

УДК 537.534.2

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В КАЧЕСТВЕ ИСТОЧНИКА МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ДЛЯ ЦИКЛОТРОНОВ

*Ю. А. Бьковский, В. П. Гусев, Ю. П. Козырев, И. В. Колесов,
В. Б. Кутнер, А. С. Пасюк, В. Д. Пекленков, С. Г. Стеценко,
К. Г. Суворов, С. Б. Томилов, Д. А. Узенко, В. С. Алейников,
Ю. Ф. Бондаренко*

Представлены результаты ускорения ионов на циклотроне У-200 из лазерного источника с расположением нормали к поверхности мишени под углом $\sim 45^\circ$ к силовым линиям магнитного поля. Рассмотрены результаты, полученные при разработке лазерного источника ионов для циклотронов с распространением плазмы вдоль силовых линий магнитного поля циклотрона. Исследованы особенности экстракции ионов из лазерной плазмы в условиях В, влияние продольного В на зарядовый спектр лазерной плазмы, пространственные и количественные характеристики ионного компонента плазмы. При применении в качестве источника излучения CO_2 лазера проведено ускорение Ti_{48}^{3+} , Cr_{24}^{3+} , а в случае использования лазера ИТИ-4 получены пучки ускоренных ионов C_{12}^{3+} и Li_7^{2+} со средним током 50 и 100 нА соответственно. Обсуждаются пути дальнейшей оптимизации лазерного источника для циклотронов.

Одной из актуальных задач современной ускорительной техники является создание высокоэффективных источников многозарядных ионов (МЗИ). Весьма перспективными выглядят возможности использования в качестве такого источника плазмы, создаваемой лазером. Так, например, в работе [1] сообщается о получении при плотности потока излучения CO_2 лазера $\Phi = 10^{13} \div 10^{15}$ Вт/см² интенсивных потоков ионов с кратностью ионизации $Z > 34$ для элементов с атомным номером $Z_a \sim 40$. Такие высокие зарядности невозможно получать в традиционных источниках ионов (дуговой, дуоплазмотрон и т. п.), которые в основном используются в настоящее время на ускорителях. Реализация лазерного источника МЗИ на синхрофазотроне ОИЯИ позволила впервые ускорить до релятивистских энергий ядра углерода [2], а в результате дальнейшей оптимизации источника ускорить также до релятивистских энергий ионы ${}^7\text{Li}^{3+}$, ${}^6\text{Li}^{3+}$, ${}^{24}\text{Mg}^{12+}$ с интенсивностью $10^9 - 5 \cdot 10^{10}$ ядер/импульс и осуществить на этих пучках ядерно-физические эксперименты [3]. Источники такого типа также с успехом могут быть применены на ускорителях типа Ван-де-Граафа для ускорения тяжелых ионов, поскольку отпадает необходимость иметь мощный источник питания на высоком потенциале. Весьма перспективным представляется также использование лазерной плазмы в качестве источника МЗИ для малых циклотронов, которые наиболее широко используются в ядерной физике низких энергий. Использование на подобных циклотронах лазерных источников значительно расширит набор ускоряемых частиц. Однако в этом случае необходимо учесть, что образование и разлет лазерной плазмы происходит в условиях магнитного поля циклотрона, которое существенно влияет на характеристики ионной эмиссии лазерной плазмы. Целью настоящей работы и явилось изучение особенностей использования лазерной плазмы в качестве источника МЗИ для циклотронов.

1. Источник с транспортировкой плазмы поперек силовых линий магнитного поля

1. Исследования лазерной плазмы в поперечном магнитном поле (нормаль к поверхности мишени перпендикулярна магнитным силовым линиям) [4, 5] позволили впервые осуществить ускорение МЗИ, полученных в лазерном источнике, на циклотроне У-200 ЛЯР ОИЯИ [6]. По сравнению со стеновым источником [4, 5] из-за ограничений по габариту источника в циклотроне в данных экспериментах мишень была смещена относительно эмиссионной щели в сторону одного из полюсов циклотрона на 1.5 см. Нормаль к поверхности мишени в точке фокусировки лазерного луча составляла 45° относительно направления силовых линий магнитного поля циклотрона ~ 2 Тл. Экспериментальные результаты испытаний этого источника на циклотроне У-200 представлены на рис. 1. Ускорялись ионы с отношением $A/Z=4$, где A — атомный вес материала мишени. В источнике использовался CO_2 лазер «Ксенон» [7], позволявший получать плотность потока лазерного излучения на поверхности мишени $\Phi \sim 10^9$ Вт/см 2 при полной энергии в лазерном импульсе ≈ 2 Дж и чистоте следования импульсов 1 Гц. Форма лазерного импульса была типичной для CO_2 лазера высокого давления: гигантский импульс, имеющий длительность ≈ 200 нс, содержал приблизительно 30 % от полной энергии излучения. Длительность «хвоста» составляла 2—3 мкс. Измерение характеристик ускоряемого ионного пучка производилось с помощью пробников, а идентификация ускоряемых ионов производилась трековыми детекторами, которые устанавливались на внутренних радиусах циклотрона.

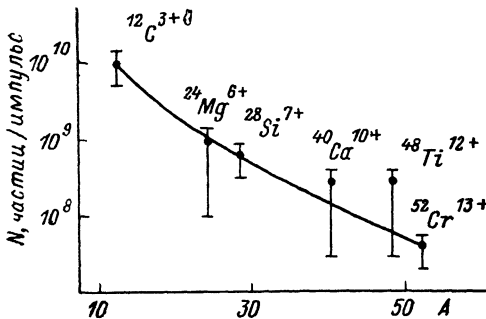


Рис. 1. Количество ионов, ускоряемых на циклотроне У-200 за один импульс генерации CO_2 лазера. Ввод плазмы осуществляется под углом 45° к силовым линиям B; $\Phi \sim 10^9$ Вт/см 2 .

Эксперимент показал (рис. 1), что даже при сравнительно невысокой плотности потока лазерного излучения $\Phi \sim 10^9$ Вт/см 2 и $\lambda=10.6$ мкм (λ — длина волны лазерного излучения) в лазерном источнике ионов удается получать ионы с кратностью ионизации выше, чем в традиционном дуговом источнике. Так, реализация лазерного источника МЗИ на циклотроне У-200 с вышеуказанными параметрами позволила расширить диапазон ускоряемых ионов с $A/Z=4$ по сравнению с дуговым источником от $^{20}\text{Ne}^{5+}$ [8] до $^{52}\text{Cr}^{13+}$. Длительность импульса ускоренных ионов на полувысоте составляла 1—10 мкс. С увеличением кратности ионизации ионов длительность импульса уменьшалась.

При общем количестве ионов 10^{15} — 10^{16} , получаемых в источнике за один импульс лазера, из источника извлекалось $\sim 10^{13}$ ионов. Это в основном связано с уходом ионов из плазменного сгустка вдоль магнитного поля при его движении от мишени к эмиссионной щели поперек магнитного поля циклотрона. Зарядовый состав ионов, уходящих вдоль поля, до сих пор не исследован, и отсутствие этих сведений не позволяет в настоящее время однозначно сказать о влиянии этого процесса на эффективность ввода МЗИ лазерной плазмы в режим ускорения. Можно лишь предполагать, что из-за большего угла разлета наиболее интенсивный уход вдоль магнитного поля будет наблюдаться для низкзарядных ионов [9] и вследствие этого данный процесс может и не повлиять на эффективность использования МЗИ лазерной плазмы для задач ускорения. Вместе с тем для ряда ядерно-физических экспериментов, в которых используются ионы, получаемые из редких или дорогостоящих материалов, такой способ транспортировки ионов, сопровождающийся потерями из-за ухода ионов вдоль магнитного поля, является малоприменимым. При этом на передний план выдвигается экономичность источника. В этой связи более перспективным представляется вариант источника, в котором транспортировка плазмы от мишени до эмиссионной щели осуществляется вдоль магнитного поля циклотрона (рис. 2).

1292

2. Источник с транспортировкой плазмы вдоль силовых линий магнитного поля

1. Проведенные авторами экспериментальные исследования [10] влияния продольного магнитного поля на характеристики ионной эмиссии лазерной плазмы показали следующее.

Магнитное поле, близкое по величине к полям в циклотронах (~ 2 Тл), формирует одномерный разлет плазменного сгустка.

Несмотря на значительное увеличение электронной плотности, связанное с одномерным расширением сгустка, рекомбинационные потери ионов не возрастают; более того, при наложении продольного магнитного поля увеличивается как общее количество, так и относительное содержание высокозарядных ионов.

Таким образом, было показано, что продольное магнитное поле позволяет с минимальными потерями произвести транспортировку ионов на значительные расстояния от мишени.

2. Основываясь на полученных результатах, был разработан макет продольного варианта лазерного источника ионов с транспортировкой плазмы от места образования до экстракции вдоль магнитных силовых линий. Изучение характеристик источника проводилось на стенде ионных источников ЛЯР ОИЯИ [11] с помощью методик, описанных в работах [10, 12]. Образование, разлет сгустка и анализ характеристик лазерной плазмы происходили в одном и том же однородном магнитном поле. Поскольку аналитическая аппаратура стенда ионных источников предназначена для испытаний источников, работающих в квазинепрерывном режиме, и имеет сравнительно высокий порог чувствительности, то вследствие этого в качестве источника излучения был выбран лазер ЛТИПЧ-У, который работал с частотой 25 Гц и позволял получать достаточно высокую среднюю интенсивность ионных токов различной зарядности, превышающую порог чувствительности аналитической аппаратуры. Длительность лазерного импульса ≈ 12 нс, площадь пятна фокусировки $\sim 10^{-3}$ см². В качестве мишеней использовались LiF, BN, C, Al, Si, Ti, Co, Cu, Mo, Ta, Bi. Размер эмиссионной щели источника 3.5×22.5 мм. Напряжение на экстракторе -4 , который устанавливался на расстоянии 3–5 мм от источника, могло меняться до 20 кВ. Максимальная величина магнитного поля 0.5 Тл. Нормаль к поверхности мишени лазерного излучения в точке фокусировки на поверхности мишени проходила на расстоянии 1–2 мм от плоскости эмиссионной щели. Для контроля плазмообразования и определения эффективности отбора ионов из плазмы над эмиссионной щелью был установлен коллектор.

3. Эксперимент показал, что наибольшая величина интегрального ионного тока I_{Σ} на выходе из источника достигается на легких элементах. Так, например, при $U=15$ кВ, $L=3.5$ см и $\Phi=5 \cdot 10^9$ Вт/см² величина I_{Σ} для мишени из С составляла ~ 0.5 А, а для Bi ~ 0.05 А. Длительность ионного тока монотонно возрастала с увеличением атомного веса материала мишени и для использованных мишеней составила 1–10 мкс. Зависимость I_{Σ} от U для всех мишеней была приблизительно пропорциональна U^k , где $K=1 \div 1.5$ для $\Phi=(0.7 \div 5) \cdot 10^9$ Вт/см². С падением Φ величина K имеет тенденцию уменьшаться. Это, по-видимому, говорит о том, что при максимальных плотностях мощности лазерного излучения концентрация ионов в лазерной плазме достаточно высока и максимальная величина ионного тока из источника приближается к известному закону

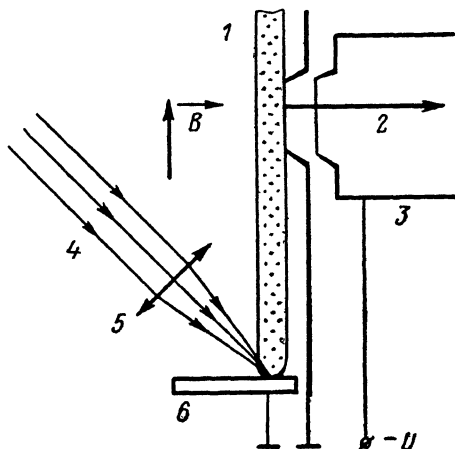


Рис. 2. Принципиальная схема лазерного источника многозарядных ионов с вводом плазмы вдоль силовых линий B .

1 — плазма, 2 — ионы, 3 — экстрактор, 4 — лазерный луч, 5 — линза, 6 — мишень.

«3/2». С уменьшением Φ количество ионов в плазме и плотность плазмы падает и, как следствие этого, имеет место более слабая зависимость I_x от U .

4. В эксперименте исследовалась зависимость количества ионного заряда Q_v , извлекаемого из источника (или количества извлекаемых ионов) за один импульс лазера, от атомного веса материала мишени, от величины магнитного поля и ряда других параметров.

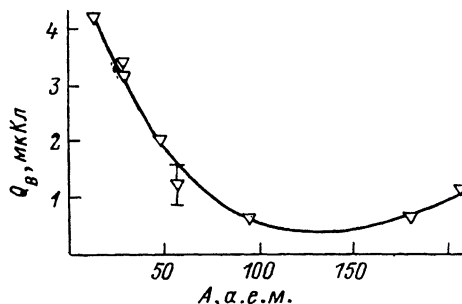


Рис. 3. Зависимость извлекаемого из источника количества ионного заряда Q_v за один импульс лазера от атомного веса материала мишени A ; $\Phi=4 \cdot 10^9$ Вт/см², $\lambda=1.06$ мкм, $L=3$ см, $B=0.5$ Тл; $U=15$ кВ, размер щели 3.5×22.5 мм.

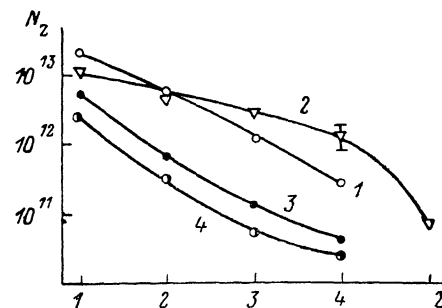


Рис. 4. Зависимость количества ионов N_2 на выходе источника от кратности ионизации Z для C (1), Si (2), Ta (3), Bi (4). $\Phi=5 \cdot 10^9$ Вт/см², $\lambda=1.06$ мкм, $L=4$ см, $B=0.5$ Тл, частота работы лазера 25 Гц.

На рис. 3 приведены результаты эксперимента по экстракции ионов из плазменного факела, разлетающегося вдоль магнитного поля. Как видно, зависимость Q_v от атомного веса материала мишени A в отличие от зависимости полного ионного заряда в плазменном ступке от $A=10$ имеет немонотонный характер. Так, если при увеличении атомного веса материала мишени от $A=12$ (C) до $A=96$ (Mo) имеет место уменьшение общего количества ионного заряда, извлекаемого из источника, то при дальнейшем увеличении A наблюдается некоторое увеличение Q_v . Это, по-видимому, является следствием увеличения времени экстракции ионов из плазмы или длительности импульса ионов, которое, как было найдено в эксперименте, увеличивается с увеличением A . Следует подчеркнуть, что для всех без исключения мишеней, величин магнитных полей и расстояний от мишени до эмиссионной щели, которые использовались в данном эксперименте, интегральная длительность импульса ионов на выходе из источника

Рис. 5. Зависимость количества ионов N_2 на выходе источника от кратности ионизации Z для $\Phi=1.2 \cdot 10^8$ (1), $11 \cdot 10^8$ (2), $44 \cdot 10^8$ Вт/см² (3); $\lambda=1.06$ мкм, $L=6.6$ см, $B=0.4$ Тл, частота работы лазера 25 Гц.

является вполне достаточным для использования ионного компонента лазерной плазмы для задач ускорения.

При изучении зависимости $Q_v(U, \Phi)$ при фиксированных L и B было установлено, что Q_v растет с увеличением U и Φ . Эксперимент показал, что при максимальной величине вытягивающего напряжения $U=20$ кВ из источника извлекается не более нескольких процентов от общего числа ионов в плазме. Это объясняется рядом причин. Во-первых, максимальный диаметр плазменного столба в магнитных полях ~ 0.1 Тл значительно превосходит размер эмиссионной щели в данном направлении. Это было подтверждено экспериментом, где было найдено, что при фиксированных величинах A, Φ, U увеличение магнитного поля ведет к увеличению Q_v . Во-вторых, малое количество извлекаемых

из источника ионов является следствием как сравнительно невысокой величины вытягивающего напряжения (~ 20 кВ), так и малого времени прохождения ионов области эмиссионной щели. Последнее было подтверждено экспериментально; при фиксированных A , Φ , U , B с увеличением L (что равносильно с увеличением длительности импульса ионов τ , поскольку $\tau \sim L$) наблюдается рост $Q_{\text{в}}$.

5. При анализе количества ионов N_Z , получаемых на выходе из источника, было установлено (рис. 4): 1) N_Z монотонно уменьшается с увеличением Z , 2) количество ионов с максимальной кратностью ионизации составляло 10^{11} — 10^{13} части/с при частоте работы лазера 25 Гц и $\Phi=4 \cdot 10^9$ Вт/см². При ослаблении плотности мощности лазерного излучения интенсивность ионного пучка как вышних, так и низших зарядностей на выходе из источника уменьшается (рис. 5).

6. Таким образом, продольное магнитное поле улучшает определенные характеристики лазерной плазмы, важные с точки зрения использования ее в качестве источника МЗИ для ускорителей, т. е. увеличивается максимальная кратность ионизации и количество МЗИ легких элементов. Количества ионов легких элементов, получаемых на выходе источника ионов, достаточно высоки для обеспечения требуемых интенсивностей на циклотронах.

3. Испытания продольного варианта лазерного источника МЗИ на У-200

Исследования влияния продольного магнитного поля на характеристики плазменного факела и ионной эмиссии лазерной плазмы позволили разработать и впервые реализовать лазерный источник МЗИ с разлетом плазмы вдоль магнитного поля на циклотроне У-200 ЛЯР ОИЯИ и провести изучение его характеристик.

1. В работе использовались серийный лазер ЛТИПЧ-4, частота работы которого достигала 25 Гц, и СО₂ лазер «Ксенон» (см. п. 1.1). Излучение лазера вводилось в камеру циклотрона через вертикальный канал в полюсе электромагнита и с помощью плоского зеркала и линзы фокусировалось на поверхность мишени, которая была смещена относительно эмиссионной щели (медианной плоскости), в сторону одного из полюсов магнита. Максимальная плотность потока лазерного излучения на поверхности мишени составляла $\Phi \approx 2 \cdot 10^9$ и $\approx 10^9$ Вт/см² соответственно и варьировалась с помощью калиброванных фильтров. Угол падения лазерного излучения на мишень был равен 45°. Размер эмиссионной щели источника составлял 4×8 мм. Для контроля интегральных характеристик плазмы, разлетающейся вдоль магнитного поля, над эмиссионной щелью был установлен коллектор, с помощью которого также оценивалась эффективность отбора ионов из плазмы при ее движении мимо эмиссионной щели. Для повышения ресурса работы источник был снабжен специальным механизмом, позволяющим проводить сканирование лазерного излучения по поверхности мишени. В качестве материала мишени использовались Li, C, Ti, Cr, Fe, для которых при вышеуказанных Φ возможно получение ионов с $A/Z=3.5$ и 4, что позволяло ускорять эти ионы на У-200 до энергии, превышающей кулоновский барьер [8]. Величина магнитного поля циклотрона варьировалась от 1.8 до 2 Тл. Измерение характеристик ускоряемого ионного пучка на внутренних радиусах циклотрона проводилось с помощью методик и аппаратуры, описанных в п. 1.1.

2. Наиболее перспективным с точки зрения получения МЗИ является использование длинноволновых лазеров на СО₂. Эксперимент показал, что, так же как и в случае инжекции плазмы поперек магнитного поля, при сравнительно невысокой величине $\Phi \sim 10^9$ Вт/см² данный источник позволяет получать и ускорять ионы $^{12}\text{C}^{3+}$, $^{48}\text{Ti}^{12+}$, $^{52}\text{Cr}^{13+}$, $^{56}\text{Fe}^{12+}$. Средняя интенсивность ускоряемых ионных пучков на внутренних радиусах циклотрона при вышеуказанных Φ приблизительно составила $4.5 \cdot 10^9$, $1 \cdot 10^8$, $6 \cdot 10^7$ и 10^7 частиц за импульс лазера соответственно. Длительность импульса ускоряемых ионов по основанию составляла 1—3 мкс и уменьшалась с увеличением заряда ионов. Это является вполне естественным, поскольку с увеличением заряда ионов их

энергетический спектр сдвигается в сторону больших энергий [9] и, как следствие, уменьшается длительность импульса ионов в области эмиссионной щели которая устанавливалась на расстоянии 2 см от поверхности мишени (вдоль поля). При максимальной величине Φ общее количество ионов, образуемых в лазером источнике, составляло $\sim 10^{15} \div 10^{16}$ частиц/импульс, в то время как из источника в соответствии с законом «3/2» извлекается $\sim 10^{12}$ ионов. Такая низкая эффективность отбора ионов из плазмы объясняется прежде всего короткой длительностью импульса ионов лазерной плазмы в области эмиссионной щели (~ 1 нкс).

Интенсивность ускоряемого ионного пучка зависела от Φ , причем было выявлено некоторое отличие характера этой зависимости для ионов $^{12}\text{C}^{3+}$ и $^{48}\text{Ti}^{12+}$, на которых проводились исследования (рис. 6). Если для ионов $^{48}\text{Ti}^{12+}$ интенсивность ускоренного пучка монотонно росла с увеличением Φ , то для ионов $^{12}\text{C}^{3+}$ имеется максимум по интенсивности в исследованном диапазоне Φ . Такая

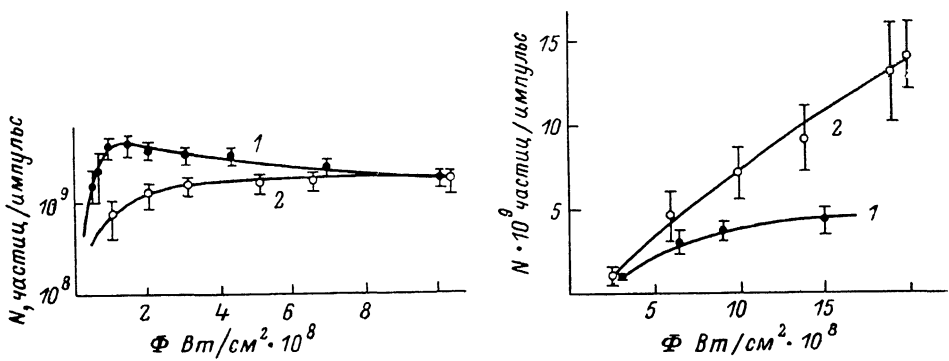


Рис. 6. Зависимость количества ускоряемых за один импульс лазера ионов N от плотности потока излучения Φ .

$\lambda = 10.6$ мкм. 1 — $^{12}\text{C}^{3+}$, $l = 0$; 2 — $^{48}\text{Ti}^{12+}$, $l = 0.5$ см.

Рис. 7. Зависимость количества ускоряемых за один импульс лазера ионов N от плотности потока излучения Φ . $\lambda = 1.06$ мкм, $l = 0$, $^{12}\text{C}^{3+}$ (1), $^7\text{Li}^{2+}$ (2).

зависимость может быть следствием как увеличения энергии разлета ионов и вследствие этого уменьшения длительности импульса ионов в области эмиссионной щели, так и перераспределения процентного состава МЗИ в сторону более высоких зарядностей ($Z > 3$). Наличие высокой концентрации ионов в плазме подтверждается результатами, приведенными на рис. 6, когда ось плазменного столба была сдвинута относительно плоскости эмиссионной щели на расстояние $l \approx 5$ мм. Как видно из сравнения кривых 1 и 2 рис. 6, при максимальных величинах Φ интенсивность ускоренного пучка изменяется достаточно слабо, хотя плотность лазерной плазмы в области эмиссионной щели в этом случае падает более чем на порядок.

Весьма перспективными для получения ионов легких элементов в лазерном источнике МЗИ является применение промышленного лазера ЛТИПЧ-4, частота работы которого соответствует характерной частоте работы циклотронов. Несмотря на то, что из-за более короткой длины волны лазерного излучения по сравнению с лазером на CO_2 максимальная температура плазменного факела в этом случае составляет всего лишь ≈ 10 эВ, тем не менее, как показали наши исследования, в этом случае в лазерном источнике ионов возможно получить ионы легких элементов (Li, B, C), с требуемым отношением A/Z для циклотрона У-200 и в достаточном количестве. На рис. 7 приведены результаты испытаний источника с лазером ЛТИПЧ-4 на циклотроне У-200 на легких элементах. Максимальная энергия лазерного излучения, фокусируемого на поверхность мишени, составляла 40 мДж. Из рис. 7 видно, что с увеличением Φ количество ускоряемых ионов возрастает. Длительность импульса ускоренных ионов зависит от Φ и по основанию составила 0.5—3 нкс для $^7\text{Li}^{2+}$ и 2—5 нкс для $^{12}\text{C}^{3+}$. Хотя энергия лазерного излучения в данном случае составляла всего лишь 40 мДж (полная энергия излучения лазера «Ксенон» 2 Дж), тем не менее плот-

ность плазмы в области эмиссионной щели была достаточно высока и извлекаемый ионный ток из источника ограничивался известным законом «3/2». Это одна из причин того, что из источника извлекалось не более 1 % от общего числа получаемых ионов.

При частоте работы источника 25 Гц величина среднего ускоренного ионного тока составила ~ 100 нА для ${}^7\text{Li}^{2+}$ и ~ 50 нА для ${}^{12}\text{C}^{3+}$.

3. Таким образом, проведенные физические исследования показали принципиальную возможность создания высокоэффективного лазерного источника МЗИ с разлетом плазмы вдоль магнитного поля. Показано, что наличие значительной составляющей по скорости ионов плазмы вдоль магнитного поля $\sim 10^7$ см/с не является препятствием для реализации такого источника. Захват ионов в режим ускорения и само ускорение происходили достаточно стабильно. Разброс параметров ускоряемого ионного сгустка не превышал 30 % от импульса к импульсу лазера. Впервые были ускорены полученные из лазерного источника ионы ${}^7\text{Li}^{2+}$, что позволило провести физический эксперимент. С помощью пучка ионов была проведена калибровка пластиковых детекторов.

4. Перспективы развития лазерного источника МЗИ для циклотронов

Таким образом, проведенные физические исследования показали перспективность использования лазерной плазмы в качестве источника МЗИ для циклотронов. Кратность ионизации МЗИ в лазерной плазме значительно выше, чем в дуговых источниках. Однако полученные в настоящее время данные пока не позволяют выбрать наиболее оптимальный вариант лазерного источника МЗИ для циклотронов. Длительность импульса ускоряемых ионов как в продольном, так и поперечном вариантах инжекции плазмы приблизительно одинакова и составляет 1—10 мкс. В варианте с инжекцией плазмы поперек поля интенсивность в отдельных импульсах была выше, чем в варианте с инжекцией вдоль поля. Разброс по интенсивности ускоряемых ионов от импульса к импульсу в последнем варианте был значительно меньше, и, как следствие, средняя интенсивность у этого варианта была выше приблизительно в 1.5 раза.

Дальнейшее направление работ по оптимизации характеристик лазерного источника ионов для циклотронов прежде всего должно быть связано с повышением интенсивности ускоряемых ионов. При экстраполяции полученных данных на частоту работы источника 100 Гц (характерная частота работы циклотронных источников) интенсивность ускоряемого ионного пучка на внутренних радиусах циклотрона составит 0.5—0.1 мкА в зависимости от заряда ионов. Возможность такой экстраполяции основывается прежде всего на существовании в настоящее время мощных, обладающих высокими эксплуатационными характеристиками, лазеров на CO_2 , частота следования импульсов которых составляет ~ 100 Гц (см., например, [13]).

Устранение вышеуказанных недостатков является ближайшей задачей на пути создания высокоэффективного лазерного источника МЗИ. Оценки показывают, что для практически полного извлечения МЗИ из плазмы требуются длительности ~ 100 мкс. Если учесть, что длительность импульса формируется в процессе их разлета за счет разброса ионов по энергиям, то увеличить τ в варианте с инжекцией плазмы вдоль поля можно путем увеличения времяпролетного расстояния, поскольку $\tau \sim L$ [9]. Это было подтверждено экспериментом на циклотроне У-200, когда уменьшение расстояния от мишени до эмиссионной щели в 2 раза приводило к уменьшению интенсивности ускоряемых ионов также приблизительно в 2 раза. Необходимо отметить, что для современных циклотронов, например У-400, межполюсной зазор позволяет приблизительно на порядок увеличить L . Еще более существенно L можно увеличить путем установки мишени в вертикальном канале полюса циклотрона. Однако в этом случае возникают некоторые трудности, связанные с фиксацией плазменного столба в области эмиссионной щели, а также с проводкой плазменного сгустка через магнитную «пробку», которая существует при переходе из канала в полюс циклотрона в межполюсной зазор. Вместе с тем в предварительных экспериментах было показано, что при взаимодействии лазерной плазмы с «магнитной проб-

кой» улучшаются ее определенные характеристики (например, увеличивается длительность импульса ионов). Данный способ увеличения τ требует дополнительных исследований. Увеличить τ также можно путем уменьшения скорости разлета ионов, например, с помощью локального понижения магнитного поля в области образования плазмы для варианта источника с разлетом плазмы вдоль поля и закороткой поляризаационных слоев [14] или деполаризацией плазменного сгустка [15] в поперечном варианте.

2. При анализе перспектив лазерного источника МЗИ необходимо учитывать прогресс в создании новой лазерной техники. Так, разрабатываемые в настоящее время серийные частотные CO_2 лазеры с атмосферным давлением смеси и поперечным разрядом позволяют достигать плотности потока $\sim 10^{11}$ Вт/см². Непременным условием достижения таких плотностей на мишени является режим генерации лазера на поперечной моде TEM_{00} . При частоте генерации лазера 100 Гц (характерная частота работы циклотронов) средняя мощность лазера составит не более 10 Вт, что позволяет использовать оптимальный вариант лазерного генератора с небольшими габаритами и весом. Поскольку длительность импульса такого лазера с безгелиевой смесью составляет обычно 20–30 нс и не содержит микросекундного хвоста с пониженной мощностью, то использование лазера с атмосферным давлением снижает беспелльный вынос материала мишени. Лазеры такого типа неоднократно описаны в литературе (см., например, [16, 17]).

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность академику Г. Н. Флерову и профессору Ю. Ц. Оганесяну за постоянное внимание к работе по созданию лазерного источника ионов, Н. И. Веникову за полезные дискуссии, К. И. Ковалю, А. А. Еропкину и П. А. Веселову за техническое содействие, М. С. Бирулеву за помощь в изготовлении методики регистрации, В. Г. Виноградову за большую помощь в экспериментах на циклотроне.

Литература

- [1] Велихов Е. П., Рютков В. Д. ВАНТ. Термоядерный синтез. М., 1985, № 1 (8), с. 3–29.
- [2] Ананьин О. Б., Балдин А. М., Безногих Ю. Д. и др. Квант. электр., 1977, т. 4, № 7, с. 1547–1549.
- [3] Безногих Ю. Д., Говоров А. И., Зиновьев Л. П. Препринт ОИЯИ, Р9–84–246. Дубна, 1984.
- [4] Ананьин О. Б., Быковский Ю. А., Гусев В. П. и др. ЖТФ, 1983, т. 53, № 1, с. 94–99.
- [5] Ананьин О. Б., Быковский Ю. А., Гусев В. П. и др. ЖТФ, 1982, т. 52, № 7, с. 1472–1474.
- [6] Ананьин О. Б., Быковский Ю. А., Гикал Б. Н. и др. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 5, с. 261–263.
- [7] Алейников В. С., Бондаренко Ю. Ф., Волков В. Н. и др. Квант. электр., 1981, т. 8, № 2, с. 381–383.
- [8] Гикал Б. Н., Гульбекян Г. Г., Козлов С. И., Оганесян Р. Ц. Препринт ОИЯИ, 9–83–311. Дубна, 1983.
- [9] Ананьин О. Б., Быковский Ю. А., Воробьев Е. Д. и др. Препринт ОИЯИ, Р7–73–68. Дубна, 1973.
- [10] Быковский Ю. А., Козырев Ю. П., Колесов И. В. и др. Физика плазмы, 1987, т. 13, № 10, с. 1240–1245.
- [11] Пасюк А. С., Го—Ци—Цень, Третьяков Ю. П. Препринт ОИЯИ, № 1523. Дубна, 1964.
- [12] Пасюк А. С., Третьяков Ю. П., Горбачев С. К. Атомная энергия, 1968, т. 24, № 1, с. 21–25.
- [13] Алейников В. С., Бондаренко Ю. Ф., Санферова Л. И., Циганков Ю. А. Электронная промышленность, 1981, № 5–6, с. 77–80.
- [14] Parsons C. R., Fellison G. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 3, p. 1631–1633.
- [15] Пасюк А. С., Оганесян Ю. Ц., Быковский Ю. А. и др. А. с. 908194 — Опубл. в Б. И., 1982, № 38.
- [16] Howells S., Cridland F. V. Opt. and Quant. Electronics, 1981, v. 13, p. 433–435.
- [17] Dyer P. E., Tait B. L., Appl. Phys. Lett., 1980, v. 37, N 4, p. 356–358.

Поступило в Редакцию
8 июля 1987 г.