

e
f

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1629/2-81

30/11-81

P9-80-832

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

ИССЛЕДОВАНИЕ
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ
В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Направлено в журнал "Физика плазмы"

1980

1. Результаты многочисленных исследований лазерной плазмы нашли применение в первых разработках источника многозарядных ионов /МЗИ/ для современных ускорителей. Так, например, в ЛВЭ ОИЯИ был реализован лазерный источник МЗИ для линейных ускорителей, с помощью которого было проведено ускорение ядер дейтерия, углерода и алюминия на линейном ускорителе ЛУ-20, а также ядер углерода на кольце синхрофазотрона ^{1/1}. Возможность использования лазерной плазмы в качестве источника ионов для циклотронов была экспериментально показана в работе ^{2/2}, которая имела в основном принципиальный характер, так как ни конструкция используемого циклотрона, ни частота имевшегося в то время типа лазера $\sim 10^{-2}$ Гц не позволили разработать лазерный источник МЗИ, пригодный для эксплуатационного режима.

Возможность разработки эксплуатационного варианта лазерного источника МЗИ для циклотронов в настоящее время связывается с успехами в создании мощных импульсных газовых CO_2 -лазеров, частота работы которых достигает ~ 100 Гц ^{3,4/}. Были проведены исследования спектра зарядностей ионного компонента лазерной плазмы, образующейся в вакууме /в отсутствие магнитного поля/ под воздействием излучения лазера на CO_2 . Экспериментальные работы с применением CO_2 -лазера / $\lambda = 10,6$ мкм/ и Nd-лазера / $\lambda = 1,06$ мкм/ показали, что для получения иона данной зарядности в плазме определяющим является параметр $\lambda^2 \Phi$, где λ - длина волны излучения лазера, а Φ - плотность мощности излучения на мишени. За счет того, что лазер на CO_2 имеет длину волны излучения в десять раз большую по сравнению с Nd-лазером, удалось получить ионы с высокими зарядностями и в достаточно больших количествах при сравнительно умеренной /по сравнению с Nd-лазером/ плотности мощности излучения на мишени. Так, при $\Phi = 4 \cdot 10^9$ Вт/см² были получены ионы C^{5+} , Al^{8+} ^{5/}, а при $\Phi \approx 10^{10}$ Вт/см² - ионы C^{6+} , Si^{12+} , V^{14+} , Cd^{14+} ^{6/}.

Однако помимо наличия такого лазера, как лазер на CO_2 с высокой частотой следования импульсов и мощностью, необходимой для получения ионов с заданной величиной A/Z_i / A - атомный вес иона, Z_i - кратность ионизации иона/, а также помимо получения данных по разлету плазмы в вакуум, для разработки эксплуатационного лазерного источника МЗИ для циклотронов необходимо провести такие исследования:

а/ изучение влияния магнитного поля на пространственные и временные характеристики плазмы, образованной излучением CO_2 -лазера;

б/ исследование зарядовых и временных характеристик ионного компонента лазерной плазмы в магнитном поле.

Данная работа посвящена изучению влияния поперечного магнитного поля на пространственные и временные характеристики лазерной плазмы.

2. Особенность взаимодействия лазерной плазмы с поперечным магнитным полем состоит в том, что плазменный сгусток проходит поперек магнитных силовых линий расстояния от мишени значительно большие, чем можно было бы ожидать исходя из известного уравнения баланса давлений магнитного поля и лазерной плазмы:

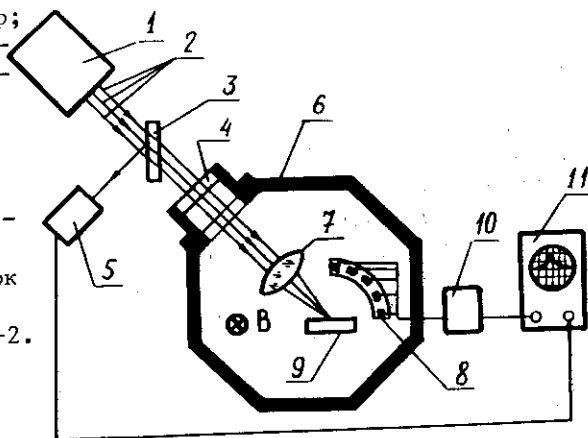
$$B^2/2\mu_0 \approx n_i m v^2/2, \quad /1/$$

где B - индукция магнитного поля; n_i - ионная плотность плазмы; m - масса атома материала мишени; v^2 - усредненный квадрат скорости ионов лазерной плазмы; μ_0 - магнитная проницаемость вакуума.

Проникновение плазмы сквозь область равенства давлений объясняется возникновением МГД или желобковой неустойчивости на границе плазмы в магнитном поле^{/7/}. Вполне естественным представляется использование этого эффекта для транспортировки ионного компонента лазерной плазмы от мишени к эмиссионной щели. Учитывая целый ряд факторов, касающихся условий экстракции и конструктивных особенностей современных циклотронов, а также основываясь на результатах работы^{/2/}, можно сказать, что перспективным представляется сейчас вариант лазерного источника, в котором магнитное поле для лазерной плазмы является поперечным. Ограниченных сведений^{/7/} по поведению лазерной плазмы от Rb-лазера $\lambda = 0,69$ мкм/ в поперечном магнитном поле, использованных в работе^{/2/}, в данном случае явно недостаточно: поскольку начальная плотность плазмы для CO_2 -лазера приблизительно на два порядка меньше, чем для лазеров на Rb и Nd, то поведение плазмы от лазера на CO_2 в поперечном магнитном поле, как видно из уравнения /1/, может отличаться самым существенным образом от поведения плазмы, образованной Rb- и Nd-лазерами.

3. Данная работа по изучению влияния поперечного магнитного поля на пространственные характеристики и кинетику ионного компонента лазерной плазмы проводилась на базе стенда ионных источников Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ^{/8/}. Схема экспериментальной установки изображена на рис.1. В работе использо-

Рис.1. 1 - CO₂-лазер; 2 - лазерный луч; 3 - светоделительная пластинка; 4 - входное окно; 5 - фотоспротивление; 6 - камера стенда ионных источников; 7 - линза; 8 - система зондов; 9 - мишень; 10 - блок питания зондов; 11 - осциллограф С8-2.



вався импульсный CO₂-лазер с поперечным разрядом. Лазерный импульс имел форму, типичную для CO₂-лазеров высокого давления: после гигантского импульса с длительностью на полувысоте ≈ 100 нс наблюдалось менее интенсивное излучение с временем затухания около 1 мкс. Гигантский импульс содержал приблизительно 30% от полной энергии излучения, которая была равна ≈ 4 Дж. Рабочий вакуум в камере составлял 10^{-5} мм рт.ст. Излучение фокусировалось на поверхность мишени, установленной в камере стенда ионных источников, с помощью линзы из NaCl. Плотность мощности сфокусированного лазерного излучения на мишени составляла $\Phi \approx 10^9$ Вт/см². В качестве материала мишеней использовались С, Al, Zr, Та. Изучение пространственно-временных характеристик лазерной плазмы в поперечном магнитном поле проводилось с помощью плоских электрических зондов. Зонды были изготовлены из медной фольги и имели вид прямоугольников с размерами приемной части 1×5 мм². Зонды работали в режиме ионного тока насыщения. Схема питания зондов была аналогична используемой в работе /9/ за исключением сопротивления нагрузки, которое варьировалось от 2 до 100 Ом. Напряжение питания зондов изменялось от -50 до -150 В, в то время как мишень была заземлена. Сигналы с зондов поступали на вход двухлучевого запоминающего осциллографа С8-2. Запуск развертки осциллографа был синхронизирован с импульсом лазера с помощью фотоспротивления ФСГ-22-3А2.

4. Наиболее полно вопросы, связанные с применением зондовой диагностики лазерной плазмы, освещены в /9,10/. Поскольку в эксперименте исследовалась плазма, которая поляризуется поперечным магнитным полем, и, следовательно, потенциал плазмы, строго говоря, не определен, то для проверки данных, получен-

ных с помощью одиночных зондов, проводились контрольные измерения двойным электрическим зондом¹¹, который обычно используется для измерений в тех случаях, когда потенциал плазмы меняется в пространстве или во времени. Было найдено, что количественные результаты, получаемые с помощью одиночного и двойного электрических зондов в данных экспериментальных условиях, совпадают с точностью до 50%.

Выбранная методика дала возможность получить сведения о величине и длительности тока ионного компонента лазерной плазмы и его скоростных характеристиках на различных расстояниях от мишени путем перемещения зондов в пространстве. Интегрирование ионного сигнала на получаемых осциллограммах позволило определить величину заряда Q , поступающего на зонд за один импульс лазера.

5. Координатная система, использованная для объяснения экспериментальных результатов, показана на рис.2. Поверхность лазерной мишени расположена в плоскости XY , а нормаль к поверхности - по оси Z . Силовые линии магнитного поля B направлены по оси Y . Зонды располагались в плоскости XZ . Положение зонда в плоскости XZ характеризуется двумя параметрами: расстоянием L от точки фокусировки /точка пересечения координатных осей $X = Y = Z = 0$ / до зонда и углом ϕ , который отсчитывается от оси Z /нормаль к поверхности мишени/ до прямой, соединяющей точку фокусировки с точкой расположения зонда. Луч лазера падает на мишень под углом $\phi = 30^\circ$ в плоскости XZ /знак угла ϕ соответствует знаку величины x /.

Сигнал с зондов в отсутствие магнитного поля по форме был аналогичен сигналу, изображенному в работе¹², и состоял из двух положительных пиков. Первый пик, который являлся следствием фотоэлектронной эмиссии с поверхности зонда под воздействием рентгеновского излучения из плазмы, соответствовал времени в $0,5 \pm 1,5$ мкс от начала развертки. Второй пик имел большую задержку относительно начала развертки по сравнению с фотоэлектронным сигналом и отображал временную зависимость

величины ионного тока насыщения зонда в лазерной плазме. Исходя из полученных данных по скорости расширения лазерной плазмы в отсутствие магнитного поля и основываясь на

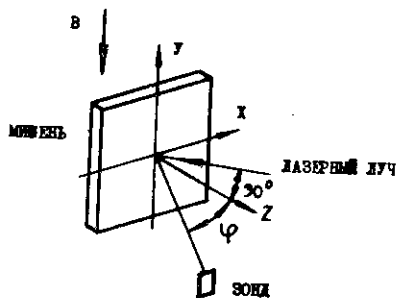


Рис.2. Координатная система эксперимента.

данных, изложенных в работе ^{12/}, мы нашли, что величина среднего заряда иона в лазерной плазме для используемых материалов мишени приблизительно одинакова и равна 3. Максимальная электронная плотность n_e лазерной плазмы, рассчитанная в соответствии с ^{9/} по скорости расширения лазерной плазмы и величине плотности ионного тока насыщения зонда, составляла на расстоянии $L = 60 \text{ мм} / 10^{12} \div 10^{13} / 1/\text{см}^3$ /в зависимости от материала мишени/. С увеличением расстояния между мишенью и зондом электронная плотность уменьшалась по известному закону $n_e \sim 1/L^3$ ($n_e = \sum_{z_i} z_i (n_i)_{z_i}$).

Экспериментальные исследования зависимости $Q(\phi)$ при неизменном L показали, что в отсутствие магнитного поля, как и следовало ожидать /см., например, ^{13/} /разлет лазерной плазмы осуществляется симметрично относительно нормали к поверхности мишени /ось разлета/. Величина $Q(\phi)$ монотонно уменьшается с увеличением величины $|\phi|$, и при $|\phi| = 90^\circ$ она приблизительно в $2 \div 4$ раза меньше, чем при $\phi = 0$.

6. Анализ сигналов с зондов в поперечном магнитном поле показал, что пространственно-временные характеристики ионного компонента лазерной плазмы зависят от величины магнитного поля, угла между нормалью к поверхности мишени и направлением, по которому установлен зонд, расстояния между зондом и мишенью и ряда других физических условий.

а/ На рис.3а-г приведены экспериментальные результаты зависимости $q(\phi) = Q(\phi)/\Omega$ / $\Omega \approx S/L^2$, где S - площадь зонда/, величины ионного заряда лазерной плазмы, на единицу телесного угла при различных величинах магнитного поля. Видно, что с увеличением магнитного поля происходит сжатие угла разлета лазерной плазмы. При этом для магнитных полей $B \geq 0,03 \text{ Т}$ максимум в угловом распределении /ось разлета/ приходится на зонд, для которого $\phi = \phi^* = 11^\circ$. Ошибка в измерении угла, под которым устанавливается зонд, составляла 3° . Качественно близкие зависимости были получены и для мишеней из Ta , Al , C . Зависимость от материала мишени выражалась в том, что максимум в распределении $q(\phi)$ при $\phi = \phi^*$ для более легких элементов (C , Al) достигался при более слабых магнитных полях. На рис.4 показана зависимость q от атомного веса A материала мишени при $B = 0,53 \text{ Т}$, $\phi = \phi^*$, $L = 60 \text{ мм}$.

б/ Сравнение осциллограмм сигналов с зондов в отсутствие и при наличии магнитного поля $0,5 \text{ Т}$ показало, что магнитное поле существенно увеличивает величину ионного тока на зонд, установленный под углом $\phi = \phi^*$. На рис.5 приведены зависимости величины заряда Q , поступающего на зонд за один импульс лазера, от величины магнитного поля для зондов, установленных

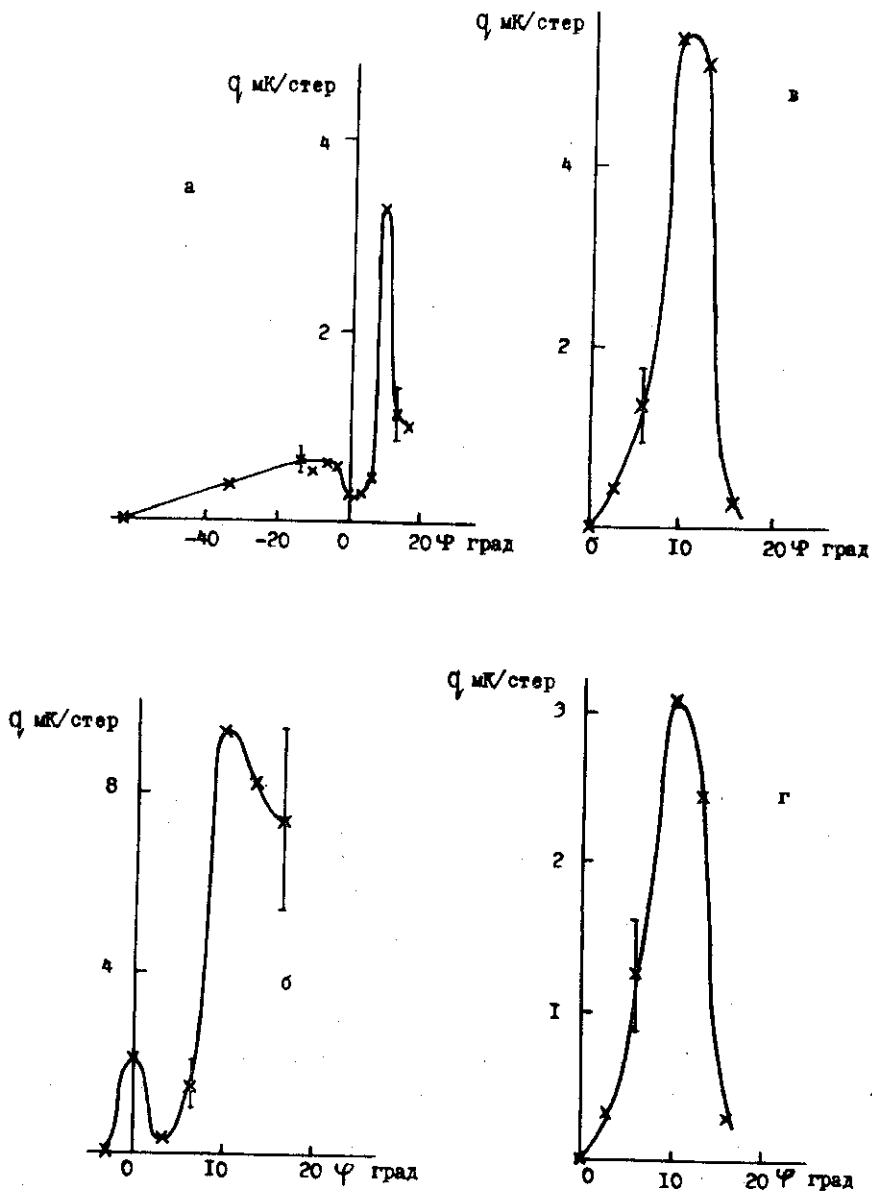
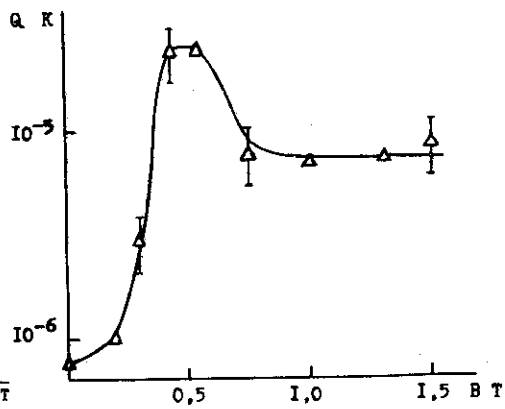
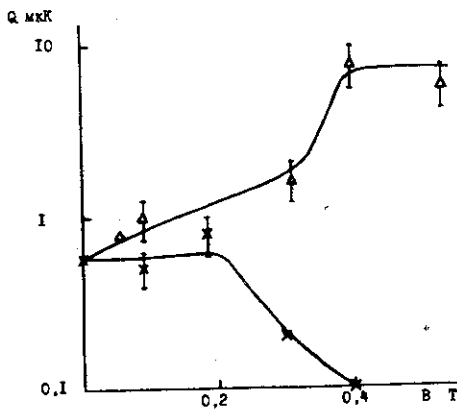
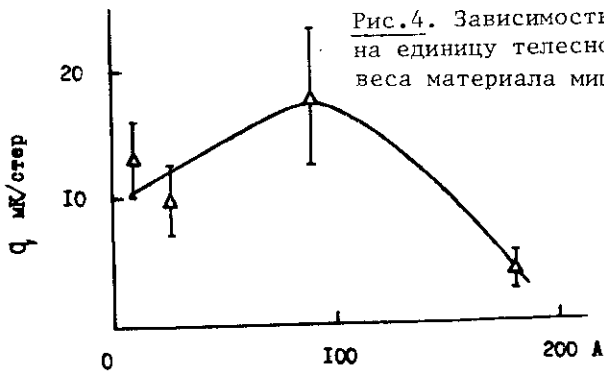


Рис.3а-г. Материал мишени - Zr, $L=110$ мм; а/ $B = 0,03$ Т; б/ $B = 0,22$ Т; в/ $B = 0,31$ Т; г/ $B = 0,53$ Т.



под углами $\phi = 11^\circ, -11^\circ$. Из сравнения графиков на рис.5 видно, что магнитное поле нарушает симметрию разлета плазмы относительно оси Z, которая имеет место в отсутствие поля. Этот вывод был подтвержден при исследованиях разлета лазерной плазмы в поперечном магнитном поле на мишенях из C, Al, Zr.

Увеличение магнитного поля от 0,5 до 1,5 Т не приводило к изменению пространственных характеристик лазерной плазмы, то есть максимум в угловом распределении $q(\phi)$ приходится на угол $\phi = \phi^*$ и не зависит от материала мишени. Исследования, проведенные для трех мишеней из C, Al, Zr, показали, что увеличение поля от 0,5 до 1,5 Т слабо влияет на форму разлета плазмы, однако при этом происходит некоторое уменьшение вели-

чины заряда Q , поступающего на зонд. Как пример, на рис.6 приведена зависимость $Q(B)$ для $\phi = \phi^*$, когда в качестве материала использовался $Zr / L = 60$ мм/.

в/ Изучение пространственных характеристик плазмы, когда расстояние между мишенью и зондами менялось в пределах $L = 60 \div 150$ мм, показало, что картина влияния поперечного магнитного поля при $B \lesssim 0,5$ Т остается неизменной: начиная с определенной величины магнитного поля расширение плазмы становится резко анизотропным с максимумом в распределении $q(\phi)$ при $\phi = \phi^*$. Зависимость от расстояния выражалась в том, что с увеличением L максимум в распределении $q(\phi)$ на $\phi = \phi^*$ достигался при более слабых магнитных полях.

Для мишеней из Al , Zr , Ta сравнение величины заряда Q , приходящего при неизменном поле $B = 0,3 \div 0,5$ Т на два зонда, у одного из которых $L = 60$ мм и $\phi = 11^\circ$, а у другого $L = 120$ мм и $\phi = 11^\circ$, показало, что прохождение плазмой расстояния от 60 до 120 мм сопровождается уменьшением приблизительно в 10 раз количества частиц, поступающих на зонд. По геометрическим соображениям уменьшение должно быть приблизительно в 4 раза. Таким образом, количество частиц /уход вдоль магнитных силовых линий/ при прохождении расстояния от 60 до 120 мм падает всего в 2-3 раза.

При $L \geq 100$ мм и использовании в качестве материала мишени C в магнитных полях $B > 0,3$ Т /при полях, больших, чем те, при которых формулируется узконаправленный разлет плазмы/ ионный сигнал с зонда при $\phi = \phi^*$ имел многопиковую структуру. Такая форма сигнала соответствует картине, которая должна наблюдаться при "распаде" плазменного сгустка. Количество отдельных пиков, их амплитуда и длительность имели случайный характер и не воспроизводились от импульса к импульсу лазера.

Проведенные исследования позволили установить, что в магнитных полях величиной $B \lesssim 1,5$ Т для зонда, установленного под углом $\phi = \phi^*$ при $L = 60$ мм, имеет место наиболее стабильное прохождение плазмы от мишени до зонда. Разброс величины сигнала с зонда от импульса к импульсу лазера для этих экспериментальных условий не превышал 20%.

г/ При измерениях в магнитных полях ~ 1 Т было обнаружено, что наиболее сильное напыление материала мишени на экран зондов происходит вдоль нормали к поверхности мишени ($\phi = 0$). Это свидетельствует о том, что нейтральный компонент плазмы имеет преимущественное направление разлета по нормали к мишени.

д/ Исследования, проведенные при изменении угла падения лазерного излучения с 30° до -30° , показали, что пространственно-временные характеристики лазерной плазмы, образующейся в магнитном поле ~ 1 Т на мишенях из C , Al , Zr при $L = 60$ мм, остаются неизменными. Это говорит о том, что пространственно-

временные характеристики лазерной плазмы в поперечном магнитном поле не зависят от угла падения излучения на мишень.

7. Исследование длительности ионного компонента лазерной плазмы в фиксированной точке пространства, как интегрально для всех зарядностей, так и для каждой зарядности в отдельности, в зависимости от расстояния до мишени L и от величины магнитного поля B очень важно с точки зрения использования ионного компонента для задач ускорения. Длительность ионного импульса, регистрируемого зондом, Δt , определяется как энергетическим спектром ионного компонента, так и временем образования ионного компонента на поверхности мишени t_0 :

$$\Delta t = L/v_{\text{мин.}} - L/v_{\text{макс.}} + t_0 = t_2 - t_1 + t_0. \quad /2/$$

В данном случае $t_0 \sim 10^{-7}$ с /длительность лазерного импульса/, $v_{\text{макс.}}$ соответствует скорости высокозарядных ионов, $v_{\text{мин.}}$ - скорости низкозарядных ионов в "хвосте" сгустка. Анализ зависимости Δt от L и B не представляется целесообразным при ϕ , отличном от ϕ^* , поскольку характер угловых распределений изменяется при изменении поля B , что и отражается на характере зондового сигнала /см. п.6/. К тому же с точки зрения разработки лазерного источника ионов для циклотронов интерес представляет только направление $\phi = \phi^*$. На рис.7а,б показаны зависимости t_1 и t_2 /времени достижения передней t_1 и задней t_2 границами лазерной плазмы зонда на полувысоте ионного сигнала/ от величины поля B для двух расстояний зонда от мишени при угле $\phi = \phi^*$. Качественно близкие зависимости t_1 и t_2 от величины магнитного поля были получены при использовании в качестве материала мишени C, Al, Ta . При интерпретации этих зависимостей диапазон изменения поля B логично разделить на два участка: $B < 0,3$ Т и $B > 0,3$ Т. В диапазоне от 0 до 0,3Т, $L = /60 \div 150/$ мм плазма сжимается и ось разлета поворачивается на угол 11° , а так как энергетический спектр лазерной плазмы по разным направлениям в отсутствие поля различен, то в этом диапазоне B по изменению Δt сложно отделить влияние поля на поворот и сжатие плазмы от влияния поля на процессы перераспределения энергии в самой плазме. При $B > 0,3$ Т с увеличением поля наблюдается слабый рост как t_1 , так и t_2 , то есть магнитное поле сдвигает энергетический спектр ионов в сторону меньших энергий. Величина Δt при $B > 0,3$ Т практически не зависит от величины поля, что указывает на сужение всего энергетического спектра ионов в целом при одновременном его уменьшении в сторону меньших энергий. Сужение энергетического спектра означает либо уход ионов из головной части сгустка, либо "перемешивание" энергетического спектра ионов разных зарядностей.

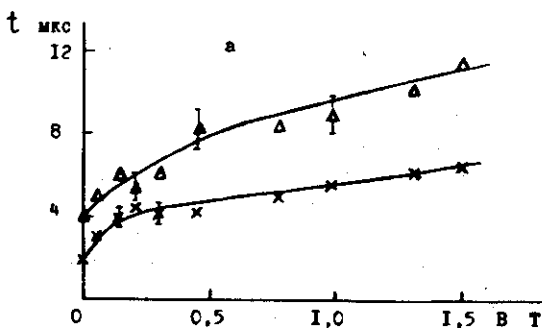
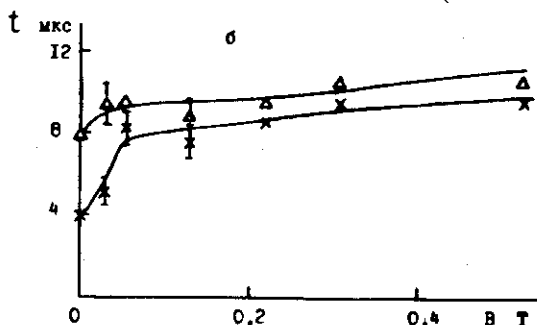


Рис.7. Материал мишени Zr;
 \times - t_1 , Δ - t_2 ; а/ $L = 60$ мм; б/ $L = 120$ мм.



В ходе исследований было обнаружено, что длительность ионного тока Δt зависит не только от величины магнитного поля, но и от расстояния L между мишенью и зондом. Зависимость Δt от L выразилась в том, что при неизменной величине магнитного поля ($B > 0,3$ Т) величина Δt имеет тенденцию уменьшаться с увеличением L в отличие от случая разлета лазерной плазмы в отсутствие магнитного поля. Такое поведение Δt в зависимости от L в магнитном поле объясняется в основном,

как видно из рис.7, сдвигом нижней границы энергетического спектра ионов в сторону больших энергий, что, по-видимому, является следствием ухода малоэнергетичных ионов из плазменного сгустка при его движении поперек магнитных силовых линий.

8. Проведенные исследования пространственно-временных характеристик плазмы, образованной излучением CO_2 -лазера в поперечном магнитном поле ($0,1 \div 1,5$ Т), показали, что

а/ лазерная плазма способна проходить расстояние ~ 10 см поперек магнитных силовых линий, однако область стабильного прохождения плазмы ограничена расстоянием 6 см;

б/ в сечении, перпендикулярном полю, направление преимущественного разлета плазмы составляет угол в $(11^\circ \pm 3^\circ)$ по отношению к нормали к поверхности мишени;

в/ интегральная длительность ионного тока на полувысоте на расстояниях 6 см составляет не менее нескольких мкс, однако при неизменном поле она имеет тенденцию уменьшаться с увеличением расстояния L от мишени для $L = 6 \div 15$ см;

г/ разлет нейтрального компонента лазерной плазмы поперек магнитных силовых линий происходит преимущественно по нормали к поверхности мишени.

9. Полученные результаты позволяют предложить вариант конструкции лазерного источника ионов для циклотронов с транспортировкой плазмы от мишени к эмиссионной щели поперек магнитных силовых линий.

Авторы выражают благодарность Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за постановку задачи и полезные обсуждения, а также Н.С.Иванову, А.Г.Пилькову и А.А.Еропкину за помощь в подготовке эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ананьин О.Б. и др. Квантовая электроника, 1977, 4, №7, с.1547.
2. Ананьин О.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, №9, с.460.
3. Pan Y., Bernhardt A.F., Simpson I.R. Rev.Sci.Instr., 1972, 43, p.662.
4. Dumanchin R. et al. IEE J.Quantum Electron., 1972, QE-8, No.2, p.163.
5. Березовский В.В. и др. Письма в ЖТФ, 1977, 3, №7, с.310.
6. Быковский Ю.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 5, №1, с.46.
7. Matoba Tohru, Ariga Seiichi. Journ. of the Phys.Soc.Jap., 1971, 30, No.5, p.1477.
8. Пасюк А.С., Го-ци-цзянь, Третьяков Ю.П. ОИЯИ, 1523, Дубна, 1964.
9. Koopman David W. The Physics of Fluids, 1971, 14, No.8, p.1707.
10. Segall Stephen B., Koopman David W. The Physics of Fluids, 1973, 16, No.7, p.1149.
11. Хадлстоун Р., Леонард С. Диагностика плазмы. "Мир", М., 1976, с.146.
12. Apostol Ileana et al. Rev.Roum.Phys., 1976, 21, No.10, p.1009.
13. Puehl H., Neusser H.J., Kaiser W. Z.Naturforsch., 1970, 25a, p.1815.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 декабря 1980 года.