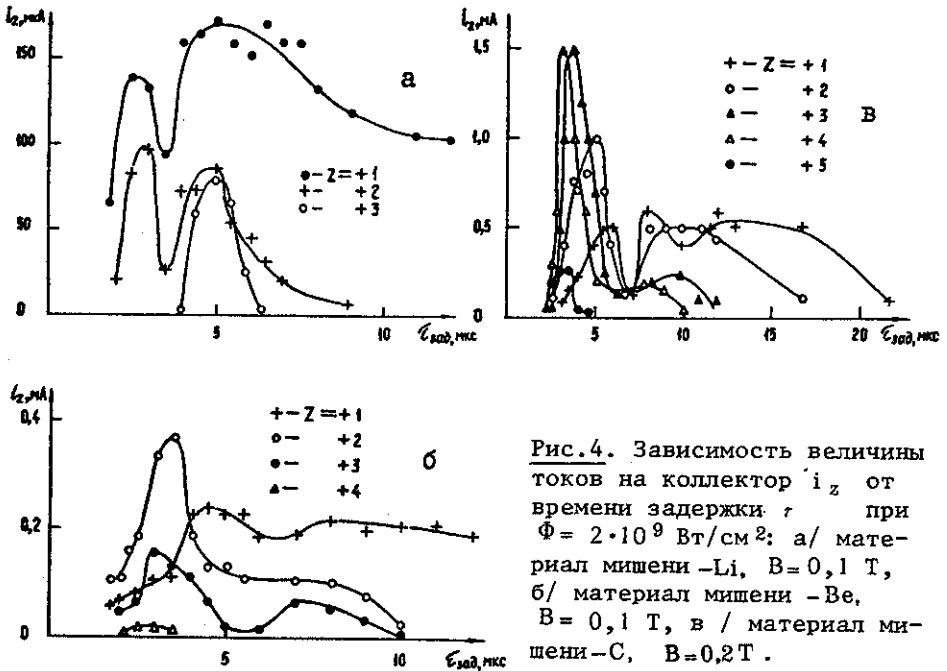


Рис. 4. Зависимость величины токов на коллектор  $i_z$  от времени задержки  $\tau$  при  $\Phi = 2 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>: а/ материал мишени -Li,  $B = 0,1$  Т, б/ материал мишени -Be,  $B = 0,1$  Т, в / материал мишени -С,  $B = 0,2$  Т.

точника. Как видно из рис. 4а-в, наиболее высокозарядный ионный компонент лазерной плазмы находится в головной части плазменного сгустка. Энергетический спектр ионов по сравнению со случаем разлета плазмы при отсутствии магнитного поля <sup>4/</sup> сдвигается в сторону меньших энергий. Необходимо отметить, что при проведении эксперимента наблюдалась хорошая повторяемость сигналов от одного лазерного импульса к другому. Погрешность измерений не превышала 20%. Ввиду того, что величина  $\Phi = 4 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> находится вблизи порога образования ионов  $C^{6+}$ , экспериментальное изучение выхода ядер углерода от времени не проводилось. Как видно из зависимостей, приведенных на рис. 4а-в, время эмиссии ионов из источника /эмиссионной щели/ составляет не менее нескольких мкс, тогда как время образования плазмы, соответствующее времени взаимодействия гигантского лазерного импульса с поверхностью мишени, составляет  $\approx 100$  нс. Такое значительное увеличение длительности связано с прохождением плазмы от мишени к эмиссионной щели через магнитное поле. Зависимость длительностей ионных компонент от величины поля и расстояния между мишенью и эмиссионной щелью представляет самостоятельный интерес и будет изучаться далее.

Для получения абсолютной величины токов отдельных зарядностей на выходе из источника /измерения коэффициента потерь  $f$  /



Рис.5. Материал мишени -С,  $V = 0,2$  Т. Цена деления по горизонтали - 2,5 мкс/дел., по вертикали - 4 А/дел.

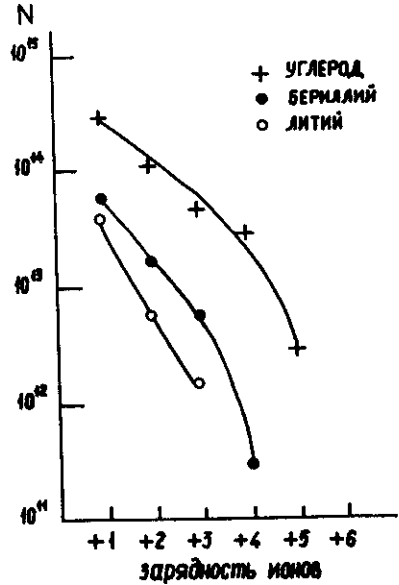


Рис.6. Количество ионов разных зарядностей на выходе из источника за один импульс лазера /  $\Phi = 2 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>/.

проводилось сравнение величин интегральных ионных токов  $I(t)$ , получаемых на выходе из источника, с результатом суммирования амплитуд токов, поступающих на коллектор. В качестве примера на рис.5 представлена осциллограмма интегрального ионного тока, получаемого из источника. Запуск развертки осциллографа/рис.5/ был синхронизован с генерацией лазерного излучения. Сравнением экспериментально определяемых зависимостей  $I(t)$  и  $\sum_{z=1}^{Z_M} i_z(t)$

для различных мишеней было найдено, что коэффициент потерь  $f \approx 6000$ , что более чем на порядок величины превышает потери при испытании обычных дуговых источников на стенде. Такие значительные потери объясняются в основном действием объемного заряда, так как плотность ионного тока из лазерного источника составляет  $\sim 10$  А/см<sup>2</sup> /плотность ионного тока из дугового источника  $\sim 1$  А/см<sup>2</sup>/, и неоптимальной геометрией ионной оптики.

На рис.6 приведены результаты расчета по формуле /6/ абсолютного количества ионов с различными кратностями ионизации, получаемых за один импульс лазера, на выходе из источника для различных мишеней. Как видно, с увеличением  $Z$  количество ионов монотонно уменьшается. Количество ионов  $C^{6+}$ , получаемых за один импульс лазера, составляет не менее чем  $10^{10}$  частиц.

Следует подчеркнуть, что эти количества ионов из источника получены при размерах эмиссионной щели  $5 \times 10$  мм и наличии ослабляющих металлических сеток /см. рис.1 и 2/, которые уменьшают



количество ионов из источника приблизительно в  $3\pm 4$  раза для мишени из С и приблизительно на порядок для мишеней из Li и Ве.

5. Выбранная методика позволила провести физические исследования ионной эмиссии лазерной плазмы в магнитном поле, поскольку то же самое магнитное поле, в котором образуется лазерная плазма, используется и для изучения характеристик ионного спектра.

В работе впервые получены данные по зарядности, количеству, временным характеристикам ионного компонента лазерной плазмы, образующейся в магнитном поле и движущейся перпендикулярно магнитным силовым линиям. Сравнение результатов данной работы с результатами, полученными при образовании плазмы в отсутствие магнитного поля<sup>5/</sup>, позволяет сделать принципиальный вывод о том, что в магнитных полях величиной  $\sim 0,1$  Т действие магнитного поля на процессы ионизации и рекомбинации по крайней мере не уменьшает величины заряда ионов и их количества. При сравнительно низкой плотности мощности лазерного излучения образуются полностью ионизованные атомы Li, Ве и С, которые трудно получить в обычных дуговых источниках.

Установлено также, что длительность ионных компонентов лазерной плазмы при прохождении в магнитных полях расстояний в несколько сантиметров /6 см/ достигает величины нескольких мкс, что является чрезвычайно важным с точки зрения использования высокозарядного ионного компонента для ускорения.

Данные по количеству ионов, извлекаемых из источника за один импульс лазера /см. рис.6/, получены при ослаблении плотности плазмы металлическими сетками в области эмиссионной щели приблизительно в 10 раз. Очевидно, что без ослабления возможно повысить выход ионов за один импульс лазера приблизительно на порядок. Необходимо учесть, что тогда плотность интегрального ионного тока из источника составит  $\sim 100$  А/см<sup>2</sup> и использование ионного компонента с такой плотностью на выходе из источника требует специальных исследований.

Дальнейшее направление исследований на стенде ионных источников ЛЯР ОИЯИ связано с детальной привязкой источника к циклотрону по всем необходимым параметрам, а также с нахождением оптимальных условий его работы в магнитных полях В-1 Т.

Авторы выражают глубокую благодарность Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за интерес к работе и полезные дискуссии.

Авторы благодарят Б.В.Кутнера, Ю.П.Третьякова и С.Л.Богомолова за участие в обсуждении результатов, а также И.А.Шелаева за полезное обсуждение принципа метода анализа. Мы благодарны А.Г.Пилькову, Н.С.Иванову, А.А.Еропкину за помощь в подготовке эксперимента.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ананьин О.Б. и др. ОИЯИ, Р9-80-832, Дубна, 1980.
2. Пасюк А.С., Го-Ци-цянь, Третьяков Ю.П. ОИЯИ, 1523, Дубна, 1964.
3. Пасюк А.С., Третьяков Ю.П., Горбачев С.К. ОИЯИ, 3370, Дубна, 1968.
4. Хаддлстоун Р., Леонард С. Диагностика плазмы. "Мир", М., 1967, с.442-443.
5. Березовский В.В. и др. Письма в ЖТФ, 1977, т.3, вып.7, с.310-313.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 октября 1981 года.

---

Вышел в свет очередной номер журнала "Физика элементарных частиц и атомного ядра", том 12, вып.5. Подписка на журнал проводится в агентствах и отделениях "Союзпечати", в отделениях связи, а также у общественных распространителей печати.