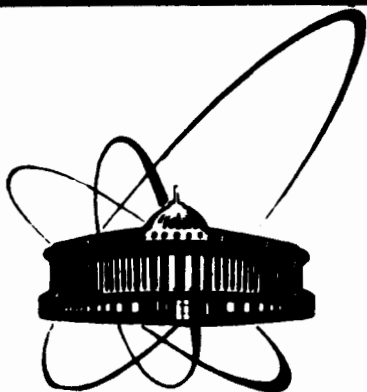


89-35



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б 953

P9-89-35

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

РАЗЛЕТ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Направлено в "ЖЭТФ"

*

Московский инженерно-физический институт

1989

Особенности разлета плазменных сгустков в поперечных магнитных полях являются предметом изучения большого количества работ /см., например, ^{/1-4/} /. Знание механизмов взаимодействия плазмы и магнитного поля важно для ряда прикладных задач: в источниках ионов, при заполнении магнитных ловушек, в термоядерном синтезе и т.д. ^{/5-8/} .

Инжекция плазмы, созданной плазменными пушками, в магнитные поля позволила изучить многие закономерности движения плазменных потоков ^{/9-12/} . Изучение процессов взаимодействия плазмы и магнитного поля проведено в теоретических работах ^{/13-15/} . Разлет в поперечном магнитном поле лазерной плазмы, имеющей ряд отличительных особенностей по сравнению с любой другой плазмой ^{/16/} , также представляет большой интерес для исследования ^{/17,18/} .

В процессе разлета характер взаимодействия плазмы с магнитным полем в направлении, перпендикулярном магнитным силовым линиям, изменяется. С этим изменением механизма взаимодействия плазмы и поля связаны определенные значения величины $\beta = (\rho_i m_i \langle V_i \rangle^2) / (B^2 / 2\mu_0)$, где ρ_i - плотность ионов в плазме, m_i - масса ионов, $\langle V_i \rangle$ - средняя скорость ионов в плазме, B - индукция магнитного поля, μ_0 - магнитная проницаемость. В области разлета с $\beta \sim 1$ в зависимости от характеристик плазмы возможна либо остановка плазменной границы ^{/18-19/} , либо плазма поляризуется и дрейфует поперек поля в области с $\beta \ll 1$ в скрещенных магнитном поле \vec{B} и поляризационном электрическом поле $\vec{E} = -(\vec{V} \times \vec{B})$ ^{/10,17/} .

Сведения по разлету лазерной плазмы в области с $\beta \ll 1$ неоднозначны. Так, например, в работах ^{/3,20/} показано, что плазма при разлете поперек магнитного поля тормозится, в других работах ^{/17,21/} торможения плазменного сгустка не обнаружено. В ^{/22/} отмечено, что существует область стабильного прохождения плазмы, за которой следует нестабильное прохождение, "распад" плазменного сгустка.

При использовании лазерной плазмы как источника ионов для циклотрона ^{/7,22/} плазма до эмиссионной щели источника разлетается в поперечном магнитном поле, которое существенно влияет на характеристики ионной эмиссии из плазмы. Целью настоящей работы явилось изучение важных при создании лазерного источника ионов особенностей разлета плазмы в поперечном магнит-

ном поле. Необходимо исследовать формирование пространственного распределения плазмы, влияние магнитного поля на стабильное прохождение плазмы, изменение в течение разлета временных характеристик плазменного сгустка.

В работе исследован дрейф лазерной плазмы в области с $\beta \ll 1$, т.к. в магнитных полях циклотрона разлет плазменного сгустка до эмиссионной щели источника ионов происходит в основном в данной области.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В работе, выполненной на стенде ионных источников Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ^{723/}, применялся импульсный CO_2 -лазер с поперечным разрядом со следующими характеристиками излучения: длина волны $\lambda = 10,6$ мкм, энергия в импульсе 6 Дж, форма импульса двухпиковая с длительностями пиков ~ 60 нс и ~ 500 нс. Максимальная плотность потока лазерного излучения, сфокусированного линзой из хлористого натрия на мишени, составила $\sim 3 \cdot 10^{10}$ Вт/см². В эксперименте также использовался серийный лазер ЛТИПЧ-4, позволивший получать на мишени плотность потока $\sim 5 \cdot 10^9$ Вт/см². Характеристики излучения лазера следующие: длина волны $\lambda = 1,06$ мкм, энергия в импульсе ≈ 60 мДж, длительность импульса ≈ 12 нс.

В качестве материала мишени использовались углерод, алюминий, титан, тантал. Площадь пятна лазерного излучения, сфокусированного на мишени, $\sim 10^{-3}$ см². Угол между лазерным лучом и нормалью к мишени составлял $30^\circ - 40^\circ$. Вакуум в течение эксперимента поддерживался на уровне $\approx 10^{-5}$ мм.рт.ст. Максимальная величина однородного магнитного поля B составляла 0,5 Тл.

На рис.1 изображена схема эксперимента. На пути разлета плазмы поперек магнитного поля устанавливались коллекторы. Размер коллектора составлял 0,05 см². Перед коллекторами размещалась заземленная мелкоячеистая сетка. На коллекторы подавалось постоянное напряжение $U \leq -200$ В. Положительный отсчет угла ϕ между коллектором и нормалью в точке фокусировки лазерного излучения совпадает с на-

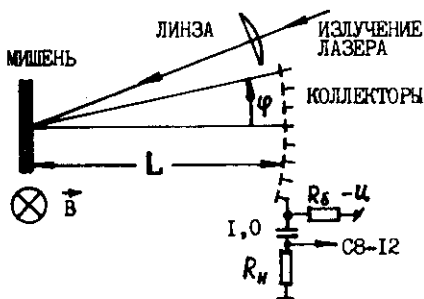


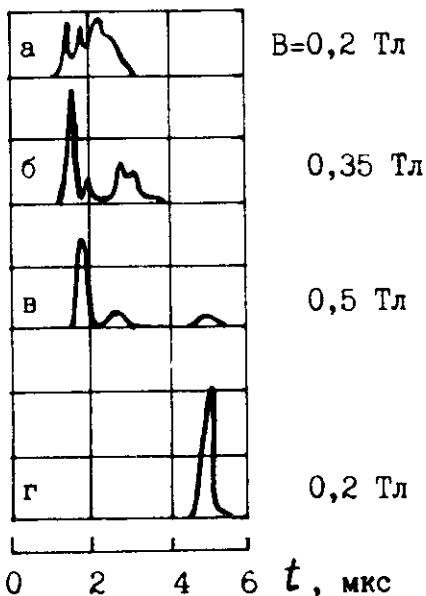
Рис.1. Принципиальная схема установки.

правлением вращения ионов в поперечном магнитном поле. Расстояние L между мишенью и коллекторами изменялось от 1 до 11 см. Для предотвращения закоротки проводниками электрических заряженных областей в плазменном сгустке область разлета плазмы находилась в корпусе из диэлектрика [10, 24, 25].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Структура плазменных сгустков

На рис.2 приведены характерные осциллограммы ионного тока на коллектор для разных величин магнитного поля. Структура тока, как видно из рис.2а,б,в, состоит из нескольких пиков. Увеличение магнитного поля наиболее сильно влияет на низкоэнергетичные части плазмы. Возможно, это является следствием двухпиковой формы импульса излучения CO_2 -лазера, при воздействии которого на мишень значительное количество низкоскоростной плазмы образуется "хвостом" лазерного импульса. При разлете плазмы в отсутствие магнитного поля, как отмечалось в работе [26], происходит разделение компонентов плазмы, образованных гигантским импульсом и "хвостом" лазерного импульса, если плазма проходит большие расстояния. По-видимому, в нашем эксперименте магнитное поле, селективно воздействуя на компоненты плазмы, способствует разделению компонентов при разлете на



меньших расстояниях. При этом, как видно из рис.2в,г, происходит не только разделение компонентов, но и прекращение разлета низкоэнергетичных частей плазмы. При увеличении плотности потока лазерного излучения разделение плазмы на отдельные части происходит при большей величине магнитного поля.

Рис.2. Осциллограммы ионных токов на коллекторы. Мишень - углерод, $\lambda = 10,6$ мкм; а/ ÷ в/ $\Phi \sim 10^9$ Вт/см², масштаб - 0,2 А/дел.; $\phi = +2^\circ$, $L = 6,5$ см; г/ $\phi = +3^\circ$, $L = 11$ см, масштаб - 0,02 А/дел.

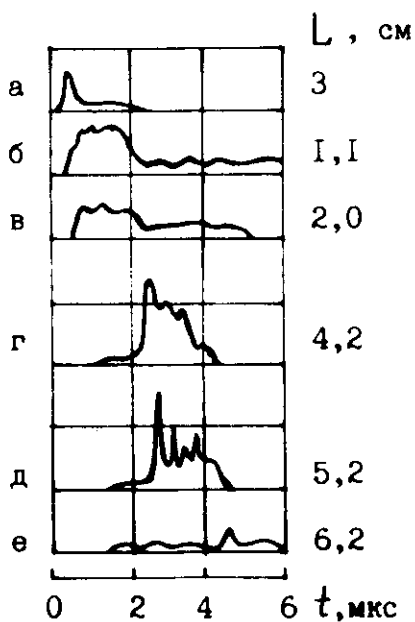


Рис.3. Осциллограммы ионных токов на коллекторы. Мишень - углерод, $\lambda = 1,06$ мкм, $\Phi \sim 5 \cdot 10^9$ Вт/см², $\phi = +3^\circ$, а/ $V = 0$, масштаб - 0,13 А/дел., б/ \div в/ $V = 0,3$ Тл, масштаб - 1,3 А/дел., г/ \div д/ $V = 0,3$ Тл, масштаб - 0,35 А/дел., е/ $V = 0,3$ Тл, масштаб - 0,04 А/дел.

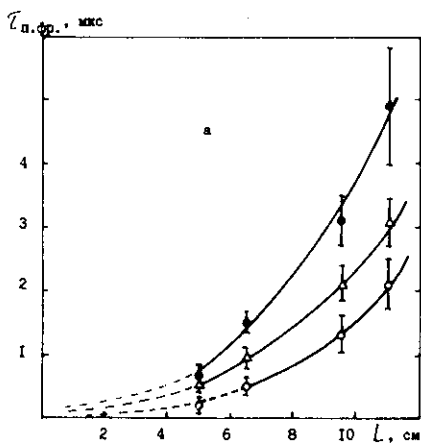
На рис.3 приведены осциллограммы ионных токов на коллектор на разных расстояниях от мишени. Плазма создавалась излучением лазера ЛТИПЧ-4, импульс излучения которого имеет однопиковую форму. На рис.3а приведена осциллограмма ионного тока из плазмы в отсутствие магнитного поля. В поперечном магнитном поле происходит

увеличение величины и длительности ионного тока на коллекторы вследствие формирования поляризованного плазменного сгустка^{/22/}. В данном случае не происходит разделения плазменного сгустка на компоненты, как для плазмы, образованной излучением CO₂-лазера. Низкоэнергетичный "хвост", наблюдаемый на рис.3б, в $t > 3$ мкс/, создается, по-видимому, ионами, не вовлеченными в $\vec{E} \times \vec{B}$ дрейф поперек магнитного поля. Ларморовский радиус этих ионов $r_L \leq 3$ см при данных условиях. Величина $\beta \sim 1$, согласно^{/27,28/} и результатам нашего эксперимента, достигается на расстоянии $L_\beta \leq 1$ см от мишени. Величина β определялась для максимума ионного тока насыщения на коллектор. Плотность ионов для вычисления β найдена из выражения для плотности ионного тока на коллектор $J_1 = n_1 e V_1$. Отношение газокINETического давления плазмы $P_{пл}$ в факеле плазмы к магнитному давлению P_B равно: $P_{пл}/P_B \sim 10^4$ при $n \sim 10^{21}$ см⁻³, $T_e \sim 10$ эВ^{/27/}, $V = 0,3$ Тл. В данном случае формирование скоростных характеристик лазерной плазмы^{/29/} происходит на расстояниях $L < L_\beta$. На расстояниях $L \geq 1$ см от мишени, $V \geq 0,2$ Тл плазма, созданная излучением лазера ЛТИПЧ-4, поляризована и разлетается посредством $\vec{E} \times \vec{B}$ дрейфа. На ранних стадиях дрейфа плазменного сгустка характеристики ионного тока из плазмы стабильны. На более поздних стадиях дрейфа сгустка /рис.3г, д/ форма ионного тока из плазмы меняется от импульса к импульсу лазера. При дальнейшем разлете /см. рис.3е/ величина ионного тока резко уменьшается вплоть до полного пропадания

в отдельных лазерных импульсах, а форма и структура тока меняются случайным образом от импульса к импульсу лазера^{/22,30/}. Причем, как видно из сравнения рис.3д,е, плазма сильно меняет свое поведение при небольшом изменении L .

2.2. Энергетические характеристики

Помимо отмеченных выше особенностей разлета поляризованных плазменных сгустков поперек магнитных силовых линий, обращает на себя внимание изменение скоростных характеристик сгустка. Из рис.2 и 3 видно, что время, за которое плазма долетает до коллекторов, непропорционально расстоянию L . Плазменный сгусток при разлете замедляется. Его замедление при разлете в области с $\beta \ll 1$ для двух типов лазера подтверждается зависимостями /см. рис.4/ времени прихода переднего фронта плазмы на разных расстояниях от мишени. Время прихода плазмы определялось по появлению ионного тока на коллекторе. Отсчет времени брался для точки, находящейся на $1/10$ величины от максимального значения ионного тока. В качестве ошибки для экспериментальных результатов использовалась среднеквадратичная



погрешность. Из рис.4 видно, что при разных плотностях потока и при разных длинах волн лазерного излучения характер воздействия поперечного магнитного поля на разлетающуюся плазму не меняется. При уменьшении плотности потока лазерного излучения Φ плазменная граница замедляется сильнее. При сравнимой величине Φ сильнее замедляется плазма, образованная излучением с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм. Это обусловлено,

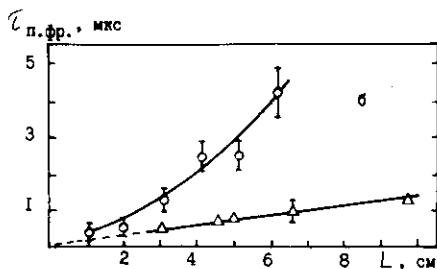


Рис.4. Время разлета переднего фронта плазмы до коллекторов, расположенных на различных расстояниях от мишени. Мишень - углерод: а/ $\lambda = 10,6$ мкм, $V = 0,2$ Тл, $\circ - \Phi \sim 3 \cdot 10^{10}$ Вт/см², $\Delta - \Phi \sim 6 \cdot 10^9$ Вт/см², $\bullet - \Phi \sim 10^9$ Вт/см², б/ $\lambda = 1,06$ мкм, $\Phi \sim 5 \cdot 10^9$ Вт/см², $\Delta - V = 0$, $\circ - V = 0,3$ Тл.

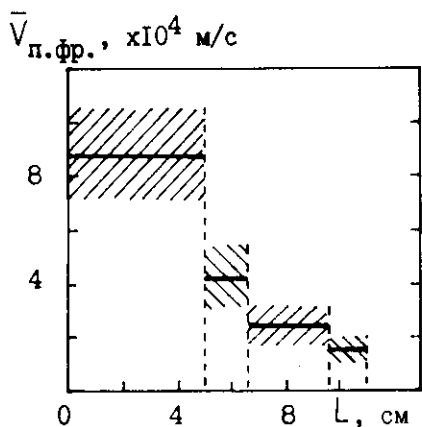


Рис.5. Средняя скорость разлета переднего фронта плазмы. Мишень - углерод, $\lambda = 10,6$ мкм, $B = 0,2$ Тл, $\Phi \sim 6 \cdot 10^9$ Вт/см².

по-видимому, характеристиками плазменного сгустка, зависящими от длины волны лазерного излучения. Так, например, температура в факеле плазмы $T_e \sim (\lambda^2 \Phi)^{2/3}$ [31-33], максимальная кинетическая энергия ионов $E_i \sim (z+1) T_e$, где z - кратность ионизации ионов [34].

На рис.5 для одной из зависимостей рис.4а приведена гистограмма, показывающая изменение средней скорости плазменной границы $\bar{V}_{п. фр.} = \Delta L / \Delta t$ на соответствующих участках разлета плазмы. Заштрихованные области на рисунке - погрешность экспериментальных результатов. При этом необходимо отметить, что разлет на участке $L \leq 5$ см происходит в областях, отличающихся характером взаимодействия плазмы с магнитным полем. Часть пути плазма разлетается свободно /область с $\beta \gg 1$ /. Магнитное поле вытеснено из плазмы посредством индукционных токов, текущих на границе плазмы с магнитным полем [21]. При дальнейшем разлете магнитное поле проникает в плазму, и она поляризуется $\beta \sim 1$. При прохождении зоны с $\beta \sim 1$ резко уменьшается кинетическая энергия плазменного сгустка, меняются и другие характеристики плазмы по сравнению со свободным ее разлетом [35].

Поэтому максимальная скорость плазмы в области с $\beta \ll 1$ на

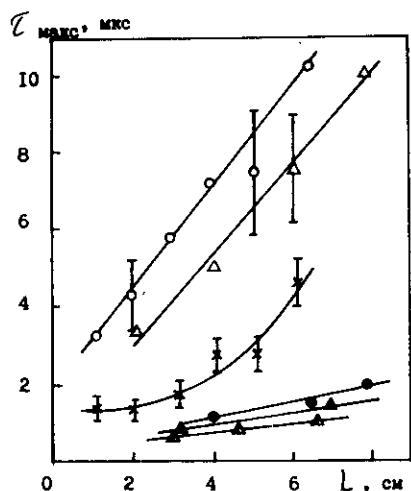


Рис.6. Время прихода максимума ионного тока на коллекторы, находящиеся на разных расстояниях от мишени. $\lambda = 1,06$ мкм, $\phi = +2^\circ$; мишень - Та, $\Phi \sim 4 \cdot 10^9$ Вт/см²: ● - $B = 0$, ○ - $B = 0,5$ Тл, мишень - Ті, $\Phi \sim 4 \cdot 10^9$ Вт/см²: ▲ - $B = 0$, Δ - $B = 0,4$ Тл, мишень - С, $\Phi \sim 5 \cdot 10^9$ Вт/см²: △ - $B = 0$, × - $B = 0,3$ Тл.

участке $L \leq 5$ см меньше, чем на рисунке. Энергия ионов E_1 , соответствующая средней скорости разлета, уменьшается с ~ 1000 эВ на его начальном этапе $/L < 5$ см/ до ~ 10 эВ на конечном участке $/9,5$ см $< L < 11$ см/.

Магнитное поле воздействует не только на переднюю границу плазмы, но и на другие ее части, что подтверждают зависимости, приведенные на рис.6, для максимума ионного тока из плазмы. Для всех элементов, из которых были изготовлены мишени, в поперечном магнитном поле плазма разлетается значительно медленнее, чем в отсутствие магнитного поля. С увеличением атомного веса, как видно из рис.6, происходит более эффективное торможение центральных слоев плазмы. При этом, так же как и в отсутствие магнитного поля ^{/36,37/}, при увеличении массы ионов уменьшается их скорость. Характер зависимости $\tau_{\text{макс}}(L)$ для

тяжелых элементов установить трудно из-за большой погрешности измерений.

На рис.7 приведена зависимость времени прихода максимума ионного тока на коллектор при разных магнитных полях. Изменение $\tau_{\text{макс}}$ в области $0,1$ Тл $< B \leq 0,2$ Тл обусловлено, по-видимому, резким уменьшением энергии сгустка при прохождении области с $\beta \sim 1^{/35/}$. Установить зависимость торможения плазменного сгустка от величины магнитного поля $/B > 0,2$ Тл/ трудно из-за малого диапазона изменения магнитного поля в эксперименте и большой экспериментальной ошибки. При увеличении магнитного поля $B > 0,2$ Тл плазма разлетается поперек ма-

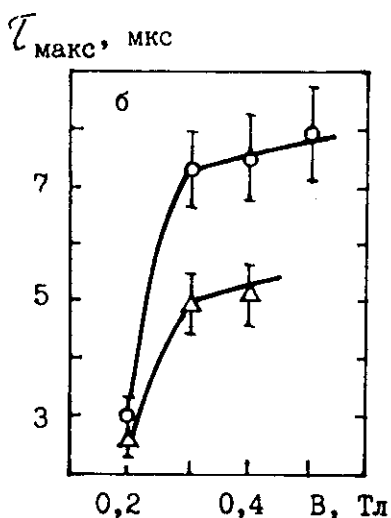
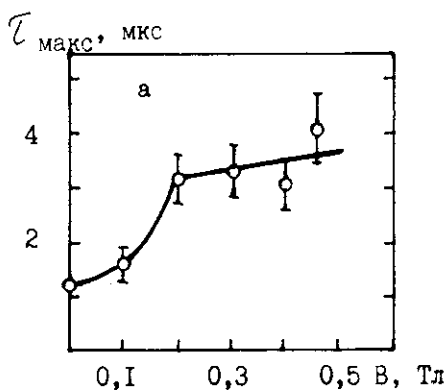


Рис.7. Зависимость времени прихода максимума ионного тока на коллекторы от магнитного поля. $\lambda = 1,06$ мкм, $\phi = +4^\circ$, а/ мишень - Al, $\Phi \sim 5 \cdot 10^9$ Вт/см², $L = 8,2$ см, б/ мишень - Ti, $\Phi \sim 4 \cdot 10^9$ Вт/см², $\Delta - L = 4,1$ см, $O - L = 6,1$ см.

гнитного поля в виде поляризованного плазменного сгустка /17,22./ При $0 < B \leq 0,1$ Тл в эксперименте наблюдается некоторое замедление разлета плазмы /см., например, рис.7а/ по сравнению с разлетом в отсутствие поля, но это замедление не столь сильное, как в магнитном поле $B > 0,2$ Тл. Скорость разлета плазмы на отдельных участках весьма низка при $B > 0,2$ Тл, например, для T_i /см. рис.7б/ на участке разлета между 4,1 см и 6,1 см средняя скорость $\langle V_i \rangle \approx 10^4$ м/с, соответствующее значение $E_i \approx 25$ эВ. В отсутствие магнитного поля средняя энергия разлета ионов T_i составляет $E_i \approx 650$ эВ.

2.3. Длительность сгустка

Как отмечалось выше, в магнитном поле $B > 0,2$ Тл изменяются временные характеристики плазмы по сравнению с условиями $0 \leq B < 0,2$ Тл. Это подтверждают приведенные на рис.8 зависимости длительности на полувысоте ионного тока из плазмы. На осциллограммах, представленных на рис.3, также видно увеличение длительности ионного тока в поперечном магнитном поле. По-видимому, увеличение длительности ионного тока обусловлено процессами, происходящими в плазме при прохождении области с $\beta \ll 1$ /рис.8б/ длительность ионного тока уменьшается. Тенденция

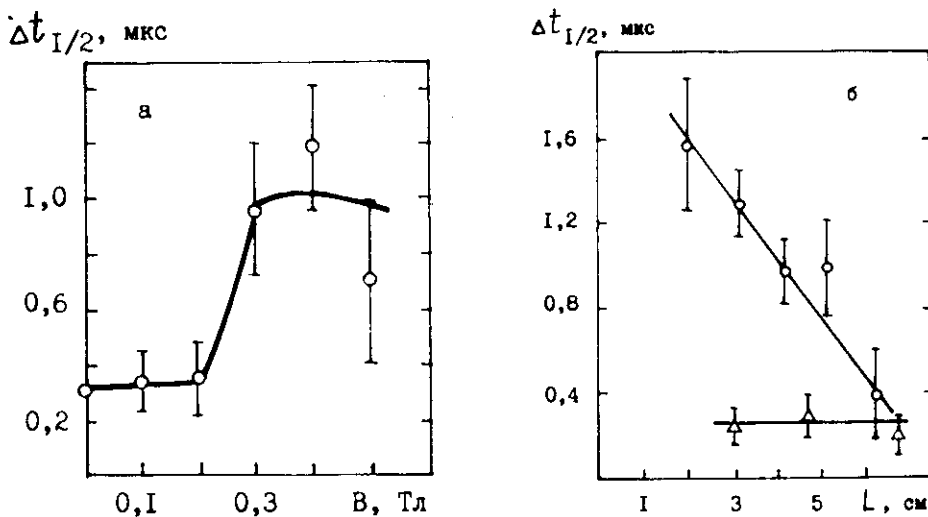


Рис.8. Длительность на полувысоте ионного тока на коллекторы. Мишень - углерод, $\lambda = 1,06$ мкм, $\phi = +2^\circ$, а/ $\Phi \sim 4 \cdot 10^9$ Вт/см², $L = 4,5$ см, б/ $\Phi \sim 5 \cdot 10^9$ Вт/см², Δ - $B = 0$, O - $B = 0,3$ Тл.

к уменьшению длительности плазменного сгустка с увеличением расстояния разлета нами уже отмечалась в работе ^{/22/}. По-видимому, в поперечном магнитном поле уменьшение длительности плазменного сгустка может происходить как из-за большего торможения передней границы плазмы /см. зависимости для углерода на рис.4б и рис.6/, так и вследствие потерь низкоэнергетичных частей сгустка /см. рис.2,3/. Увеличение магнитного поля сдвигает область с $\beta \sim 1$ ближе к мишени и увеличивает путь разлета плазмы в области с $\beta \ll 1$, поэтому длительность ионного тока уменьшается при увеличении магнитного поля /рис.8а/.

2.4. Пространственные и количественные характеристики

При разлете в области с $\beta \ll 1$ плазма может состоять из разделенных в пространстве высокоэнергетичной и низкоэнергетичной частей /рис.9/. Характер поведения этих частей плазмы во время разлета различен. Высокоэнергетичная часть плазмы, как отмечалось в работах ^{/35,38,39/}, может распространяться поперек магнитных силовых линий /область с $\beta < 1/$ в виде нескольких сгустков, если ларморовский радиус ионов $r_L < 2d$, где d - размер сгустка в направлении, перпендикулярном направлению разлета и магнитному полю. Размер каждого из разлетающихся плазменных сгустков

$d' < r_L/2$. При дальнейшем разлете в области с $\beta \ll 1$ плазма сохраняет направление разлета и структуру из нескольких сгустков, сформировавшихся при прохождении области с $\beta \sim 1$. Однако область стабильного прохождения, как было найдено, для каждого сгустка разная. Высокоэнергетичная часть плазмы разлетается в области $-5^\circ \leq \phi \leq +10^\circ$ при данных экспериментальных условиях, если $B \geq 0,2$ Тл. При прохождении плазмы поперек магнитного поля появляются сигналы от низко-

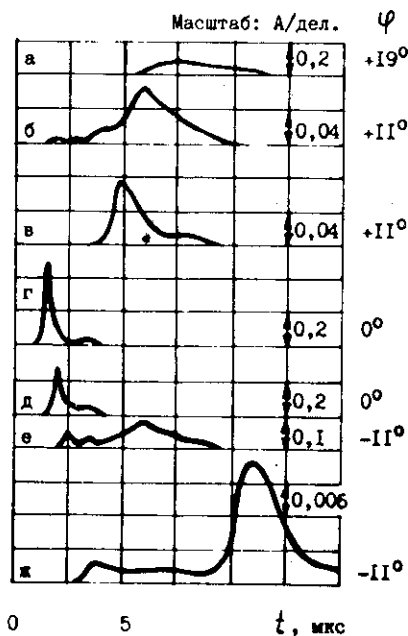


Рис.9. Осциллограммы ионных токов. Мишень - углерод, $\lambda = 10,6$ мкм, $B = 0,5$ Тл, $L = 6,5$ см, а/,б/, г/,е/ - $\Phi \sim 3 \cdot 10^{10}$ Вт/см², в/, д/,ж/ - $\Phi \sim 6 \cdot 10^9$ Вт/см².

энергетических частей плазмы на коллекторы, расположенные на направлениях разлета ϕ вплоть до $\phi \geq +20^\circ$ и $\phi \leq -10^\circ$. Эти низкоэнергетические части плазмы при уменьшении Φ приходят на коллекторы, находящиеся под меньшими углами ϕ . Например, при уменьшении Φ до $\sim 10^9$ Вт/см² для CO₂-лазера на расстоянии $L \geq 5$ см от мишени из углерода низкоэнергетические части плазмы на углах $\phi > +10^\circ$ и $\phi < -5^\circ$ не наблюдаются. При приближении коллекторов к мишени при той же плотности потока лазерного излучения Φ увеличивается угол ϕ , на который приходят низкоэнергетические части плазмы. При увеличении V/Φ не меняется/ время прихода низкоэнергетических частей плазмы увеличивается. Низкоэнергетические части плазмы могут появляться, по-видимому, от "выведенных" из дрейфового движения частей плазмы, от "сдираемого" положительного слоя ионов, создающего поляризационное поле, при прохождении сгустка поперек магнитного поля. В данной работе исследовалось поведение только высокоэнергетической части плазмы в поперечном магнитном поле.

При разлете поперек магнитного поля нестабильность в плазменных характеристиках, как уже отмечалось выше, увеличивается вплоть до полного "распада" плазменного сгустка /см. рис.3/. "Распад" сгустка проявляется как в полном исчезновении сигнала в отдельных импульсах, так и в неповторяемости этих импульсов, резком уменьшении величины ионного тока. В работе /40/ отмечается, что направление разлета лазерной плазмы в поперечном магнитном поле зависит от характеристик плазмы при прохождении области с $\beta \sim 1$. Действительно, нами

обнаружились сгустки, разлетающиеся как вблизи нормали к поверхности мишени, так и под другими углами. "Выработка" кратера на мишени приводила к повороту оси разлета в направлении лазерного излучения. Наиболее быстро поворот оси происходил для мишеней из Al и Ti. Поэтому через $10 \div 15$ импульсов лазера мишень смещалась, чтобы излучение воздействовало на неповрежденную поверхность мишени.

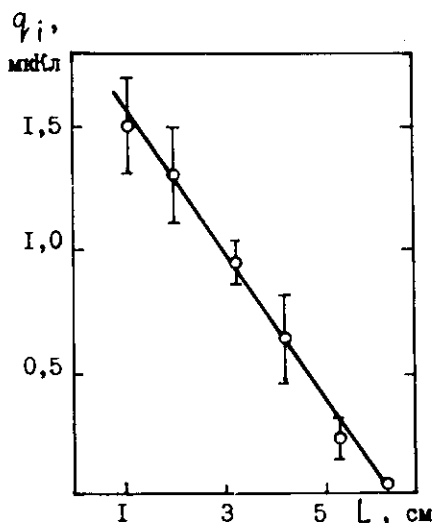


Рис.10. Зависимость ионного заряда на коллектор от расстояния до мишени. Мишень - углерод, $V \sim 5 \cdot 10^9$ Вт/см², $V = 0,3$ Тл, $\phi = +5$.

Зависимость, приведенная на рис.10, показывает изменение ионного заряда q_i при прохождении плазмы поперек магнитного поля. В поперечном магнитном поле величина ионного заряда, приходящего на коллектор, увеличивается /в то время как, например, на расстоянии $L = 3$ см в отсутствие магнитного поля ионный заряд q_i составляет лишь около $0,03$ мкКл на тот же коллектор/. Наблюдаемый монотонный спад q_i с увеличением расстояния L обусловлен, по-видимому, "растеканием" плазмы вдоль магнитных силовых линий.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Дрейф плазмы поперек магнитного поля со скоростью $\vec{V} = \vec{E} \times \vec{B} / B^2$ возможен лишь при существовании самосогласованного электрического поля E , перпендикулярного B . Электрическое поле в плазме при прохождении области с $\beta \lesssim 1$ возникает из-за действия силы Лоренца на электроны и ионы, отклоняющей их в противоположные стороны. Возникают заряженные слои из электронов и ионов на поверхности плазменного сгустка. В теоретических работах /38, 41/ при рассмотрении инжекции плазменных сгустков в поперечное магнитное поле получено выражение для скорости дрейфа сгустка $V = V_0(1 - 1/\epsilon)$, где V_0 - скорость плазмы в отсутствие магнитного поля. Поскольку в плазме, как правило, диэлектрическая проницаемость $\epsilon \gg 1$, то плазма дрейфует почти со скоростью инжектируемого сгустка. Однако, поскольку в вышеуказанных работах рассматривалась двумерная задача об инжекции плазмы, то потери частицы из заряженных слоев в дрейфующем сгустке не учитывались. Учет потерь частиц заряженными слоями в плазме может существенно изменить скоростные характеристики плазменного сгустка по сравнению со свободным разлетом в отсутствие магнитного поля.

В лазерной плазме, разлетающейся поперек магнитного поля в области с $\beta \ll 1$, уход частиц из заряженных слоев может быть обусловлен растеканием плазмы вдоль магнитных силовых линий, "обдиркой" слоев поперечным магнитным полем /электрическое поле изменяется от нуля на границе слой - вакуум до E на границе слой - плазма/ и т.п. Потери частиц из заряженных слоев можно учесть, рассматривая их уход как закоротку заряженных слоев проводником с проводимостью $\sigma' /41/$. В плазме течет ток, компенсирующий потери в слоях, плотность тока $\vec{j} = \sigma_{эф} (\vec{V} \times \vec{B})$, где $\sigma_{эф}$ - эффективное значение проводимости плазмы. В работе /41/ отмечается, что при значениях величины $q = 3,6 \cdot 10^{10} \pi d \sigma / \epsilon V_0 \gtrsim 1$ плазма может тормозиться в течение разлета в поперечном магнитном поле, при $q \ll 1$ она не тормо-

зится. Если $\sigma_{эф} = \eta\sigma / \sigma$ - проводимость плазмы/, то при $0,01 \leq \eta \leq 1$ для наших условий $0,1 \leq q \leq 10$ /плотность и температура плазмы в отсутствие магнитного поля изменяются от $\sim 10^{16}$ см⁻³ до $\sim 10^{12}$ см⁻³ и от ~ 1 эВ до $\sim 10^{-3}$ эВ соответственно/.

Сила, действующая на объемный ток \vec{j} , протекающий в плазме, приводит к торможению плазменного сгустка. В работе /42/, например, получено торможение расширяющегося в магнитном поле сферического облака ионизированного газа с конечной проводимостью.

Решение уравнения движения плазмы $M d^2 \vec{r} / dt^2 = \vec{f} \Omega$, где M , Ω - масса и объем плазменного сгустка соответственно, $\vec{f} = \vec{j} \times \vec{B} = -\eta\sigma B^2 \vec{V}$, в приближении адиабатического разлета /42/ имеет вид

$$V(t) = V_{\beta} \exp[-\eta\sigma_{\beta} \Omega_{\beta} B^2 (t - t_{\beta}) / M], \quad t \geq t_{\beta}, \quad /1/$$

где σ_{β} , Ω_{β} - проводимость и объем плазмы в области с $\beta \sim 1$, t_{β} - время разлета плазмы в области с $\beta \geq 1$, V_{β} - скорость плазмы после прохождения области с $\beta \sim 1$.

Расстояние $L(t)$, которое плазменный сгусток проходит при дрейфе в поперечном магнитном поле

$$L(t) = L_{\beta} + \int_{t_{\beta}}^t V dt = L_{\beta} + k V_{\beta} \{1 - \exp[-(t - t_{\beta}) / k]\}, \quad t \geq t_{\beta}, \quad /2/$$

где $k = M / \eta \Omega_{\beta} \sigma_{\beta} B^2$, L_{β} - расстояние от мишени до области с $\beta \sim 1$. Зависимости $L(t)$ на рис.4 построены по формуле /2/. Входящие в выражение /2/ величины определялись из экспериментальных результатов.

Из выражения /2/ можно получить, что максимальное расстояние, которое плазма проходит в поперечном магнитном поле до "распада";

$$L_{\max} \sim L_{\beta} + k V_{\beta}. \quad /3/$$

Например, для $\lambda = 10,6$ мкм, $\Phi \sim 3 \cdot 10^{10}$ Вт/см², $v = 0,2$ Тл, углеродной плазмы $L_{\max} \sim 14$ см.

По-видимому, если отдельные части плазмы отличаются значениями параметров, входящих в уравнение /1/, то эти части будут отличаться значениями $V(t)$ и, следовательно, разными L_{\max} . Это объясняет селективное воздействие поперечного магнитного поля на отдельные части плазменного сгустка /см. рис.2/.

В выражениях /1/, /2/, /3/ для $V(t)$, $L(t)$ и $L_{\text{макс}}$ существует сильная явная зависимость от магнитного поля. Однако при определенных условиях она может не проявляться. Это обусловлено тем, что в поперечном магнитном поле проводимость плазмы является величиной тензорной^{/43/}. Поперечный компонент тензора проводимости $\sigma_{\perp} \sim \sigma_{\parallel} / (1 + \omega_{ce}^2 / \nu_{ei}^2)$, где $\sigma_{\parallel} = \sigma$ - продольная проводимость плазмы, ω_{ce} - электронная циклотронная частота, ν_{ei} - частота электрон-ионных столкновений. Отношение $\omega_{ce} / \nu_{ei} \sim 4,6 \cdot 10^{14} \text{ В T}_e^{3/2} / \pi$, где В выражена в кГс, T_e - в кэВ, π - в см^{-3} . В поперечном магнитном поле проводимость плазмы σ_{\perp} может принимать значения от $\sim \sigma_{\parallel}$ до $\sim \sigma_{\parallel} / \text{В}^2$ в зависимости от характеристик плазмы.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить академика Г.Н.Флерова и профессора Ю.Ц.Оганесяна за постоянный интерес к работе, С.Л.Богомолова, С.Б.Томилова, А.А.Еропкина за содействие при выполнении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Harris E.G., Theus R.V., Bostick W.H. - Phys.Rev., 1957, v.105, n.1, p.46.
2. Кайтмазов С.Д., Шкловский Е.И. - Физика плазмы, 1978, т.4, в.1, с.86.
3. Borovsky J.E. - Phys.Fl., 1987, v.30, n.8, p.2518.
4. Calvez M. - Phys.Fl., 1987, v.30, n.9, p.2729.
5. Tomlinson R.G. et al. - Phys.Fl., 1979, v.22, n.3, p.566.
6. Yatsu K., Ariga S., Matoba T. - Japan.J.Appl.Phys., 1975, v.14, n.1, p.163.
7. Лазеры и термоядерная проблема. - Сб. переводных статей под ред. академика Б.Б.Кадомова, М., Атомиздат, 1973.
8. Ананьин О.Б. и др. - ЖТФ, 1983, т.53, в.1, с.94.
9. Markovic P.D., Scott F.R. - Phys.Fl., 1971, v.14, n.8, p.1742.
10. Baker D.A., Hammel J.E. - Phys.Fl., 1965, v.8, n.4, p.713.
11. Boyd J.A., Duysterhoeft W.C. - Plasma Physics, 1970, v.12, n.3, p.149.
12. Демиденко И.И. и др. - ЖТФ, 1964, т.34, в.7, с.1184.
13. Bhadra D.K. - Phys.Fl., 1968, v.11, n.1, p.234.
14. Fried B.D., Ossakow S. - Phys.Fl., 1969, v.12, n.3, p.702.
15. Тимощенко В.Н., Львов О.И. - ЖТФ, 1980, т.50, в.5, с.976.
16. Spolding I.J. et al. - Plasma Physics, 1976, v.2, p.589.
17. Matoba T., Ariga S. - J.Phys.Soc.Jap., 1971, v.30, n.5, p.1477.

18. Sudo S., Sato K.N., Sekiguchi T. - J.Phys.D: Appl.Phys., 1978, v.11, p.389.
19. Райзер Ю.П. - ПМТФ, 1963, №6, с.19.
20. Быковский Ю.А., Сильнов С.М., Шерозия Г.А. - Физика плазмы, 1986, т.12, в.2, с.237.
21. Koopman D.W. - Phys.Fl., 1976, v.19, n.5, p.670.
22. Ананьин О.Б. и др. - ОИЯИ, Р9-80-832, Дубна, 1980, с.11.
23. Пасюк А.С., Го Ци Цень, Третьяков Ю.П. - ОИЯИ, 1523, Дубна, 1964.
24. Parsons C.R., Jellison G. - J.Appl.Phys., 1983, v.54, n.3, p.1631.
25. Демиденко И.И. и др. ЖТФ, 1965, т.35, в.5, с.823.
26. Dyer P.E. et al. - J.Phys.D: Appl.Phys., 1976, v.9, n.3, p.373.
27. Быковский Ю.А. и др. - ОИЯИ, Р9-86-2, Дубна, 1986, с.12.
28. Быковский Ю.А. и др. - Препринт МИФИ 013-85, М., 1985, с.12.
29. Бойко В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В. Лазеры и их применение. - Труды ФИАН. М., Наука, 1974, т.76, с.186.
30. Chang S.T., Hashmi M. - Phys.Fl., 1977, v.20, n.3, p.533.
31. Быковский Ю.А. и др. - Письма в ЖТФ, 1979, т.5, в.1, с.46.
32. Бонч-Осмоловский А.Г., Мончинский В.А. - Физика плазмы, 1986, т.12, в.1, с.33.
33. Fanquignon C., Floux F. - Phys.Fl., 1970, v.13, n.2, p.386.
34. Быковский Ю.А. и др. - ЖЭТФ, 1971, т.60, в.4, с.1306.
35. Быковский Ю.А. и др. - Препринт ОИЯИ, Р9-89-35, Дубна, 1989.
36. Koopman D.W. - Phys.Fl., 1971, v.14, n.8, p.1707.
37. Gusinow M.A. et al. - Appl.Phys.Lett., 1978, v.33, n.9, p.800.
38. Peter W., Rostoker N. - Phys.Fl., 1982, v.25, n.4, p.730.
39. Peter W., Ron A. - Phys.Fl., 1983, v.26, n.8, p.2276.
40. Ананьин О.Б. и др. - VI Всесоюзн. конф. по физике низкотемпературной плазмы /тезисы докладов/, 1983, Наука, Ленинград, т.2, с.201.
41. Синельников К.Д., Руткевич Б.Н. - ЖТФ, 1967, т.37, в.1, с.56.
42. Горбачев Л.П. - Магнитная гидродинамика, 1984, №4, с.81.
43. Франк-Каменецкий Д.А. - Лекции по физике плазмы. М., Атомиздат, 1968, гл.1.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 января 1989 года.