

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

9-96-476

На правах рукописи  
УДК 621.384.6 + 539.1.076

К-17

КАЛАГИН  
Игорь Владимирович

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ЛАЗЕРНОМ  
И ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОМ ИСТОЧНИКАХ  
МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Специальность: 01.04.13 — электрофизика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата технических наук

Дубна 1996

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:  
доктор технических наук,  
старший научный сотрудник

Овсянников Владимир  
Петрович

Официальные оппоненты:  
доктор физико-математических  
наук, старший научный сотрудник

Ширков Григорий  
Дмитриевич

доктор физико-математических  
наук, старший научный сотрудник

Шарков Борис  
Юрьевич

Ведущая организация:  
Институт теоретической и экспериментальной физики (Москва)

Защита состоится "30" декабря 1997 г. в 10<sup>50</sup> часов на заседании диссертационного совета Д-047.01.02 в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, конференц-зал ЛВЭ, г. Дубна, Московская область.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан

"30" дек 1996 г.

Ученый секретарь диссертационного  
совета

*М.Ф. Лихачев* М.Ф. Лихачев

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность работы

Прогресс релятивистской ядерной физики, а также потребность в тяжелых ионах для широкого круга физических задач определяют интерес к развитию ионных источников. Проблема создания ионных источников способных производить пучки высокозарядных ионов практически всех элементов периодической таблицы Менделеева при максимальной интенсивности этих пучков стоит на одном из первых мест в широком круге проблем релятивистского ускорения тяжелых ионов.

Источники ионов для ускорителей имеют более чем 50-летнюю историю развития и берут начало с дуоплазматрона и источника Пеннинга. В настоящее время самые высокозарядные ионы производит электронно-лучевой источник (EBIS). Наибольшие интенсивности низкозарядных ионов обеспечивает лазерный источник (LIS). Промежуточное положение, по параметру зарядность-интенсивность, занимает источник на электронно-циклотронном резонансе (ECR).

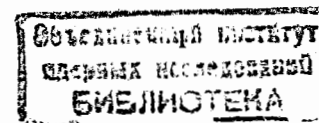
В настоящее время, ни один из этих источников в отдельности не может считаться полностью подходящим по параметру зарядность/интенсивность для современных задач ускорения тяжелых ионов в синхротронах. Так, например, проект ускорения ионов Pb в LHC (CERN) <sup>1/</sup> требует от источника получения ионов с зарядностью  $Z \geq 25$ , при ионных токах до 10 мА, длительности импульса  $t_{и} \geq 6$  мкс и частоте следования импульсов  $\nu \geq 1$  Гц. Лазерный источник ионов по параметрам стоит наиболее близко к этим требованиям. Разработка мощных лазеров с частотой следования импульсов  $\nu \geq 1$  Гц является актуальной задачей для LIS <sup>2/</sup>. Источники типа EBIS также могут быть использованы для этих целей, при условии существенного увеличения объема ионной ловушки.

Лазерный и электронно-лучевой источники многозарядных ионов используются на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ с середины 70-х годов. Развитие этих источников является актуальной задачей для ОИЯИ, особенно, в связи с созданием ускорителя Нуклотрон.

В работе впервые проведено совместное рассмотрение таких источников многозарядных ионов для современных сверхпроводящих синхротронов с коротким временем инжекции.

### Цель работы

Целью данной диссертации являются экспериментальные и модельные исследования процессов в лазерном и электронно-лучевом источниках для развития этих источников и улучшения их основных параметров.



### Научная новизна

- Создана численная модель возбуждения активной среды импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера, при помощи которой разработан и создан  $\text{CO}_2$  - лазер для лазерного источника многозарядных ионов с импульсной мощностью до 40 МВт, расходимостью излучения  $5 \cdot 10^{-4}$  рад и частотой следования импульсов до 1 Гц. Впервые для накачки  $\text{CO}_2$  - лазера использован двухканальный импульсный модулятор с тиратронным коммутатором, системой умножения напряжения в LC- генераторе и двухконтурной схемой сжатия мощности.
- Создана численная модель процессов ионизации в электронно-лучевом источнике ионов, учитывающая баланс основных процессов в ионной ловушке: ионизацию электронным ударом, рекомбинацию, перезарядку ионов на нейтралах, нагрев ионов электронами, обмен энергией между ионами в упругих столкновениях и уход ионов из ловушки
- Впервые, при помощи данной модели исследованы процессы накопления ионов криптона в ловушке электронно-лучевого источника, проведено сравнение данных расчета с экспериментальными данными, полученными в процессе работы источника "Крион-С" на линейном ускорителе ЛУ-20. Наблюдается хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных.
- Впервые проведены модельные расчеты процессов накопления ионов свинца в ловушке источника при близких к предельным параметрам электронного пучка: энергии 10 кВ, токе 10 А, длительности импульса 100 мс и плотностях тока 200 и 500 А/см<sup>2</sup>. Показана возможность работы источника с ионным током на выходе 1-3 мА при среднем заряде ионов свинца на выходе источника  $\langle Z \rangle = 39$  (плотность тока  $j = 200$  А/см<sup>2</sup>) и  $\langle Z \rangle = 47$  ( $j = 500$  А/см<sup>2</sup>) и длительности выходного импульса 10 мкс, что удовлетворяет требованиям современных синхротронов с коротким временем инжекции.

### Практическая ценность работы

- Созданная численная модель возбуждения активной среды импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера может быть использована при создании новых лазеров этого типа.
- На основании проведенных расчетов модернизирована электрическая схема возбуждения  $\text{CO}_2$ - лазера, который является основным элементом действующего лазерного источника ЛВЭ ОИЯИ. Достигнуто существенное увеличение его надежности.
- Принципы конструкции импульсного модулятора для накачки  $\text{CO}_2$  - лазера, конфокального неустойчивого резонатора, лазерных головок, систем ультрафиолетовой предыонизации рабочей смеси, систем поперечной прокачки рабочей смеси и систем юстировки зеркал резонатора могут быть использованы в других  $\text{CO}_2$ -лазерах.

- Созданные и предложенные системы фокусировки лазерного излучения на мишень могут быть использованы при создании новых лазерных источников.
- Созданная численная модель процессов ионизации в электронно-лучевом источнике может быть использована для расчета выходных параметров этих источников, а именно- интенсивности и спектра зарядностей ионного пучка.

### Апробация работы и публикации

Основные диссертационные результаты работы докладывались и обсуждались на научных семинарах Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, на Международной конференции по электронно-лучевым источникам EBIS'94 (Стокгольм, Швеция, 20-23 июня, 1994 г.), на 17-й Международной конференции по линейным ускорителям LINAC'94 (Цукуба, Япония, 21-26 августа, 1994 г.), на 6-й Международной конференции по ионным источникам ICIS'95 (Вистлер, Канада, 5-16 сентября, 1995 г.) и на 18-й Международной конференции по линейным ускорителям LINAC'96 (Женева, Швейцария, 26-30 августа, 1996 г.). Основное содержание диссертации опубликовано в 6 работах (список в конце автореферата).

### СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Диссертация состоит из введения, двух глав, заключения и списка литературы

Во введении рассмотрены существующие источники многозарядных ионов для синхротронов, основные принципы их работы и достигнутые максимальные параметры.

В первой главе проведено исследование процессов в лазерном источнике многозарядных ионов.

Лазерные источники для синхротронов были предложены в 60-х годах, их развитие было связано, главным образом, с созданием мощных лазеров.

Процессы образования лазерной плазмы могут быть теоретически описаны с помощью ряда моделей, наиболее адекватными являются созданные в последнее время численные модели, например программы "FLY", "GIDRA", которые разработаны коллаборацией, создающей в CERN лазерный источник для ускорителя LHC <sup>3,4</sup>.

С момента создания первого импульсного лазера получено большое количество экспериментальных результатов по параметрам лазерной плазмы, образованной при фокусировке на мишенях излучения лазеров различного типа. Максимальная кратность ионизации тяжелых ионов получена в ТРИНИТИ (г. Троицк) на установке ТИР-1. При плотности потока излучения  $\text{CO}_2$ - лазера  $q = 4 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> экспериментально

наблюдалась эмиссия ионов  $Pb^{31+}$ , количество ионов с средним зарядом  $\langle Z \rangle = 30$  на  $1 \text{ см}^2$  поверхности детектора на расстоянии 3 м от мишени составляло  $N \approx 6 \cdot 10^9 / 4$ . К сожалению, использование этой лазерной установки в LIS для синхротронов ограничено низкой частотой следования импульсов. Как правило, непосредственное использование существующих мощных лазерных установок в лазерных источниках для современных синхротронов также ограничено низкой частотой следования импульсов этих установок.

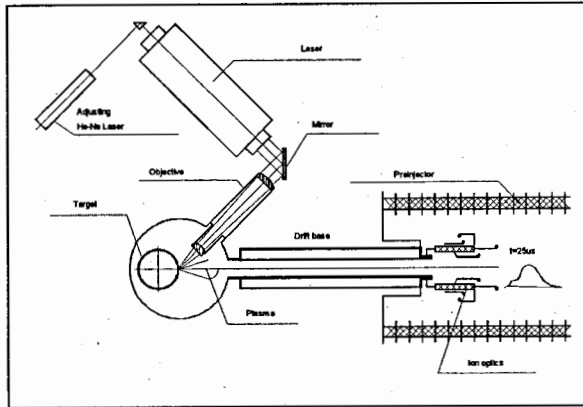


Рис. 1

Схема лазерного источника ЛВЭ ОИЯИ

Принцип действия лазерного источника для синхротронов основан на извлечении ионов из плазмы произведенной в вакууме посредством фокусировки лазерного излучения на поверхности твердой мишени. Образующаяся лазерная плазма расширяется в вакуум перпендикулярно поверхности мишени. Непосредственная инжекция извлеченных из лазерной плазмы ионов в ускоритель не эффективна, поскольку длительность ионного пучка будет меньше или равна длительности гигантского импульса излучения лазера ( $\approx 10 \text{ нс}$  для Nd лазера и  $\approx 100 \text{ нс}$  для  $\text{CO}_2$ - лазера), что не удовлетворяет требованиям больших синхротронов (длительность инжекции  $t_{\text{инж}} \geq 5 \text{ мкс}$ ). Энергетический разброс плазменных ионов составляет величину примерно кэВ на заряд, это свойство позволяет увеличить длительность ионного пучка обеспечивая расстояние для дрейфа лазерной плазмы. Ионы с максимальными зарядностями, образующиеся в лазерной плазме, разлетаются в пределах малого телесного угла ( $< 10^{-2}$  ср.) Скорость рекомбинационных процессов быстро уменьшается с расстоянием

вследствие этого достигается так называемая "заморозка" ионизационных состояний. После расширения плазмы на пространстве дрейфа ионы извлекаются из плазмы, ионный пучок формируется ионной оптикой и направляется в ускоритель.

Лазерный источник работает в ЛВЭ ОИЯИ с 1976 г. Схема лазерного источника показана на Рис. 1. Основным элементом источника

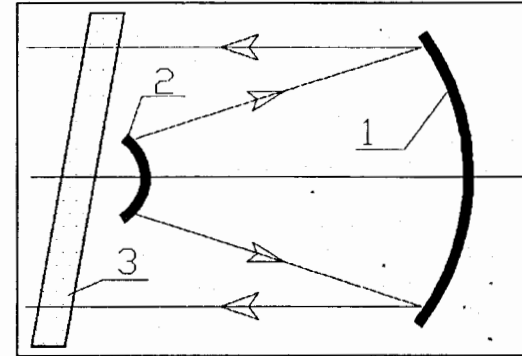


Рис. 2

Схема конфокального неустойчивого резонатора, где 1 - вогнутое зеркало с радиусом  $R_1$ , 2 - выпуклое зеркало с радиусом  $R_2$ , 3 - выходное окно

является импульсный лазер. На начальном этапе, в составе источника использовался Nd лазер с импульсной мощностью  $10^9 \text{ Вт}$  и частотой следования импульсов  $0.02 \text{ Гц}$  что не удовлетворяло требованиям синхротронов. Поэтому, с 1983 г. на лазерном источнике используется изготовленный в Лаборатории  $\text{CO}_2$ - лазер с импульсной мощностью  $P \approx 10 \text{ МВт}$ , расходимостью  $\Theta \approx 3 \cdot 10^{-3}$  рад, работающий в

многоимпульсном режиме генерации импульсов при частоте следования импульсов до  $1 \text{ Гц}$ . Лазерный пучок вводится в вакуумную камеру и фокусируется на поверхности мишени двухлинзовым объективом с линзами из NaCl. Вакуумная камера укреплена на трубке форинжктора линейного ускорителя и находится под потенциалом относительно земли до  $700 \text{ кВ}$ . Ионы, извлекаемые после дрейфа лазерной плазмы на расстоянии  $150 \text{ см}$ , ускоряются до энергии  $170 \text{ кэВ/нуклон}$  и фокусируются на вход линейного ускорителя с помощью ионно-оптической системы. Максимальная плотность потока излучения лазера на мишени источника в настоящее время составляет  $q \approx 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ . Длительность коллекторного сигнала на выходе источника составляет  $25 \pm 30 \text{ мкс}$  для всех зарядностей и  $5 \pm 10 \text{ мкс}$  для высших зарядностей. Интегральный заряд ионов на выходе источника, измеренный на расстоянии  $150 \text{ см}$ , около  $8 \cdot 10^{-6} \text{ Кл/импульс}$ . Масс-спектрометрические измерения, проведенные для различных элементов позволили зарегистрировать на выходе источника ядра  $^{12}\text{C}^{6+}$ , ионы  $^{27}\text{Al}^{11+}$ ,  $^{64}\text{Cu}^{14+}$  и  $^{184}\text{W}^{9+}$

Основным критерием, определяющим количество и зарядовый состав ионов в лазерной плазме, является плотность потока импульсного

излучения сфокусированного на мишени. Величина плотности потока излучения на мишени определяется параметрами лазерного излучения и фокусирующей оптики.

Параметрами лазерного излучения являются: длина волны, импульсная мощность и расходимость. Длина волны определяется типом лазера, мощность - объемом активной среды, системой накачки и системой синхронизации продольных мод, расходимость - длиной волны, выходной апертурой лазера и количеством поперечных мод. Количество поперечных мод определяется типом резонатора, установленного на лазере. Для формирования одномодового пучка в лазерах с большим коэффициентом усиления активной среды часто используется несимметричный конфокальный резонатор, состоящий из вогнутого ( $R_1 > 0$ ) и выпуклого ( $R_2 < 0$ ) зеркал, называемый обычно телескопическим (Рис. 2)

Параметрами фокусирующей оптики являются: фокусное расстояние и аберрации. В случае фокусировки лазерного излучения, как правило, учитываются только монохроматические аберрации, которые характеризуют отступление реальных оптических систем от идеальных для излучения определенной длины волны.

Создание нового импульсного  $\text{CO}_2$  лазера для лазерного источника имело целью увеличение выходной мощности, по сравнению с предыдущей моделью, и улучшение основных параметров излучения при сохранении частоты следования импульсов.

Одной из разновидностей импульсных  $\text{CO}_2$ -лазеров являются лазеры с возбуждением активной среды поперечным электрическим разрядом при давлении газа порядка атмосферного - ТЕА лазеры [5]. Разрядный промежуток в таких лазерах, как правило, образован двумя длинными ( $L \approx 1$  м) профилированными электродами, расположенными вдоль оптической оси лазера. Поперечные размеры промежутка определяют апертуру лазерного пучка в зоне генерации и составляют несколько сантиметров.

Осуществление однородного возбуждения газов при повышенных давлениях является сложной задачей. Классический тлеющий разряд существует только при низком ( $\approx 1$  кПа) давлении. Естественная форма разряда при близком к атмосферному давлении и энергетической выработке более 100 Дж/(л·ата) - канальная. Такой разряд характеризуется низким импедансом, что позволяет осуществлять быстрый ввод энергии накачки ( $\tau \approx 1$  мкс) и получать гигантские импульсы излучения, не прибегая к каким-либо внешним устройствам для переключения добротности, т. е. эти импульсы возникают автоматически в результате действия механизма переключения коэффициента усиления.

Для создания объемного однородного разряда предварительно осуществляется многоэлектронное иницирование разряда, которое создает в промежутке необходимую начальную концентрацию электронов

и, вслед за этим, производится их ионизационное размножение. Одним из методов обеспечения начальной электронной плотности в разрядном промежутке лазера является предьонизация рабочей среды с помощью внешнего источника ультрафиолетового излучения. Лазеры, использующие этот вид предьонизации называются: "Импульсные ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеры с накачкой самостоятельным разрядом". Именно такой лазер используется в лазерном источнике ЛВЭ ОИЯИ.

Для разработки нового лазера был создан пакет программ для

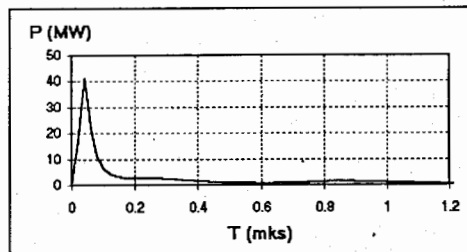


Рис. 3

Расчетная зависимость выходной мощности лазера от времени, для смеси газов ( $\text{N}_2\text{:CO}_2$ ):(1:1)

при следующих параметрах резонатора: длина  $L=200$  см, коэффициент заполнения активной средой  $F=0,67$ , поперечное сечение  $S=15$  см<sup>2</sup>, коэффициент отражения выходного зеркала  $R=0,2$ .

персонального компьютера, позволяющий моделировать основные процессы в активной среде  $\text{CO}_2$ -лазера. В пакет входят:

1. программа, вычисляющая численными методами вид функции распределения электронов в объемном разряде для рабочих смесей с различными соотношениями компонентов и определяющая ряд важных характеристик разряда, таких как константы скоростей электронного возбуждения молекул, подвижность электронов,

скорость дрейфа электронов, коэффициент диффузии электронов, электронная температура, а также энергетический баланс различных процессов в разряде.

2. программа, позволяющая моделировать процессы в различных электрических схемах возбуждения лазеров, решая систему дифференциальных уравнений для электрической цепи совместно с системой дифференциальных уравнений для различных процессов в плазме газового разряда, таких как процессы ионизации, рекомбинации, диссоциации и ассоциации.

3. программа, рассчитывающая колебательную кинетику  $\text{CO}_2$ -лазера, которая включает в себя в систему дифференциальных уравнений, описывающих изменение энергии колебательных мод молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$ . Данные расчетов последовательно передаются с выхода одной программы на вход другой.

При расчете параметров нового  $\text{CO}_2$ -лазера, за основу была взята конструкция ранее созданного лазера, предполагалось увеличить импульсную мощность лазера при прежнем уровне накачки ( $\leq 200$  Дж/(л·ата)), давлении и составе рабочей смеси путем увеличения объема

активной среды лазера с  $\approx 0.8$  до  $\approx 3$  л и максимального напряжения на накопительной емкости с 45 кВ до 90 кВ.

Были сделаны расчеты ФРЭ для ряда безгелиевых рабочих смесей и из результатов расчета энергетического баланса определен оптимальный

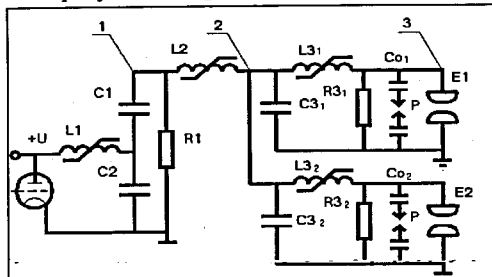


Рис. 4

Принципиальная схема модулятора лазера где  $L_1, C_1, C_2$  - LC-генератор,  $C_3, L_3$  - последние звенья сжатия мощности,  $C_{01}$  - обострительные конденсаторы,  $E_k$  - электроды лазера, P - разряды ультрафиолетовой подсветки.

схема накачки лазера при различных параметрах элементов. Целью анализа было получения на разряде оптимальных значений  $E/N$ .



Рис. 5

Общий вид  $CO_2$ -лазера на лазерном стенде ЛВЭ ОИЯИ

Расчетная зависимость выходной мощности нового лазера от времени для смеси  $(N_2:CO_2)$  (1:1) приведена на Рис. 3. Расчетное

значение импульсной мощности превышает мощность ранее созданного лазера в 4 раза.

Результатом численного моделирования явилось создание нового

Таб. 1  
Расчетные параметры неустойчивого резонатора

|  |                     |
|--|---------------------|
| Длина резонатора L (см)                          | 225                 |
| Диаметр вогнутого зеркала D1 (см)                | 4.4                 |
| Диаметр выпуклого зеркала D2 (см)                | 1.1                 |
| Потери за проход $\delta$                        | 0.94                |
| Коэффициент увеличения резонатора M              | 4                   |
| Радиус вогнутого зеркала R1 (см)                 | 600                 |
| Радиус выпуклого зеркала R2 (см)                 | 150                 |
| Дифракционная расходимость $\Theta_{0.5}$ (рад.) | $4.8 \cdot 10^{-4}$ |

$CO_2$ - лазера. Для возбуждения лазера была выбрана схема двухканального модулятора, использующая тиратронный коммутатор и магнитные звенья сжатия мощности. Схема позволяет получать большие

импульсные мощности, полностью отказаться от использования разрядников. В состав схемы входят мощный водородный тиратрон, импульсный генератор с умножением напряжения в LC-генераторе и магнитные звенья сжатия мощности (Рис. 4). Модулятор позволяет формировать на нелинейной нагрузке каждого из каналов импульсы мощностью около 100 МВт, при длительности около 1 мкс.

Конструктивно лазер выполнен в виде двух соединенных последовательно головок (Рис. 5). Для обеспечения режима одномодовой генерации в качестве резонатора лазера был выбран конфокальный неустойчивый резонатор (Рис. 2). Основные параметры данного резонатора приведены в Таб. 1. Экспериментально измеренная расходимость излучения составила  $\Theta \approx 5 \cdot 10^{-4}$  рад.

На (Рис. 6) приведены полученные зависимости мощности излучения от времени для рабочих смесей  $(N_2:CO_2)$  с различным отношением компонентов. Наиболее оптимальной для данного лазера является смесь  $(N_2:CO_2):(1:2)$  это может быть объяснено, если рассмотреть результаты расчета энергетического баланса для этих смесей. На (Рис. 7) видно, что для этой смеси, в диапазоне оптимальных значений энерговклада, наблюдается преобладание энерговклада в верхний лазерный уровень молекулы  $CO_2$  (001) над вкладом в колебательные уровни молекулы  $N_2$  (1 $\div$ 7), причем относительный энерговклад в уровни  $N_2$  остается достаточно высоким.

Исследования, проведенные на лазерном стенде ЛВЭ показали, что лазер демонстрирует устойчивую работу в диапазоне частот следования импульсов 0,1:1 Гц, наработка без выхода из строя, при различных частотах следования составила более 1000 часов, что позволяет использовать его в составе лазерного источника для синхротронов.

Основные параметры нового  $CO_2$ -лазера приведены в Таб.2.

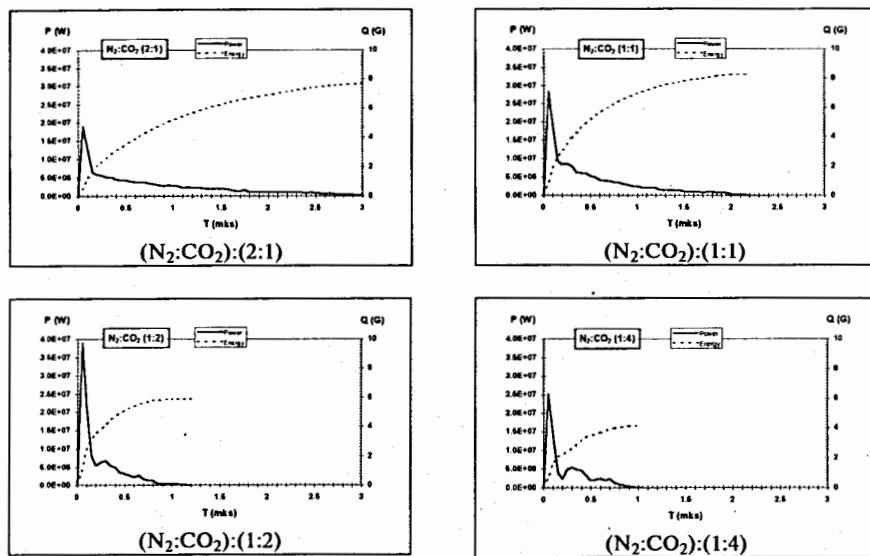


Рис. 6

Зависимости мощности  $P$  (Вт) и энергии импульса  $Q$  (Дж) от времени для смеси  $(N_2:CO_2)$  с различными соотношениями компонентов при давлении  $P=0.3$  ата

На следующем этапе были проведены исследования коллекторных

Таб. 2  
Параметры нового  $CO_2$ -лазера

|   |                            |
|---|----------------------------|
| Импульсная мощность $P$                           | $\leq 40$ МВт              |
| Расходимость излучения $\gamma$                   | $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ рад |
| Диаметр выходного пучка $D$                       | 4.4 см                     |
| Коэффициент увеличения резонатора $M$             | 4                          |
| Оптимальное соотношение компонентов рабочей смеси | $(N_2:CO_2)-1:2$           |
| Частота следования импульсов                      | $\leq 1$ Гц                |

и зарядового состава ионной компоненты лазерной плазмы образованной излучением нового  $CO_2$  лазера. Схема фокусировки лазерного излучения

на мишень включала в себя два сферических фокусирующих зеркала ( $F_1=300$  см,  $F_2=20$  см) и плоские поворотные зеркала. (Рис. 8). Расчет параметров данной системы, при учете параметров нового лазера, дает оценку значения плотности потока излучения на мишени  $q \approx 5 \cdot 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>.

В качестве материала мишени был выбран вольфрам. В экспериментах были зарегистрированы ионы  $W^{1+...12+}$ , при среднем заряде

$\langle Z \rangle = 9$ . Сравнение с результатами исследований спектров вольфрама, полученными на данном спектрометре ранее, при плотности потока излучения лазера на мишени  $q \approx 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\langle Z \rangle = 8$ ) указывает на увеличения электронной температуры минимум в 1.3 раза.

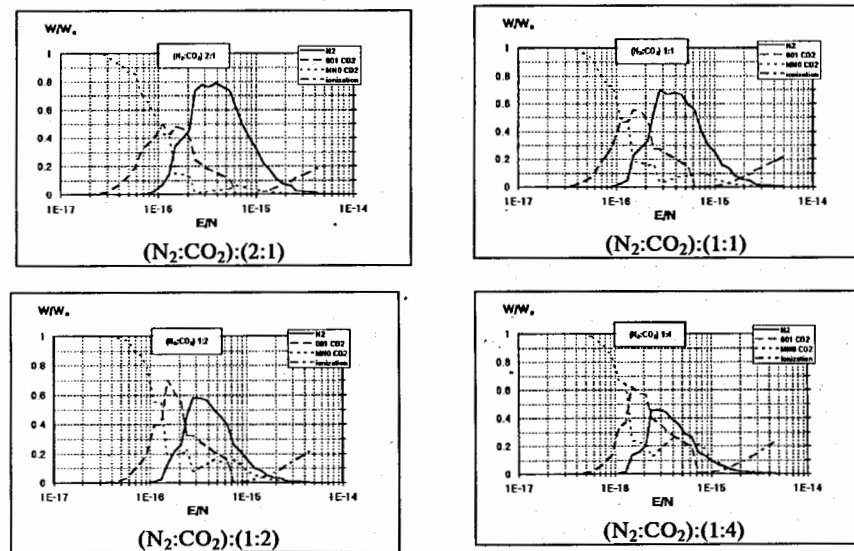


Рис. 7

Энергетический баланс в смеси газов  $(N_2:CO_2)$ , с различными соотношениями компонентов, для различных значений  $E/N$ , при давлении  $P=0.3$  ата где  $W_e$  - энергия, переданная электронам внешним полем,  $W$  - энергия, потерянная электронами в различных процессах, таких как: возбуждение уровней: 001  $CO_2$ , MN0  $CO_2$ , 1-8  $N_2$  и ионизация молекул  $CO_2$ ,  $N_2$

Для полной реализации возможностей нового лазера по увеличению плотности потока излучения на мишени необходимо создать оптическую систему с минимальными aberrациями. Как вариант, предлагается использовать систему с фокусировкой излучения параболическим зеркалом с фокусным расстоянием  $F \leq 200$  мм. Проведенные расчеты показывают, что эта система даст возможность получать при работе с новым лазером, плотности потока излучения лазера на мишени  $q \geq 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>, что позволит значительно расширить диапазон зарядностей ионов на выходе лазерного источника ЛВЭ ОИЯИ.

Во второй главе проведено исследование процессов в электронно-лучевом источнике

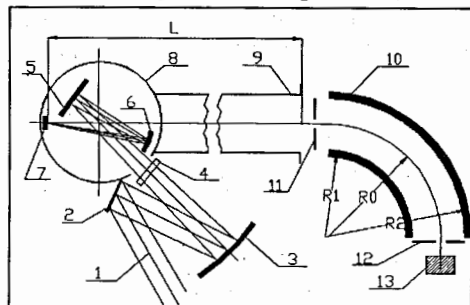


Рис. 8

Схема эксперимента

где 1- лазерный луч, 2,5- плоские поворотные зеркала, 3,6- сферические зеркала, 4- входное окно, 7- мишень, 8- вакуумная камера, 9- расстояние для дрейфа плазмы, 10- сферический дефлектор, 11,12- входная и выходная щели, 13- детектор.  $R_0=240$  мм  $R_1=222.5$  мм,  $R_2=257.5$  мм.

ловушку и подвергающимся ионизации и нагреву электронами пучка, при помощи различных распределений потенциалов на секциях дрейфовой трубки.

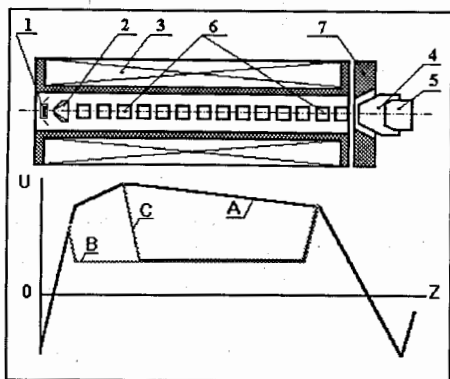


Рис. 9

Схема внутренней части источника и распределения потенциалов

где 1-катод электронной пушки, 2- анод электронной пушки, 3-сверхпроводящий соленоид, 4-электронный коллектор, 5-вытягивающий электрод, 6-трубки дрейфа, 7-магнитный полюс. В- инжекция, С- ионизация, А- экстракция.

источника через электронный коллектор по специальной ионно-оптической системе. Метод ионного регулировщика подразумевает

источнике многозарядных ионов при помощи созданной компьютерной модели EBIS.

EBIS создан в конце 60-х годов в ОИЯИ Е.Д. Донцом<sup>/6/</sup>. Конфигурация двумерной потенциальной ионной ловушки в EBIS создается объемным зарядом электронного пучка, который удерживает ионы в радиальном направлении, и потенциальными барьерами на периферийных секциях трубки дрейфа (Рис. 9). Суть электронно-лучевого метода ионизации заключается в управлении ионами, захваченными в ионную ловушку и подвергающимися ионизации и нагреву электронами пучка, при помощи различных распределений потенциалов на секциях дрейфовой трубки.

Последовательность таких распределений и создает цикл работы источника.

Основное распределение потенциалов А таково, что все ионы, образованные в электронном пучке покидают его вдоль оси источника. В начальный момент времени создается потенциальная конфигурация С ионной ловушки, в которую вводится некоторое количество ионов.

Инжекция ионов в ионную ловушку осуществляется методом "ионного регулировщика" с дополнительным распределением потенциалов В, или из внешнего ионного

достаточную вакуумную развязку между местом инжекции рабочего газа и ионной ловушкой, которая лишь на регулируемое время подключается к объему ионизации при помощи распределения В. Время инжекции равно разности времен существования распределений В-С.

Введенные в ионную ловушку ионы, удерживаются в ней некоторое время  $\tau$ , называемым временем ионизации, после чего восстанавливается распределение потенциалов А и многозарядные ионы покидают пучок через вытягивающий электрод (экстрактор) в виде ионного импульса.

Основу теории EBIS составляют теоретические разработки, сделанные в ОИЯИ Е.Д. Донцом и Г.Д. Ширковым<sup>/7,8/</sup>, в Германии Р.Беккером<sup>/9/</sup>, а также группой, работающей с электронно-лучевой ионной ловушкой в Ливерморе<sup>/10/</sup>.

Теория EBIS рассматривает ряд процессов, происходящих в ионной ловушке электронно-лучевого источника:

1. процессы ионизации электронным ударом и обратные им процессы радиационной рекомбинации и перезарядки ионов на нейтральных атомах,
2. процессы нагрева захваченных в ловушку ионов электронами, а также, за счет возможных плазменных и микроволновых неустойчивостей,
3. процессы нагрева и охлаждения ионов за счет столкновительного обмена энергией с другими ионами,
4. процессы удержания ионов в центральном поле объемного заряда электронного пучка и продольном магнитном поле, а также, обратные им процессы ухода ионов из ловушки.

Баланс этих процессов определяет работу EBIS.

Предложенная численная модель учитывает баланс этих процессов. Скорость ухода ионов из ловушки определяется по оригинальной методике, на основе учета коэффициентов диффузии поперек силовых линий магнитного поля<sup>/11/</sup>. Процессы описываются системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dN_0}{dt} = -N_0\lambda_{0,1} + N_1\lambda_{1,0}, \\ \frac{dN_1}{dt} = N_0\lambda_{0,1} - N_1(\lambda_{1,2} + \lambda_{1,0}) + N_2\lambda_{2,1} - \left(\frac{dN_1}{dt}\right)^{мкр}, \\ \dots \\ \frac{dN_i}{dt} = N_{i-1}\lambda_{i-1,i} - N_i(\lambda_{i,i+1} + \lambda_{i,i-1}) + N_{i+1}\lambda_{i+1,i} - \left(\frac{dN_i}{dt}\right)^{мкр}, \\ \dots \\ \frac{dN_Z}{dt} = N_{Z-1}\lambda_{Z-1,Z} - N_Z\lambda_{Z,Z-1} - \left(\frac{dN_Z}{dt}\right)^{мкр}. \end{cases} \quad (1)$$

где  $N_0 \dots N_Z$  - концентрации атомов и ионов,  $\lambda_{0,1}, \lambda_{1,2}, \lambda_{i-1,i}, \lambda_{i,i+1}, \lambda_{Z-1,Z}$  - коэффициенты ионизации,

$$\lambda_{i,i+1} = \sigma_{i,i+1} j_e,$$



где  $\sigma_{i,i+1}$  - сечение ионизации,  $j_e$  - плотность тока электронов ( $\text{см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$ ),  $\lambda_{1,0}$ ,  $\lambda_{2,1}$ ,  $\lambda_{i+1,i}$ ,  $\lambda_{i,i-1}$ ,  $\lambda_{Z,Z-1}$  - коэффициенты рекомбинации и перезарядки,

$$\lambda_{i,i-1} = \lambda_r + \lambda_p,$$

где  $\lambda_r = \sigma_r \cdot j_e$ ,  $\sigma_r$  - сечение рекомбинации,  $\lambda_p = \sigma_p \cdot N_0 \cdot \langle V_i \rangle$ ,  $\sigma_p$  - сечение перезарядки,  $N_0$  - концентрация атомов на которых идет перезарядка,  $\langle V_i \rangle$  - средняя скорость налетающих ионов:

$$\langle V_i \rangle = \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi M}},$$

где  $kT_i$  - температура ионов с зарядом  $Z$  и массой  $M$ ,

$\left(\frac{dN_{i,i,Z}}{dt}\right)^{\text{radesc}}$  - скорость диффузионного ухода ионов из ловушки в радиальном направлении. Аксиальный уход ионов не учитывается.

Изменение величины энергии ионов вследствие процессов ионизации, рекомбинации, перезарядки, нагрева их электронами, обмена энергией с другими ионами, ухода ионов из ловушки описываются системой, состоящей из уравнений типа:

$$\frac{d(N_i kT_i)}{dt} = N_{i-1} kT_{i-1} \lambda_{i-1,i} - N_i kT_i (\lambda_{i,i+1} + \lambda_{i,i-1}) + N_{i+1} kT_{i+1} \lambda_{i+1,i} + \left[\frac{d(N_i kT_i)}{dt}\right]^{\text{heating}} + \sum_j \left[\frac{d(N_i kT_i)}{dt}\right]^{\text{exchange}} - \left[\frac{d(N_i kT_i)}{dt}\right]^{\text{radesc}}, \quad (2)$$

где  $\left[\frac{d(N_i kT_i)}{dt}\right]^{\text{heating}}$  - учитывает скорость изменения величины  $N_i kT_i$  вследствие нагрева ионов электронами

$\sum_j \left[\frac{d(N_i kT_i)}{dt}\right]^{\text{exchange}}$  - учитывает скорость изменения величины  $N_i kT_i$  вследствие обмена энергией с другими ионами

$\left[\frac{d(N_i kT_i)}{dt}\right]^{\text{radesc}}$  - учитывает скорость изменения величины  $N_i kT_i$  вследствие диффузионного ухода ионов из ловушки

Программа позволяет определять зависимость ионного тока на выходе источника, зарядового состава ионов, энергии ионов и степени компенсации электронного пучка ионами о времени ионизации.

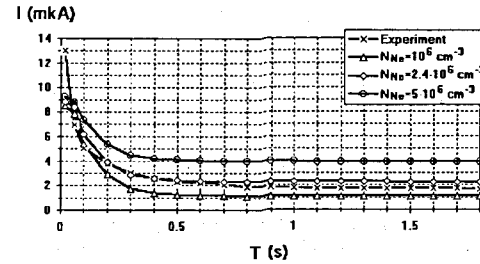


Рис. 10

Экспериментальная зависимость суммарного ионного тока на выходе Крион-С от времени ионизации и расчетные зависимости, полученные при  $j_e = 1.77 \cdot 10^{21} \text{ 1/(см}^2 \cdot \text{с)}$ ,  $U_e = 7 \cdot 10^3 \text{ eV}$ ,  $n_e = 0.015$ ,  $B = 1.2 \text{ T}$ ,  $V_{gr} = V_b$ ,  $N_{K(0)} = 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{Ne} = 10^6, 2.4 \cdot 10^6, 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ . Длительность ионного импульса  $t_i = 100 \text{ мкс}$ .

хорошо совпадают с экспериментальными результатами, полученными на источнике "Крион-С", при работе на линейном ускорителе ЛУ-20.

Результаты расчетов для выходного ионного тока и данные эксперимента представлены на Рис. 10. В результате расчетов также

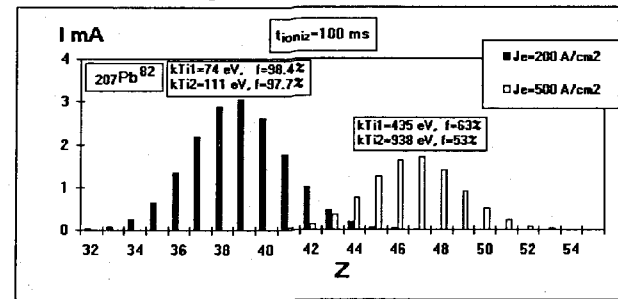


Рис. 11

предоставляется информация о спектральной концентрации ионов в электронном пучке, степени компенсации пучка и средних значения ионных температур. Таким образом, созданная модель позволяет

рассчитать выходные параметры EBIS по выбранному параметрам ионной ловушки (электронный ток, энергия электронов, величина магнитного поля, концентрация и состав остаточного газа).

Результаты сравнения экспериментальных данных с расчетными показали, что концентрация охлаждающего газа, соответствующая

давлению при температуре жидкого гелия ( $N_{\text{Ne}}(0)=2.4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ ), является достаточной для эффективного охлаждения ионов Кг. Увеличение концентрации Ne ведет к увеличению выходного ионного тока, но рост концентрации Ne ограничен сверху процессами перезарядки ионов Кг на атомах Ne, поэтому максимальное значение концентрации не должно превышать величину  $10^7 \text{ см}^{-3}$ . По этой причине, высокой степени компенсации электронного пучка можно достичь только на начальном этапе ионизации, когда влияние процессов нагрева ионов электронами мало.

В соответствии с данной моделью были проведены расчеты процессов ионизации свинца при параметрах электронного пучка близких к предельным (энергия 10 кВ, ток 10 А). Результаты расчета, для случая работы источника в импульсном режиме при короткой длительности электронного импульса (100 нс) и длительности выходного ионного импульса 10 мкс, приведены на Рис. 11.

Результаты указывают на возможность работы источника с ионным током на выходе до нескольких мА, при среднем заряде ионов, зависящим от плотности электронного тока.

**В заключении** диссертации представлена краткая сводка основных результатов проведенных исследований.

1. Предложен, разработан и испытан импульсный  $\text{CO}_2$  - лазер для лазерного источника многозарядных ионов с импульсной мощностью до 40 МВт, расходимостью излучения  $5 \cdot 10^{-4}$  рад и частотой следования импульсов до 1 Гц. Параметры созданного лазера превышают параметры лазера, используемого в составе действующего лазерного источника ЛВЭ, по мощности в 4 раза, по расходимости в 6 раз. Впервые, для накачки  $\text{CO}_2$  - лазера использован двухканальный импульсный модулятор с тиратронным коммутатором, системой умножения напряжения в LC-генераторе и двухконтурной схемой сжатия мощности.

2. Разработаны, созданы и исследованы:

- а) Численная модель возбуждения активной среды импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера. Основные результаты расчетов по которой позволили выбрать оптимальный режим накачки лазера.
- б) Импульсный модулятор для накачки лазера, имеющий 2 выходных канала, каждый из которых позволяет фомировать на нелинейной низкоомной нагрузке импульсы мощностью до 100 МВт, при длительности импульса 1 мкс и частоте следования импульсов до 1 Гц.
- в) Лазерные головки с увеличенным рабочим объемом, системой ультрафиолетовой предыонизации рабочей смеси, системой поперечной прокачки рабочей смеси и системами юстировки зеркал резонатора.
- г) Конфокальный неустойчивый резонатор для получения режима одноמודовой генерации лазера.

3. Исследована схема фокусировки излучения на мишени при помощи оптической системы состоящей из сферических зеркал. Получена

плотность потока на мишени  $5 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ , что в 5 раз выше, чем достигнутая ранее. При этой плотности потока измерены коллекторные сигналы и спектры ионов вольфрама в лазерной плазме. Полученные результаты указывают на увеличение электронной температуры плазмы минимум в 1.3 раза.

4. В результате проведенных исследований предложена система фокусировки лазерного излучения, которая использует параболическое фокусирующее зеркало и позволяет получать плотность потока излучения лазера на мишени выше  $10^{11} \text{ Вт/см}^2$ .

5. Для исследований процессов в электронно-лучевом источнике создана численная модель процессов ионизации в источнике, учитывающая баланс основных процессов в ионной ловушке: ионизацию электронным ударом, рекомбинацию, перезарядку ионов на нейтралах, нагрев ионов электронами, обмен энергией между ионами в упругих столкновениях и уход ионов из ловушки. Модель позволяет объяснять экспериментальные результаты, давать рекомендации по созданию электронно-лучевых источников с параметрами удовлетворяющими требованиям современных синхротронов.

6. Впервые, при помощи численной модели, исследованы процессы накопления ионов криптона в ловушке электронно-лучевого источника, проведено сравнение данных расчета с экспериментальными данными, полученными в процессе работы источника "Крион-С" на линейном ускорителе ЛУ-20. Наблюдается хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных.

7. Впервые проведены модельные расчеты процессов накопления ионов свинца в ловушке источника при параметрах электронного пучка близких к предельным: энергии 10 кВ, токе 10 А, длительности импульса 100 нс и плотностях тока 200 и 500 А/см<sup>2</sup>. Показана возможность работы источника с ионным током на выходе 1-3 мА при среднем заряде ионов свинца на выходе источника  $Z=39$  (плотность тока  $j=200 \text{ А/см}^2$ ) и  $Z=47$  ( $j=500 \text{ А/см}^2$ ) и длительности выходного импульса 10 мкс, что удовлетворяет требованиям современных синхротронов с коротким временем инжекции.

Работы, положенные в основу диссертации:

1. Л.П. Зиновьев, И.Б. Иссинский, И.В.Калагин, В.А. Мончинский и др., Синхрофазотрон ОИЯИ, Работа и совершенствование, ОИЯИ, 9-87-364, Дубна, 1986.
2. И.В.Калагин, В.А. Мончинский, Э.Х. Салимов, Импульсный ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазер для лазерного источника многозарядных ионов, ОИЯИ, Р9-92-37, Дубна, 1992.
3. A.I. Govorov, I.V. Kalagin, V.A. Monchinsky, V.V. Seleznev, The laser ion source of the Synchrotron and the Nuclotron in Dubna, Proceedings of the 17th International Linac Conference, Tsukuba, Japan, VI. p. 372, 1994.

4. V.P. Osyannikov, A.D. Kovalenko, O.K. Kultashev, I.V. Kalagin, Yu. I. Romanov, The EBIS "Krypton - S" performance in LHE, Proceedings of the ICIS'95 Conference, Rev. Sci. Inst. V.67, N3, p. 1161, 1996.
5. V.P. Osyannikov, I.V. Kalagin, I.I. Golenitsky, O.K. Kultashev, PPM - FOCUSING SUPER EBIT, Proceedings of the ICIS'95 Conference, Rev. Sci. Inst. V.67, N3, p. 989, 1996.
6. I.V. Kalagin, V.P. Osyannikov, Numerical simulation of ion production processes in EBIS, JINR, E9-96-128, Dubna, 1996.

#### Цитированная литература

- 
- <sup>1</sup> Design study of the Large Hadron Collider (LHC), CERN 91-03, 1991
  - <sup>2</sup> M. Bourgeois, G. Hall, H. Haseroth, S. Kandashev, H. Kugler et al., Laser Ion Source Development for Heavy Ions, in Proc. of the 1996 Int. Linac Conf., CERN, Geneva, Switzerland, 1996
  - <sup>3</sup> V. Dubenko, B. Sharkov, A. Golubev, A. Shumshurov et. al., GSI Report, GSI-95-02, 1995
  - <sup>4</sup> К.Н. Макаров, Ю.А. Сатов, А.П. Стрельцов и др. ЖТЭФ, 106 (12), 1649, 1994
  - <sup>5</sup> В. Витгеман, СО<sub>2</sub>- лазер, М. "Мир", 1990
  - <sup>6</sup> Е.Д. Донец и др., ОИЯИ, Р7-4124, Дубна, 1968
  - <sup>7</sup> Е.Д. Донец, Г.Д. Ширков, Авторское свидетельство СССР N1225420. Бюлл. ОИПОТЗ, N44, 1989
  - <sup>8</sup> Г.Д. Ширков, ОИЯИ, Р9-89-600, Дубна, 1989
  - <sup>9</sup> R. Becker in Proc. of the 2-nd EBIS Workshop, Saclay- Orsay, 185, 1981
  - <sup>10</sup> В.М. Penetraite et al. Phys. Rev., A43, 4861, 1991
  - <sup>11</sup> И.В. Калагин, В.П. Овсянников, Е9-96-128, Дубна, 1996

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 декабря 1996 года.