

539.188

СИЛЬНОТОЧНЫЕ ИОННЫЕ ПУЧКИ*В. М. Быстрицкий, А. Н. Диденко*

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	91
1. Генерация СИП в отражательных системах	93
а) Симметричные отражательные системы (93). б) Асимметричные отражательные системы (95). в) Отражательный триод с массивным диэлектрическим анодом (97). г) Сравнение с экспериментом (97)	
2. Генерация СИП в магнитно-изолированных диодах	98
а) МИД с дрейфовым электронным потоком (99). б) МИД с ларморовскими электронными орбитами (100). в) Сравнение с экспериментом (101).	
3. Генерация СИП в диодах с пинчеванием электронного пучка	103
а) Аналитические и численные модели (103). б) Сравнение с экспериментом (105)	
4. Транспортировка и фокусировка СИП	106
а) Механизмы нейтрализации и транспортировка СИП (107). б) Баллистическая фокусировка СИП (109). в) Электромагнитная фокусировка СИП (110)	
5. Применение СИП	112
а) Ионно-пучковый УТС (112). б) Ионные кольца для установок типа «Астрон» (115). в) Нейтронные источники на основе СИП (117). г) Накачка лазеров с помощью СИП (117)	
Заключение	118
Цитированная литература	118

ВВЕДЕНИЕ

Последнее десятилетие ускорительной физики характеризуется появлением и интенсивным развитием принципиально нового класса электронных ускорителей прямого действия, обеспечивающих в импульсном режиме мощности до 10^{14} Вт при соответствующих амплитудах тока до единиц МА и напряжений до 10 МВ¹. В свою очередь эти ускорители, использующие принцип медленного накопления энергии в первичном накопителе (обычно генератор импульсных напряжений Аркадьева — Маркса, импульсный трансформатор или индуктивный накопитель) и быструю передачу ее в ускоряющий зазор диодной системы — пушку ускорителя с помощью формирующего элемента (одиночная или двойная формирующие линии), привели к разработке нового направления — генерации высокоэнергетических ионных пучков (СИП) в диодных системах²⁻⁴. Применение таких пучков перспективно во многих областях науки и техники — импульсной энергетике (управляемый термоядерный синтез (УТС) инерционного и стационарного типа)^{5,6}, ядерной физике (создание мощных импульсных нейтронных источников)⁷, квантовой электронике (накачка мощных лазеров с запасаемой энергией в импульсе до десятков кДж)⁸.

К основным проблемам создания эффективной диодной системы относятся необходимость подавления электронной компоненты тока диода и обеспечение неограниченной ионно-эмиссионной способности анода.

Как следует из известной формулы Чайльда — Лэнгмюра (ЧЛ) ⁹, максимальные величины плотностей электронных и ионных токов, протекающих в диоде при приложении к нему разности потенциалов V_A , в нерелятивистском приближении определяются выражением

$$j_{e, \text{ЧЛ}} = \frac{\alpha \sqrt{2e}}{9\pi} \left(\frac{Z_{e,1}}{m_{e,1}} \right)^{1/2} \frac{V_A^{3/2}}{d^2},$$

где $m_{e,1}$ — масса покоя электрона и иона соответственно, $Z_{e,1}$ — заряд электрона и иона в единицах электронного заряда, d — расстояние между анодом и катодом, α — множитель, зависящий от характера установившихся электронно-ионных потоков в зазоре анод — катод (АК): $\alpha = 1$ в электронном или ионном режимах диода, $\alpha = 1,86$ в биполярном режиме, когда электронно-ионные потоки в АК-зазоре достигают предельных величин.

Из выражения $j_{e, \text{ЧЛ}}$ следует, что, в лучшем случае, ионный ток составляет 2,3% величины электронного, и, таким образом, эффективность его генерации без подавления электронной компоненты оказывается весьма низкой.

Подавление электронной компоненты тока диода может быть достигнуто несколькими методами: многократным отражением электронов, приводящим к увеличению времени нахождения электронов и пространственного заряда в АК-зазоре отражательных систем ¹⁰; магнитной отсечкой электронов в магнитно-изолированных диодах ¹¹; увеличением расстояния транспортировки электронов от катода к аноду примерно в r_K/d раз в диодах с пинчеванием электронного пучка, где r_K — радиус катода ¹².

Не менее важной является проблема обеспечения практически неограниченной ионно-эмиссионной способности анода, так как ионная автоэмиссия заведомо недостаточна для получения требуемых величин ионных токов. Решение этой задачи может быть получено при генерации на поверхности анода достаточно плотной плазмы (10^{17} — 10^{18} ионов/см³) за счет ее бомбардировки электронами ¹⁰ либо при поверхностном электрическом пробое ¹¹, или, наконец, за счет стороннего источника плазмы ¹³. При этом необходимо учитывать движение анодной плазмы, приводящее к уменьшению эффективности генерации СИП вследствие рассогласования диодной системы с формирующим элементом. Конечная температура плазмы определяет минимальный эмиттанс пучка и возможность его фокусировки и транспортировки. Этим перечисленным выше проблемам и посвящена предлагаемая статья.

В гл. 1 рассмотрены вопросы генерации СИП в различных модификациях отражательных систем, динамика накопления в них зарядовых потоков и образования анодной плазмы. В гл. 2 рассмотрены магнитно-изолированные диодные системы, основные характеристики их и генерируемых ими ионных пучков. Гл. 3 посвящена вопросам формирования СИП в диодах с большим аспектным отношением r_K/d . В гл. 4 обсуждаются проблемы нейтрализации, транспортировки и фокусировки СИП. Некоторые области использования СИП как в настоящее время, так и в перспективе — генерация лазерного излучения, мощных нейтронных импульсов, формирование i -слоя, инерционный УТС — изложены в гл. 5. В заключение сделана попытка сформулировать основные направления дальнейших исследований СИП в плане перспективности для указанных областей.

1. ГЕНЕРАЦИЯ СИП В ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Идея использования отражения электронов для подавления электронного потока в ионной пушке была выдвинута и нашла свою первую реализацию в работах Судана и Хэмфриса¹⁰. Сущность ее заключается в следующем. Достаточно прозрачный для электронов анод размещается между двумя катодами (рис. 1, а), и вся система помещена в однородное продольное магнитное поле, препятствующее попаданию электронов на

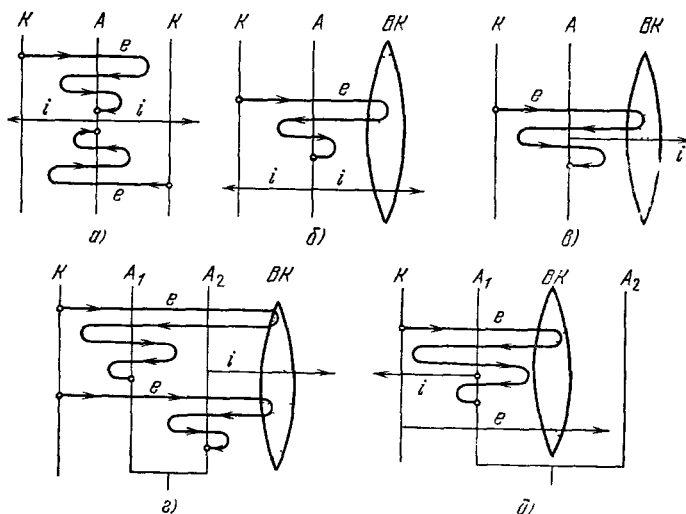


Рис. 1. Принципиальные схемы отражательных систем

анододержатель. При поступлении на анод высоковольтного импульса напряжения электроны, эмиттируемые катодами, совершают многократные колебания, проходя через анод, расходуя свою энергию на его разогрев и образование поверхностной плазмы, являющейся источником ионов. Ионы, вытягиваемые в стороны обоих катодов, формируют два ионных пучка. При наличии только одного катода роль второго выполняет виртуальный катод, образованный осциллирующими электронами. Анализ работы отражательных систем позволяет разбить их в зависимости от количества генерируемых ионных пучков на симметричные (два ионных пучка — рис. 1, а, б) и асимметричные (один ионный пучок — рис. 1, в—д). Рассмотрим подробнее эти группы.

а) Симметричные отражательные системы

Хронологически первой была предложена схема двойного диода с сеточным анодом большой прозрачности¹⁰. В одномерном приближении и пренебрежении рассеянием в таком аноде осциллирующие электроны характеризуются постоянной полной энергией $\mathcal{E}_n = \mathcal{E}_k + eV = 0$ (где \mathcal{E}_k — кинетическая, eV — потенциальная энергия), и соответствующая функция распределения их потоков $f(\mathcal{E}_n)$ может быть представлена в виде δ -функции $\delta(\mathcal{E}_n)$. Это позволяет непосредственно записать выражения для электронной и ионной компонент тока j_e и j_i через соответствующие величины токов биполярного чайльд — ленгмюровского режима $j_{e,1\text{ЧД}}$, $j_{e,1\text{ЛД}}$,

$j_1^{\text{БП}} / j_{\text{ЧЛ}}$ (см. (1.1)):

$$j_e = \frac{2j_e^{\text{БП}} \text{ЧЛ} (1-T)}{1+T}, \quad j_1 = j_1^{\text{БП}} = \sqrt{\frac{Z_1 m_e}{m_1}} \cdot j_e^{\text{БП}} \text{ЧЛ}, \quad (1.1)$$

где T — прозрачность анода.

При наличии лишь одного реального катода осцилляции электронов происходят между реальным и виртуальным катодами. В этом случае соответствующие выражения имеют такой вид:

$$j_e = \frac{j_e^{\text{ЧЛ}} (1-T^2)}{1+T^2}, \quad j_1 = j_1^{\text{БП}} \text{ЧЛ}. \quad (1.2)$$

Как следует из этих соотношений, при достаточно больших T эффективность генерации ионного пучка в триоде может приближаться к единице, а величина j_1/j_e существенно превосходить ее. Однако при этом абсолютные величины ионного тока не превышают соответствующие значения $j_1^{\text{БП}} \text{ЧЛ}$, лежащие в диапазоне единиц и десятков А/см² в используемой области напряжений и величин АК-зазоров.

В рамках рассмотренного приближения некоторое увеличение абсолютных величин токов (до пяти раз) может быть получено при переходе к ультрарелятивистским энергиям электронов (но, по-прежнему, нерелятивистским ионам). В этом случае величина плотности ионного тока определяется выражением¹⁴

$$j_1 = \sqrt{\frac{Z_1 e V_A}{2 m_1 c^2}} j_e, \quad (1.3)$$

где $j_e = \pi c V_A / 8 d^2$.

В более общем случае при наличии в тонком аноде рассеяния и энергопотерь осциллирующих электронов их распределение по полной энергии перестает быть монохроматическим. Соответствующее уравнение Пуассона (нерелятивистский вариант) записывается в следующем виде:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = 4\pi \left[\frac{j_e}{\sqrt{2eV/m_e}} - \frac{j_1}{\sqrt{2Z_1 e (V_A - V)/m_1}} + 2 \int_{-eV}^0 f(\mathcal{E}_n) \left(\sqrt{\frac{2(eV + \mathcal{E}_n)}{m_e}} \right)^{-1} d\mathcal{E}_n \right], \quad (1.4)$$

с граничными условиями: $V_K = (dV/dx)_K = (dV/dx)_A = 0$. Первые два члена в квадратных скобках представляют локальные плотности зарядов, созданные встречными первичными потоками электронов и ионов, а интеграл соответствует плотности заряда, созданной потоками осциллирующих электронов, полная энергия которых $-eV < \mathcal{E}_n < 0$. Вид функции распределения этих потоков по энергии \mathcal{E}_n зависит от многих параметров (толщины, материала, конструкции и геометрии АК-зазора, V_A и т. д.) и в общем случае неизвестен. Однако, как показывает анализ, качественное поведение j_e и j_1 триода оказывается не зависящим от конкретного вида $f(\mathcal{E}_n)$, и при некоторых условиях характеризуется расходимостью. К числу таких условий могут быть отнесены определенные значения вклада потоков рассеянных электронов δ ¹⁴ в аноде, среднего числа пересечений анода осциллирующими электронами до поглощения в нем η ¹⁵, либо среднеквадратичного угла рассеяния электрона $\Delta\theta$ при прохождении анода¹⁶, входящих как параметры в подынтегральное выражение для j_1 и j_e . Указанная расходимость возникает при повторном интегрировании уравнения (1.4). В качестве примера на рис. 2, а, б приведены зависимости $j_1/j_e^{\text{ЧЛ}}$ и $j_e/j_e^{\text{ЧЛ}}$ от параметра η — среднего числа пересечений анода, полученные для нескольких модельных функций распределения. Из

рисунка видно резкое возрастание токов j_e и j_i при определенных значениях η . Соответствующая картина потенциала в АК-зазоре характеризуется его падением в узкой прианодной области и наличием плато на основной части АК-зазора. Все это свидетельствует о полной нейтрализации заряда в АК-зазоре и резком уменьшении импеданса диода. Аналогичные результаты были получены при введении функции распределения, зависящей от угла рассеяния, когда расходимость токов наблюдалась при $\Delta\theta \lesssim 9^\circ$ ¹⁶. Эти примеры можно было бы продолжить.

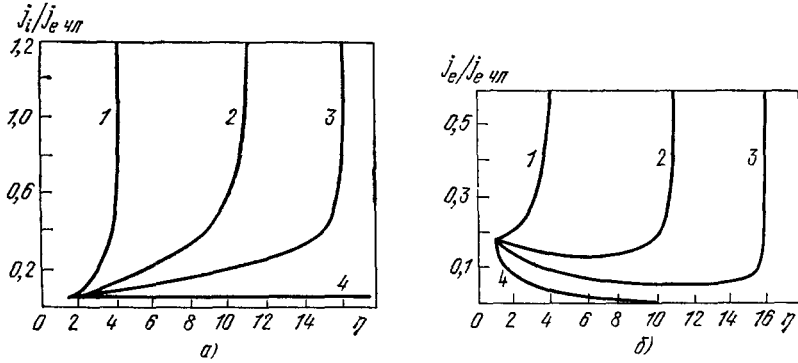


Рис. 2. Зависимость $j_i/j_{e \text{ ЧЛ}}$, $j_e/j_{e \text{ ЧЛ}}$ от η — среднего числа пересечений анода электронами для различных функций распределения электронных потоков¹⁵ в симметричном триоде.

$$1 - f(\mathcal{E}_\Pi) = -[2(\eta - 1)/(eV_A)^2] (j_e/e) \mathcal{E}_\Pi, \quad 2 - f(\mathcal{E}_\Pi) = (\eta - 1) (j_e/e) eV_A, \quad 3 - f(\mathcal{E}_\Pi) = 2(\eta - 1) (j_e/e)/(eV_A)^2 (eV_A + \mathcal{E}_\Pi), \quad 4 - f(\mathcal{E}_\Pi) = (\eta - 1) (j_e/e) \delta(\mathcal{E}_\Pi).$$

Специфика распределения потенциала и зарядовых потоков в АК-зазоре триода, а также характер энергопотерь электронов в аноде в рассматриваемом диапазоне энергий ($d\mathcal{E}_R \lesssim dx$) $\sim V_A^{-0,4}$ приводит к зависимости $J_1 \approx PV_A^{2,5-3,5}$, отличной от известного ЧЛ-закона $3/2$ для биполярного режима диода¹⁷.

Таким образом, во всех стационарных моделях с немонахроматической функцией распределения электронов в АК-зазоре симметричного триода или двойного диода существуют определенные условия (среднее число пересечений анода, относительное количество рассеянных электронов, средний угол рассеяния), при которых стационарные решения отсутствуют, т. е. им соответствуют расходящиеся величины токов и нулевые значения импеданса триода.

б) Асимметричные отражательные системы

Отражательный триод, в котором лишь одна сторона анода является хорошим источником ионов, генерирует соответственно один ионный пучок (рис. 1, е). Модификацией асимметричного триода является тетрод (рис. 1, з), анод которого состоит из двух тонких фольг или фольги A_2 и сетки A_1 , обращенной к катоду, так что генерируется лишь один ионный пучок^{18,20}.

В геометрии тетрода электрическое поле катода не проникает к эмиттирующей ионы поверхности A_2 , в результате чего ионный пучок вытягивается только в сторону виртуального катода. Рассмотрение установившегося режима асимметричного триода³⁷ сводится к совместному решению уравнения Пуассона для левой (чисто электронные потоки) и правой (элек-

тронно-ионные потоки) частей триода. Результаты численного решения для $j_i/j_{e\text{чл}}$ и $j_e/j_{e\text{чл}}$ приведены на рис. 3 для нескольких принятых функций распределения электронов, аналогичных использованным выше.

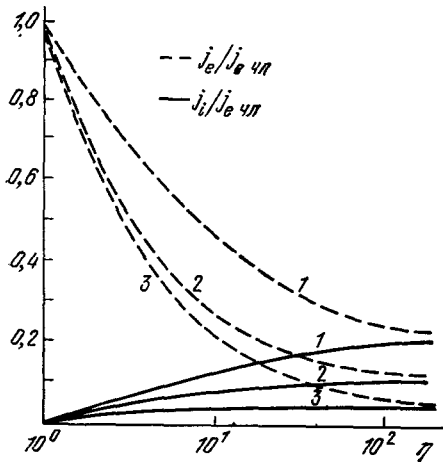


Рис. 3. Зависимость $j_i/j_{e\text{чл}}$, $j_e/j_{e\text{чл}}$ от среднего числа пересечений анода электронами для функций распределения электронов в асимметричном триоде, аналогичных ^{15, 37}.

— $eV_A < \mathcal{E}_\Pi < -eV^*$ совершают колебания вокруг одного из анодов (A_1 или A_2), и одна группа с полной энергией $-eV^* < \mathcal{E}_\Pi < 0$ осциллирует вокруг обоих анодов. Здесь V^* — минимум потенциала в межэлектродном пространстве. Анализ полученных решений $j_e/j_{e\text{чл}}$, $j_i/j_{e\text{чл}}$ показывает, что, как и в случае асимметричного триода, расходимость токов и, соответственно, коллапс импеданса тетрода отсутствуют.

Стационарный характер приведенных моделей ограничивает область их применения достаточно длинными фронтами напряжения. В этой связи отметим, что численное моделирование переходных процессов в симметричном триоде или диоде показало отсутствие стационарного режима на временах порядка 50—100 нс и более (рис. 4) ²².

В целом, поведение триода оказывается очень чувствительным к абсолютной величине нескомпенсированного электронного заряда в АК-зазоре, растущей вместе с размерами триода. И если для обычных размеров (АК) и площади электродов наблюдается самоограничение тока триода и выход на стационарное напряжение (вследствие конечного импеданса генератора), то для малых размеров (единицы, доли миллиметра) стационарное состояние не достигается, и плотности электронных и ионных компонент экспоненциально растут. Эти результаты представляют большой интерес в плане получения сверх-

Основными отличительными признаками рассмотренного асимметричного триода являются:

1. Отсутствие расходимости электронных и ионных токов при любом числе пересечений η.

2. Соответствующее этому отсутствие «коллапса» напряжения на асимметричном триоде.

В асимптотике при $\eta \rightarrow \infty$ $j_i \rightarrow j_e$ с эффективностью генерации ионного пучка, достигающей 100%. Стационарные решения при любом конечном η дают величины j_e и j_i , меньшие, чем $j_{e\text{чл}}$, что обусловлено большим пространственным зарядом чисто электронной половины асимметричного триода.

В отличие от триода, в тетроде имеются три группы осциллирующих электронных потоков: две из них с полными энергиями

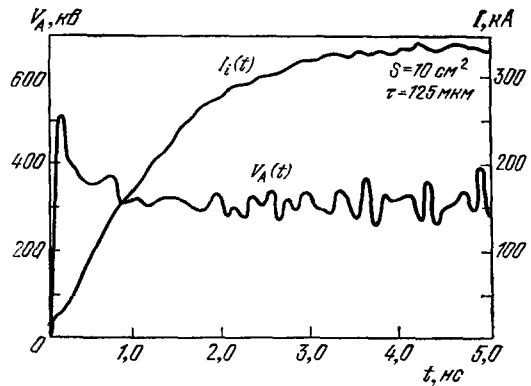


Рис. 4. Нестационарный режим двойного диода ²².

плотных ионных пучков ($\geq 10^7$ А/см²) на приемлемых уровнях мощности генераторов. Аналитическое рассмотрение процессов накопления пространственного заряда и формирования ионных потоков в триодных конфигурациях, выполненное в работе ²³, согласуется с указанными расчетами.

в) О т р а ж а т е л ь н ы й т р и о д с м а с с и в н ы м д и э л е к т р и ч е с к и м а н о д о м

Как уже отмечалось выше, генерация ионного потока обеспечивается процессами плазмообразования на поверхности анода. Использование для этой цели осциллирующих электронов, разогревающих тонкий анод, обладает некоторыми существенными недостатками, а именно:

— необходимостью значительного удельного энерговклада в анод для генерации плотной анодной плазмы, лежащего на уровне 1 кДж/г ^{24, 25}, и соответствующего времени запаздывания (20—30 нс) начала генерации ионного пучка относительно приложения к триоду высоковольтного импульса ²⁶;

— малым ресурсом работы пленочных анодов, ограничивающим отражательные системы режимом одиночных импульсов.

Альтернативой является использование поверхностного пробоя массивного анода с генерацией тонкого слоя плотной плазмы (10^{17} — 10^{18} ион/см³) на фронте высоковольтного импульса. Данный метод широко применяется в ионных магнитно-изолированных диодах ¹¹ (см. подробнее гл. 3). В этом случае генерация ионного пучка начинается значительно раньше, чем при разогреве анода осциллирующими электронами и укладывается в единицы наносекунд.

В отражательном триоде с массивным диэлектрическим анодом электроны, эмиттируемые катодом, движутся сквозь отверстия в аноде в сильном ведущем магнитном поле, обеспечивающем подавление потерь электронов на анод ^{27, 28}.

г) С р а в н е н и е с э к с п е р и м е н т о м

В реальных условиях, если не приняты специальные меры, ионные пучки имеют в основном протонный состав. Это обусловлено максимальной подвижностью протонов и большим содержанием водорода в используемых диэлектриках и вакуумных маслах ускорителей. Применение специальных материалов, покрытий электродов, стороннего источника плазмы и т. д. позволяет получать ионные пучки более тяжелых элементов ^{13, 29—31}.

Переходя к основным экспериментальным результатам, отметим специфичность и сложность диагностики сильноточных ионных пучков. Это обусловлено их значительной зарядовой и токовой нейтрализацией, высоким энерговыведением пучка при взаимодействии с контактными измерительными электродами, что приводит к испарению поверхностного слоя последних при плотностях ионного тока $j_i \geq 30$ А/см²; вторичной электронной эмиссией с поверхности датчика, которая может превышать величину ионного тока. Проблемы диагностики СИП рассмотрены в ряде работ ^{31—33}.

Объединяющей чертой стационарных моделей симметричных триодов, за исключением первого случая, является расходимость ионных и электронных токов и соответствующий «коллапс» импеданса. В реальных установках с конечным импедансом генератора и собственной индуктивностью триода падение импеданса триода вызывает рассогласование его с фор-

мирующим элементом и ограничение уровня тока. Исходя из сказанного, в экспериментах можно ожидать величин $j_1/j_{1\text{чл}}$, существенно больших единицы и растущих с уменьшением импеданса и увеличением напряжения системы, что и наблюдалось в действительности. На установках с внутренним сопротивлением на уровне 1 Ом²⁹ с увеличением η величины $j_1/j_{1\text{чл}}$ достигали 30, при соответствующем падении импеданса триода. В экспериментах же на ускорителях с внутренним сопротивлением ~ 7 Ом^{26, 34} эта величина не превышала 6. Исследования динамики формирования и движения плазмы в АК-зазоре позволили установить, что резкое уменьшение импеданса обусловлено процессами нейтрализации, а не уменьшением эквивалентного зазора диода $d = d_0 - v_n t$, где v_n — скорость плазмы³⁵. В то же время, в согласии с²¹, генерации СИП в экспериментальном асимметричном диоде не сопровождается падением его импеданса^{35, 36}. Аналогичные результаты были получены для тетрода^{18, 37}.

В зависимости от времени образования анодной плазмы по отношению к началу импульса напряжения работа реальных отражательных систем распадается на два режима³⁷:

1) режим позднего образования плазмы, в котором преобладают процессы накопления пространственного заряда осциллирующих электронов, и наблюдается увеличение полного тока системы с увеличением толщины анода;

2) режим раннего образования плазмы, в котором преобладают процессы нейтрализации и наблюдается уменьшение полного тока с увеличением толщины анода.

Первый режим характерен для систем с проводящими анодами и умеренными амплитудами тока, в которых плазма генерируется спустя 25—30 нс после начала импульса благодаря разогреву анода²⁶.

Второй режим наблюдается в системах с анодом из диэлектрика или в системах с проводящим анодом на больших амплитудах токов^{29, 35}.

СИП, вытягиваемый в сторону виртуального катода, оказывается значительно недонейтрализованным (до 50%)^{24, 28}. В этой связи представляется интересным использование инверсных тетродов с выводом СИП через реальный катод (рис. 1, *д*). Такая схема отражательной системы обеспечивает более высокие уровни ионных токов и лучшее согласование с ускорителем в низкоимпедансной моде^{39, 40}.

В целом, эксперимент свидетельствует о существенной нестационарности внутритриодных процессов. В зависимости от конкретных экспериментальных условий это может проявляться в колебаниях пространственной плотности заряда и сопровождающей генерации СВЧ^{41, 42}, в периодической генерации ионного пучка⁴³, в коллективных процессах ускорения небольшой части ионов до энергии, во много раз превышающей приложенное к системе напряжение^{38, 44}. Наибольшие полученные эффективности реальных отражательных систем остаются несколько меньше расчетных и достигают 40 и 70% для симметричных и асимметричных триодов (или тетродов) соответственно. Максимальные достигнутые к настоящему времени величины токов СИП в отражательных системах составляют ≤ 1 МА на уровне мощности ≤ 1 ТВт.

2. ГЕНЕРАЦИЯ СИП В МАГНИТНО-ИЗОЛИРОВАННЫХ ДИОДАХ

Впервые идея использования магнитной изоляции в ионных диодах была выдвинута Винтербергом⁴⁵. Сущность магнитной изоляции заключается в наложении на область АК-зазора внешнего (или собственного) магнитного поля (перпендикулярного к электрическому полю) такой величины, что оно подавляет прохождение через диод электронной компоненты

тока (рис. 5, а, б). При этом электронные потоки оказываются ограниченными в прикатодном слое, толщина которого зависит от внешних параметров — разности потенциалов, величины АК-зазора и магнитного поля. Благодаря значительно большей массе ионы, пересекающие АК-зазор, испытывают в поперечном магнитном поле лишь незначительное отклонение. Минимальная величина магнитного поля, при которой наступает отсечка электронного тока, — $B_{кр}$ зависит от геометрии самого магнитно-изолированного диода (МИД) и приложенной разности потенциалов, геометрии изолирующего магнитного потока, его сохранения в АК-зазоре, времени его включения и характера нарастания. В частности, при рассмотрении стационарного внешнего поля и сохранении магнитного потока в АК-зазоре $B_{кр}$ определяется из следующих соотношений^{46, 47}:

а) для планарного МИД:

$$B_{кр} = \frac{J_0 \sqrt{2U_A + U_A^2}}{cd}; \quad (2.1)$$

б) для коаксиального МИД при азимутальном направлении изолирующего магнитного поля⁴⁹:

$$B_{кр}(A) = \frac{J_0 \sqrt{2U_A + U_A^2}}{cr_A \ln(r_A/r_K)^i}; \quad (2.2)$$

в) для коаксиального МИД при аксиальном направлении изолирующего магнитного поля⁴⁹:

$$B_{кр} = \frac{J_0}{c} \cdot \frac{2\sqrt{2U_A + U_A^2}}{ir_A [1 - (r_K/r_A)^2]}, \quad (2.3)$$

где $J_0 = \frac{m_e c^3}{e}$, $U_A = eV_A/m_e c^2$, r_A , r_K — радиусы анода и катода, $i = 1$ для $r_A > r_K$ и $i = -1$ для $r_A < r_K$ соответственно.

Рассмотрение установившегося режима МИД приводит к различным результатам в зависимости от принятого вида электронных потоков в прикатодном слое: бриллюэновского дрейфового потока или потока с ларморовскими орбитами. Рассмотрим эти режимы.

а) МИД с дрейфовым электронным потоком

Необходимыми допущениями для установления такого потока являются медленное по сравнению с циклотронным периодом нарастание напряжения электрического поля, а также замкнутость орбит дрейфового потока, так, что последующая эмиссия электронов при больших значениях электрического поля будет подавлена. Совместное решение уравнений движения ионов и дрейфа электронов с уравнениями Ампера и Пуассона приводит к системе уравнений, позволяющих численно определить значения диодной разности потенциалов и соответствующие им амплитуды ионного тока при определенной величине Bd ¹⁴:

$$j_1 = \frac{9}{4} (kd)^2 \frac{j_i \text{ чЛ}}{U_A^{3/2}}, \quad (2.4)$$

где k — параметр, определяемый из системы уравнений и зависящий от величины Bd .

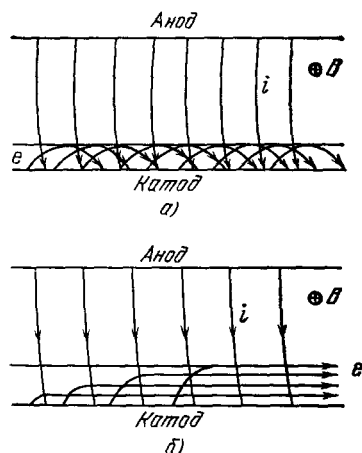


Рис. 5. Принципиальная схема ионно-электронных потоков в магнитно-изолированном диоде¹³.
а) Дрейфовый электронный поток;
б) ларморовский электронный поток.

Анализ (2.4) показывает, что для каждого значения Bd существует определенная величина потенциала анода, при которой наступает расходимость ионного тока. Это значение соответствует полному перекрытию диодного зазора электронным слоем, т. е., фактически, нарушению условия магнитной изоляции.

б) МИД с ларморовскими электронными орбитами

В отличие от подхода, в котором постулируется установление бриллюэновского потока при медленном нарастании напряжения на диоде, в работах ⁴⁶⁻⁴⁹ рассмотрено установившееся движение электронов в АК-зазоре по орбитам ларморовского радиуса при внезапном включении полного напряжения V_A .

Нахождение электронной и ионной компонент токов диода при заданных величинах Bd и V_A (для планарного диода ⁴⁶⁻⁴⁸) или B , r_K , r_A , V_A (для коаксиального диода ⁴⁹) сводится к численному интегрированию системы двух дифференциальных уравнений второго порядка относительно потенциалов V и A . Результаты решения для плоского случая приведены на рис. 6, а, где показана зависимость ионных и электронных токов от величины

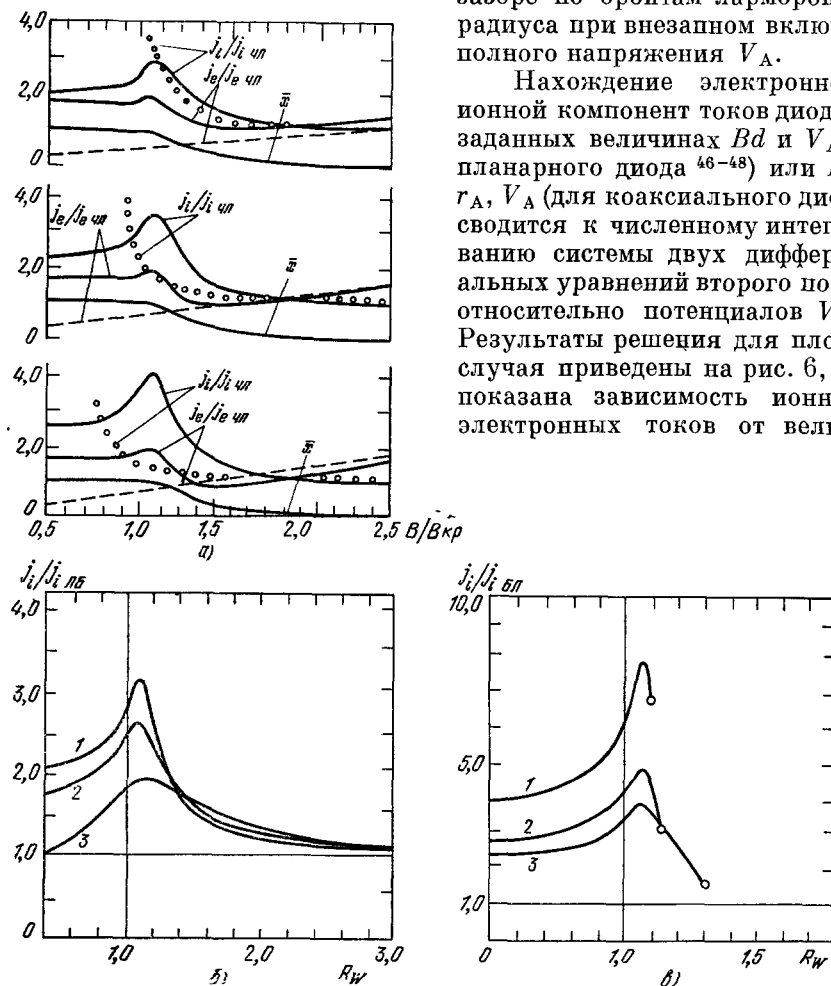


Рис. 6. а) Зависимость j_i/j_{i0} ЧД, j_e/j_{e0} ЧД для плоского магнитно-изолированного диода от величины V/B_{Kp} (сплошные кривые — модель ⁴⁸, штриховые кривые — модель ⁴⁷); б) зависимость j_i/j_{i0} ЧД для коаксиального магнитно-изолированного диода от величины $R_W = V/B_{Kp}$ при внешнем расположении катода $r_K > r_A$ ⁴⁹; $U_A = 1$; изолирующее магнитное поле — азимутальное, $r_K/r_A = 1,5$ (1), 3, 0 (2) и 9, 0 (3); в) то же для внутреннего расположения катода $r_K < r_A$ ($r_A/r_K = 1,5$ (1), 3,0 (2) и 9,0 (3)).

изолирующего магнитного поля V/B_{Kp} при нескольких значениях потенциала диода для двух моделей: в приближении сильного магнитного

поля ⁴⁷ ($B \gg B_{кр}$) и для $B \approx B_{кр}$ ⁴⁸. В отличие от результатов работы ¹⁴, модель ⁴⁸ предсказывает конечное увеличение ионного тока при $B/B_{кр} \approx 1$ от трех до шести раз. Качественно это может быть объяснено заполнением АК-зазора электронами, движущимися по ларморовским орбитам, длина которых в конечном числе раз больше АК-зазора (и соответственно время их пребывания в АК-зазоре больше, чем в случае $0 \leq B \ll B_{кр}$). В предельном переходе к $B \rightarrow 0$ $j_1/j_{1чл}$ стремится к величине 1,86, характеризующей биполярный поток. При возрастании внешнего магнитного поля $B/B_{кр} \gg 1$ результаты моделей ⁴⁸, ⁴⁷ согласуются и дают величину $j_1/j_{1чл} = 1$. Рассмотрение коаксиальной геометрии МИД ⁴⁹ показывает, что, в отличие от планарной геометрии, для диодов с $r_A > r_K$ при величинах изолирующих магнитных полей $B > B_{кр}$ и больше некоторого значения, зависящего от U_A и r_K/r_A , стационарные решения могут отсутствовать. На рис. 6, б, в приведены зависимости $j_1/i_{1ЛБ}$ от параметра R_w для нескольких величин r_K/r_A при внешнем и внутреннем расположении катода; $j_{1ЛБ}$ — предельная плотность ионного тока Ленгмюра — Блуджета ⁵⁰ для однокомпонентного ионного потока в коаксиальной конфигурации, а величина R_w определяется выражением ⁴⁹

$$R_w = \frac{W_A}{\sqrt{2U_A + U_A^2}}, \quad (2.5)$$

где $W_A = eA/m_e c^2$. Параметр R_w в случае сохраняющегося магнитного потока равен $R_w = B/B_{кр}$.

Из рис. 6, б, в следует, что при $r_K/r_A < 1$ для значений $R_w > R_w$ пред стационарных решений не существует, что связано с разрывным характером поведения потенциала на краю электронного слоя и самой толщины слоя при определенных значениях j_e и j_1 . Это, конечно, не означает невозможности получения магнитной изоляции в реальных МИД, где имеется распределение электронов по скоростям в пограничной области слоя, т. е. не выполняется основное условие рассмотренной модели на границе холодного потока: $v_r = 0$. При снятии данного ограничивающего требования интегрирование названных уравнений дает решения для всей области $B/B_{кр}$ и при $B/B_{кр} \gg 1$ $j_1/j_{1ЛБ} \approx 1$.

в) Сравнение с экспериментом

В первых экспериментальных работах по исследованию МИД ⁵¹, ⁵² основной трудностью являлась проблема создания эффективного источника анодной плазмы. Этот источник должен генерировать однородную и плотную плазму на больших площадях за времена, малые по сравнению с длительностями импульсов (~ 1 нс). Первоначально для этой цели использовались нитяные аноды, выполненные из водородосодержащего материала. Дальнейшая модификация привела к конструкции составного массивного анода, в котором плазма генерируется на поверхности изоляционных участков анода, при развитии по ним поверхностного пробоя ¹¹. Как и в случае нитей, возникновение поверхностного пробоя обусловлено переходными напряжениями, развивающимися по поверхности изолированных участков анода при поступлении на него высоковольтного импульса. Аноды такой конструкции нашли широкое применение в МИД благодаря целому ряду преимуществ по сравнению с жесткими нитяными анодами. Они обеспечивают:

- 1) более «холодные» пучки ионов, т. е. пучки с меньшим эмиттансом;
- 2) жесткую геометрическую юстировку всей системы;

3) эффективный вывод $\approx 100\%$ ионного пучка, так как области генерации плазмы (изоляция включения) могут быть расположены в нужных местах напротив соответствующих отверстий в катоде;

4) использование катодов жесткого типа (не сетчатого), способных удерживать магнитное давление быстрых импульсных полей.

Выполненные эксперименты⁵¹⁻⁵⁵ показали, что МИД генерирует ионные пучки с амплитудами тока до $(2-5) J_{1чл}$. Необходимо отметить, что изолирующие магнитные поля, как правило, значительно превышали $B_{кр}$ (в 2-3 раза). В то же время при работе с $B \gtrsim B_{кр}$ наблюдались большие электронные утечки, однако, расходимость ионного тока, предсказываемая моделью¹⁴, отсутствовала.

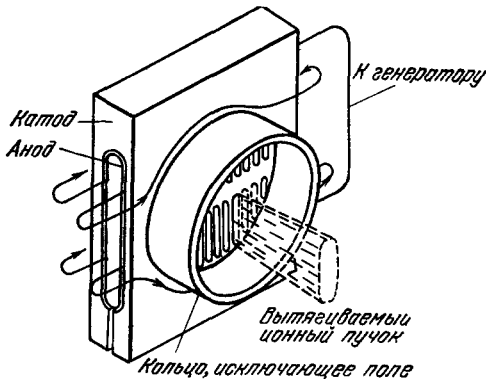
Отличие расчетных результатов¹⁴ от реальной ситуации связано с тем, что картина начального бриллюэновского потока, формирующегося на медленном фронте напряжения, сменяется по мере утечки дрейфующих электронов картиной движения электронов по большим ларморовским орбитам, что соответствует рассмотрению в работах⁴⁸⁻⁴⁹, которое достаточно хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Эффективность генерации СИП зависит от характера дрейфа электронного потока в скрещенных E, B полях в АК-зазоре и общей величины электронных утечек. Последние становятся доминирующими при наличии в АК-зазоре силовых линий, пересекающих одновременно оба электрода, что обусловлено протеканием вдоль них электронного тока, нагружающего диод. Дрейф вдоль незамкнутых траекторий приводит к срыву прикатодного электронного потока на краю катода, сопровождаемому локальными осцилляциями плотности электронов и генерацией СВЧ⁵¹. Указанная высокая проводимость вдоль магнитных силовых линий в вакууме для плазменных или холодных электронов обеспечивает создание вдоль них псевдокатодной поверхности. В связи с этим непараллельность поверхностей электродов МИД магнитным силовым линиям может приводить к нарушению однородности ионного потока и локальным колебаниям его плотности в 2-5 раз^{11, 51}. В свете изложенного высокая эффективность генерации ионного пучка в МИД возможна при обеспечении:

Рис. 7. Схема МИД с катодом типа θ -витка⁵⁵.

а) параллельности магнитных силовых линий электродным поверхностям;

б) отсутствия в пределах АК-зазора силовых линий, пересекающих как анод, так и катод; максимальной протяженности силовых линий, пересекающих эти электроды вне АК-зазора, и минимальной напряженности на эмиттирующей электроны поверхности электрода в области пересечения с этими линиями;

в) замкнутости внутри АК-зазора траекторий дрейфа ($E \times B$) электронного замагниченного потока. Пример МИД, в котором выполнены основные требования, приведен на рис. 7⁵⁵. Изолирующее магнитное поле диода создается при пропускании тока непосредственно через катод, имеющий форму θ -витка со щелями. Быстрые времена нарастания такого поля (единицы — десятки микросекунд) обеспечивают непроницаемость мас-



сивных анода и катода для него и «выстилание» магнитных силовых линий параллельно их поверхностям. Соответствующая геометрия полей приводит к азимутальному замкнутому дрейфу электронов внутри АК-зазора, а магнитные силовые линии, пересекающие анод и корпус (эмитирующую поверхность), имеют максимальную протяженность при минимальной напряженности электрического поля в месте пересечения их с корпусом. Эффективность генерации ионного пучка в указанном МИД достигает 80%, а с поправкой на потери при выводе $\geq 50\%$.

В отличие от триодных систем, в МИД движение плазмы, приводящей к перезамыканию диода, происходит поперек магнитного поля. Экспериментально было установлено, что наложение магнитного поля на АК-зазор МИД тормозит движение анодной плазмы^{53, 60}. Измеренные скорости плазмы лежат в диапазоне 0,3—0,5 см/мкс, что обеспечивает возможность генерации СИП с микросекундными длительностями^{53, 61}.

Таким образом, на основании сравнений по всей совокупности экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями может быть сделан вывод об их хорошем согласии в области $B \gg B_{кр}$ и удовлетворительном в области $B \approx B_{кр}$. Несмотря на умеренные величины плотностей ионного тока (до сотен ампер на см²), возможность использования больших площадей анода (≈ 2000 см²) позволила генерировать в МИД СИП с амплитудой тока $\approx 0,4$ МА на уровне мощности 0,4 ТВт с эффективностью до 80%⁵⁷⁻⁵⁹.

3. ГЕНЕРАЦИЯ СИП В ДИОДАХ С ПИНЧЕВАНИЕМ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

а) Аналитические и численные модели

Возможность использования пинчевания электронов для генерации СИП непосредственно следует из результатов экспериментальных и теоретических работ по формированию электронных потоков в диодах с большим аспектным отношением r_K/d . Важной характеристикой такого диода является величина критического тока, создающего на периферии электронного пучка в диоде магнитное поле, достаточное для поворота внешних электронов к оси диода, т. е. для пинчевания пучка. Из простых соображений равенства ларморова радиуса электрона величине АК-зазора можно найти выражение для критического тока диода⁶²:

$$J_{кр} = \frac{J_0}{2} \frac{(\gamma_A^2 - 1) r_K}{d}. \quad (3.1)$$

Эту величину можно рассматривать как нижнюю оценку тока диода, при котором формируется сходящийся к оси диода поток электронов. В этом режиме $J < J_{чл}$. В такой геометрии потока время пересечения АК-электронами увеличивается примерно в r_K/d раз по сравнению со случаем плоского ЧЛ-потока, и при выполнении условия зарядо-ограниченной эмиссии $E_A = E_K = 0$, т. е. равенства зарядов ионов и электронов в АК-зазоре, отношение J_1/J_e в первом приближении определяется как⁶³

$$\frac{J_1}{J_e} = \frac{r_K}{cd} \sqrt{\frac{Z_1 e V_A}{2 m_1}}. \quad (3.2)$$

Из этой формулы следует, что при достаточно большом r_K/d величина J_1/J_e может быть сравнима с единицей. При этом абсолютное значение ионного тока зависит от величины тока J_e в сходящемся электронном потоке.

Внутридиодные процессы, приводящие к формированию такого потока, включают в себя нарастание собственного магнитного поля, образование

и движение электродной плазмы, а также движение ионов. Все эти факторы являются взаимосвязанными и нестационарными, что делает невозможным их точный анализ. Достаточно полному пониманию всех процессов, происходящих при этом, предшествовали интенсивные экспериментальные, теоретические и численные работы, в которых исследовалось движение анодной плазмы и ее влияние на пинчевание электронного пучка⁶⁴⁻⁶⁸. Численные расчеты показали возможность сильного пинчевания пучка в прианодном слое плазмы с плотностью 10^{15} см⁻³, экранирующей

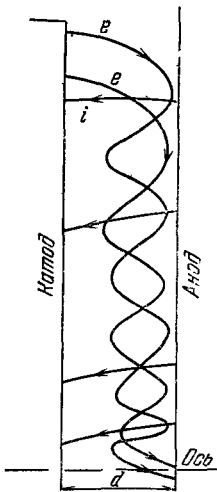


Рис. 8. Принципиальная схема электронно-ионных потоков в диоде с пинчеванием электронного пучка⁶³.

электрическое поле электронного пучка. Однако установленные скорости движения анодной плазмы (единицы см/мкс) не обеспечивают необходимой толщины плазменного анодного слоя для поворота электронов к катоду за времена формирования пинча.

Дальнейшие исследования привели к пониманию важной роли, которую играют при этом ионы^{63, 69, 70}. Качественно последовательность перехода к сфокусированному потоку представляется следующей:

- а) установление ЧЛ-зарядо-ограниченного потока диода;
- б) переход под действием электромагнитных сил в стадию слабого пинча при достижении током значения, близкого к критическому;
- в) генерация анодной плазмы на периферии анода, где направление движения электронов вблизи него является в основном радиальным, что приводит к более интенсивному локальному разогреву анода;
- г) возникновение зарядо-ограниченного потока ионов из плазмы в сторону катода;
- д) многократные повороты электронов к катоду под действием собственного магнитного поля пучка в ионном слое, компенсирующем кулоновское поле, что приводит к быстрому стягиванию электронного потока к оси диода;
- е) установление радиально-сходящегося потока электронов с аксиальным потоком ионов.

В случае использования полых катодов с малой толщиной стенки стадия слабого пинча не предшествует формированию ионного тока, а следует за ним. Это связано с малой величиной тока для таких катодов в ЧЛ-стадии⁷⁰.

На рис. 8 приведены траектории электронов и ионов в установившемся режиме пинча. Эти траектории согласуются с результатами численных расчетов⁶⁹ и представляют намного более сложное движение, чем простой радиальный поток.

Определение полного тока диода в стационарной фазе может быть выполнено в нескольких аналитических подходах⁷¹⁻⁷⁴, использующих определенные допущения о характере установившегося потока, либо в прямых численных экспериментах⁶⁹, не использующих никаких специальных допущений. В свое время принципиально новым было введение понятия парapotенциального электронного потока в АК-зазоре плоского диода как потока вдоль конических эквипотенциальных поверхностей, вершины которых расположены на оси вблизи анода⁷¹. Равновесное состояние такого потока без нейтрализующих ионов обеспечивается дополнительным магнитным полем за счет нейтрализованного аксиального тока, величина которого определяет угол наклона эквипотенциальных поверхностей и является входным параметром.

В модели, использующей допущение парapotенциальности: $\mathbf{E} = -[\mathbf{v}\mathbf{B}]$, $\mathbf{p} = \text{const}$, $\mathcal{E}_e = \text{const}$, при условии $J > J_{\text{кр}}$ совместное решение уравнений Пуассона и Ампера приводит к следующему выражению для тока диода ⁷²:

$$J_{\text{ип}} = J_0 \gamma_A \ln [\gamma_A + \sqrt{\gamma_A^2 - 1}] \frac{g}{2}, \quad (3.3)$$

где g — геометрический фактор, который для плоских диодов равен $\approx r_K/d$. К недостатку модели относится невозможность выхода электронов к аноду, заложенная в самом условии парapotенциальности потока.

Почти такое же выражение следует из приближения холодного сфокусированного потока ⁷³, не использующего допущения парapotенциальности и безотносительного, как и в ⁷², к ионному току и движению плазмы в АК-зазоре. В рассматриваемой модели плоского диода эквипотенциали лишь незначительно отличаются от плоскостей и результирующий электронный поток характеризуется слабым пинчеванием.

Совместное рассмотрение ионных и электронных потоков позволяет использовать парapotенциальный подход без допущения о наличии аксиального нейтрализующего тока. Как показано в работе ⁷⁴, самосогласованное аналитическое решение в этом случае удается получить для диода с плавным изменением величины r/d (r) (где r и d (r) — текущие радиус и АК-зазор соответственно), характеризуемой наличием минимума. В указанных моделях ⁶³, ⁷⁴ плотность ионного тока нарастает с уменьшением радиуса как $1/r^{1-2}$.

Численные расчеты, выполненные в ⁶⁹, дают картину распределения эквипотенциалей и установившихся электронно-ионных потоков, далекую от конфокальности в рассмотренных моделях ⁷², ⁷⁴ и, тем не менее, такие интегральные характеристики, как величины предсказываемых полных токов и ионного тока диода, радиальная зависимость плотности ионного тока достаточно удовлетворительно согласуются между собой.

б) Сравнение с экспериментом

Анализ всей совокупности экспериментов в широких диапазонах изменения напряжений 0,4—2,5 МВ, токов до 2 МА, аспектного отношения $r_K/d = 6 - 23$ и различной степени конусности катодов позволяет сделать вывод о предпочтительности модели бриллюэновского парapotенциального потока для вычисления полного тока диода $J_{\text{ип}} = J_e + J_i$ по сравнению с другими подходами, если в них не используются поправки на изменение АК-зазора за счет движения плазмы. Попытки аппроксимировать экспериментальные результаты с полыми катодами с помощью эмпирического выражения приводят к формуле $J = 0,65 J_0 (r_K/(d - \Delta)) \gamma_A \ln (\gamma_A + \sqrt{\gamma_A^2 - 1})$, где Δ имеет вид постоянного множителя, равного 0,15 см ⁷⁰. Это может свидетельствовать о существенном торможении катодной плазмы магнитным полем ⁶⁴, ⁷². В то же время в ряде других экспериментов ⁷⁵ в предположении постоянной скорости движения плазмы результаты хорошо аппроксимируются эмпирической формулой

$$J_i + J_e = J_{\text{кр}} \left(1 + \frac{r_K}{d} \sqrt{\frac{eV_A}{2m_1c^2}} \right). \quad (3.4)$$

Что касается величин ионных токов, то по всей совокупности экспериментов со сплошным массивным анодом и различными катодами существует хорошее согласие с формулой (3.2). При этом начало генерации СИП следует с точностью 10 нс за переходом в фазу пинча.

Экспериментально определенные плотности энерговыделения в материалах анода к моменту пинчевания пучка составляют ≈ 1 кДж/г и достигаются через 20—35 нс после начала импульса ⁷⁶, ⁷⁷. Результаты расчетов энерговыклада, необходимого для десорбции поверхностного слоя газов и материала с образованием плотной плазмы, согласуются с соответствующими экспериментально наблюдаемыми величинами и временем появления ионного тока. В эксперименте был установлен факт более ранней генерации СИП при изготовлении анодов из тяжелых материалов ⁷⁶.

Последнее соответствует более высокой плотности энерговыделения в тяжелых материалах, соответственно большему локальному нагреву анода и раннему образованию плазмы.

В связи с тем, что ионы имеют природу десорбированных газов (водяной пар, органические молекулы масла, углекислого газа, атомы водорода), на начальных стадиях формирования ионного пучка движение его фронта обусловлено наиболее подвижными ионами H^+ .

Эксперименты ⁷⁷ подтвердили увеличение плотности пучка в приосевой части анода, связанное с увеличением в этой области аксиального электрического поля, предсказанное численными расчетами и моделями ⁶³, ⁷⁴ (рис. 9).

Необходимо отметить, что в экспериментах, где вместо сплошного анода использовался тонкий, прозрачный для электронов ⁷⁸, полученные величины ионных токов значительно превосходили рассчитанные по формуле (3.2). Это обусловлено уменьшением потерь электронного пучка на больших радиусах в тонком аноде и результирующим увеличением плотности пространственного заряда электронов в пинче. Кроме того, осцилляции электрона вокруг анода при его движении к оси анода приводят к увеличению времени его нахождения в АК-зазоре и к соответствующему увеличению отношения J_i/J_e . Эта картина обладает

Рис. 9. Радиальная зависимость плотности ионного тока в диоде с пинчеванием электронного пучка.

1 — результаты численных расчетов ⁶³, 2 — кривая, соответствующая модели ⁶³, темные кружки — экспериментальные результаты.

характерными признаками отражательных систем. С помощью такого пинч-отражательного диода, установленного на ускорителе «Питон», получены СИП со средней плотностью тока на аноде ≥ 10 кА/см² и амплитудой на уровне 1 МА при напряжении 2 МВ, что соответствует эффективности 60% ¹⁰⁶.

Подводя итог изложенному выше, можно отметить, что к настоящему времени картина формирования СИП в диоде с пинчеванием электронного пучка в общих чертах представляется достаточно ясной. Несмотря на стационарный характер парapotенциальных моделей, они дают согласующиеся с экспериментом интегральные характеристики СИП.

4. ТРАНСПОРТИРОВКА И ФОКУСИРОВКА СИП

Одной из важнейших проблем, связанной с использованием как электронных, так и ионных сильноточных пучков, является проблема их фокусировки и транспортировки. Как известно, для сильноточных электронных пучков существует несколько факторов, ограничивающих их транспортировку на большие расстояния. К числу их в первую очередь

относится влияние различных нестабильностей и существование критического тока, не позволяющего транспортировать токи выше этого предела. С этой точки зрения сильноточные ионные пучки должны иметь значительные преимущества, поскольку для них критические токи в $\approx \sqrt{m_i/m_e}$ раз больше критических токов для электронных пучков и достигают единиц мегаампер. Таким образом, неустойчивости не будут оказывать существенного влияния на стабильность ионных пучков. Рассмотрим более подробно вопросы транспортировки и фокусировки ионных пучков.

Большая плотность сильноточных ионных пучков 10^{11} — 10^{13} ион/см³ приводит к тому, что если пучки будут не нейтрализованными, то провисание потенциала в них может достигать сотен и тысяч киловольт, и соответствующие этому напряженности полей 10^5 — 10^6 В/см вызывают распыление такого пучка на длинах порядка его поперечных размеров. Это обуславливает необходимость полной нейтрализации ионных пучков по заряду для вывода из диодных систем. Необходимо учесть и то, что все ионные пучки, получаемые в диодах, имеют собственную температуру, обусловленную температурой генерирующей плазмы, что приводит к дополнительному расширению дрейфующего пучка. Экспериментально установленные температуры анодной плазмы, зависящие от способа ее образования, лежат в диапазоне единиц — десятков электронвольт.

а) Механизмы нейтрализации и транспортировка СИП

Дрейф холодных и плазменных электронов вдоль магнитных силовых линий определяет основные механизмы нейтрализации СИП в диодной системе, зависящие от величины и взаимного направления магнитного поля и СИП. В отражательных системах, где вывод ионного пучка осуществляется вдоль магнитных силовых линий, его зарядовая и токовая нейтрализация обеспечивается электронами, вытягиваемыми из виртуального или реального катодов, в зависимости от направления вывода СИП. Соответствующие энергии нейтрализующих электронов лежат в диапазоне $\mathcal{E}_e \sim AeV_A (m_e/m_i)^{1/3}$, где A — множитель порядка единицы.

В АК-зазоре МИД ионный пучок распространяется перпендикулярно к магнитным силовым линиям и не сопровождается плазменными катодными электронами. В этом случае зарядовая нейтрализация СИП при выводе его из диода происходит за счет холодных электронов, вытягиваемых из стенок электрическими полями пучка вдоль магнитных силовых линий, или плазменных электронов из стороннего источника. Таким сторонним источником может быть диэлектрическая поверхность, на которую падает часть ионного пучка, генерирующая на ней плазму¹¹. Анализ показывает, что нейтрализация пространственного заряда СИП холодными электронами в случае симметрии их движения в закатодном пространстве относительно ионного пучка остается неполной. Введение в такую геометрию рассеивающих центров, а также уменьшение угла между направлением магнитного поля и ионного пучка и т. д., приводит к нарушению симметрии, «запутыванию» траекторий холодных электронов и обеспечивает достаточно полную зарядовую нейтрализацию СИП за времена порядка долей нс^{80, 81}.

В случае использования в МИД быстрых магнитных полей, которые не успевают в течение импульса проникнуть сквозь катод в закатодное пространство, зарядовая и токовая нейтрализация ионного пучка холодными электронами осуществляется при их вытягивании из выходных катодных окон вдоль движения ионного пучка^{57, 82}.

Альтернативными возможностями нейтрализации СИП в рассматриваемых системах является ионизация остаточного газа в дрейфовой области или предварительное создание плазмы. Этот метод является весьма эффективным для вывода СИП из пинч-диола, в котором большие собственные магнитные поля могут приводить к токовой декомпенсации СИП⁸³.

Распространение зарядо-нейтрализованного СИП по тракту с конечной индуктивностью приводит к появлению тормозящей индуктивной э. д. с. Ее величина, определяемая по известной формуле $\mathcal{E}_{\text{инд}} = [1 + 4 \ln(R_{\text{тр}}/r_{\text{п}})] J_1/\tau_{\text{ф}}$, для мегаамперного диапазона СИП значительно превышает кинетическую энергию пучка. Таким образом, несмотря на быструю нейтрализацию пространственного заряда СИП холодными или плазменными электронами, распространение его становится возможным в случае полной токовой нейтрализации. В этой связи перспективно использование предварительно созданных плазменных каналов с достаточно высокой плотностью (10^{17} ион/см³) и проводимостью ($\sigma > 2 \cdot 10^4$ Ом⁻¹м⁻¹), в которых вихревые поля, обусловленные установившимся током, будут иметь порядок кв/см⁸³. Время диффузии магнитного поля в таком канале $\tau_{\text{диф}} \approx 4\pi r_{\text{к}}^2 \sigma / c^2 \approx 10^{-6}$ с, и СИП будет транспортироваться в бессиловом равновесии с углом расходимости, определяемым его начальным эмиттансом.

Для увеличения длины транспортировки СИП целесообразно использовать продольные или азимутальные магнитные поля, созданные сторонними источниками либо пропусканием по плазменному каналу аксиального тока⁸³. Необходимая величина тока для удержания СИП в таком канале $J_{\text{к}}$ может быть определена из условия сохранения канонического момента иона, инжектированного в канал радиуса $r_{\text{к}}$ с углом инжекции θ , радиальной координатой $r_{\text{инж}}$ и энергией \mathcal{E}_1 ⁸⁴:

$$c \sqrt{2m_1 \mathcal{E}_1} (1 - \cos \theta) = Z_1 e \int_{r_{\text{инж}}}^{r_{\text{к}}} B_{\theta} dr. \quad (4.1)$$

В частном случае идеального канала с однородным распределением тока из уравнения (4.1) можно получить следующее выражение для $J_{\text{к}}$:

$$J_{\text{к}} = \frac{c^2 \sqrt{2m_1 \mathcal{E}_1} (1 - \cos \theta)}{Z_1 e [1 - (r_{\text{инж}}/r_{\text{к}})^2]}. \quad (4.2)$$

К примеру, для протонного пучка с энергией $\mathcal{E}_1 = 2$ МэВ и $\theta = 10^\circ$ $J_{\text{к}} = 30$ кА, а для ионного пучка C^{+4} с той же энергией $J_{\text{к}} = 100$ кА.

В реальных условиях канал создается при пропускании по нему медленно нарастающего тока. При этом проводимость канала остается низкой, а распределение тока по сечению — однородным. Инжекция СИП в канал сопровождается интенсивным нагревом последнего обратным током и за счет ионизационных потерь, быстрым локальным ростом проводимости канала (пробоем) и переходом его в состояние с «вмороженным» полем. Нагревание канала и электродинамическое взаимодействие с СИП приводит к его расширению. Пучок расталкивает канал, внедряясь в него и вытесняя магнитное поле к периферии. Оценки допустимого расширения канала за время прохождения по нему СИП дают следующее соотношение, связывающее параметры канала и СИП:

$$J_{\text{к}} J_1 < \frac{3c^2 r_{\text{к}}^4 \rho}{\tau^2}, \quad (4.3)$$

где ρ — плотность канала, τ — длительность СИП.

Численные и аналитические исследования взаимодействия СИП с неидеальным каналом в условиях развития различного рода неустойчиво-

стей⁸⁵⁻⁸⁷ показали хорошую эффективность транспортировки СИП с током до 1 МА. В частности, плазменный канал обеспечивает эффективное удержание СИП при развитии в нем перетяжек с длиной волны много меньше, чем соответствующая длина волны бетатронных колебаний ионов в канале. При больших значениях тока потери ионов на периферии канала становятся неприемлемо большими.

Первые эксперименты по транспортировке СИП в плазменных каналах были выполнены на уровне тока $J_1 \ll 0,3$ МА и напряжении $V_A \sim 1,4$ МВ. Соответствующая эффективность транспортировки достигала $\geq 50\%$ ⁸⁸.

б) Баллистическая фокусировка СИП

При наличии полной токовой и зарядовой нейтрализации ионные пучки распространяются в бессиловом равновесии с эмиттансом, определяемым только их температурой, что позволяет использовать так называемую баллистическую фокусировку внутри или в непосредственной близости от диодов. В случае отражательных систем наиболее просто эти условия могут быть выполнены в сферическом или коаксиальном отражательном триоде (или тетроде) без внешнего магнитного поля⁸⁹.

Применение баллистической фокусировки в магнитно-изолированных диодах привлекательно в связи с возможностью формировать необходимую поверхность плазмы с учетом расходимости СИП из-за кулоновского расталкивания в АК-зазоре и абберации при прохождении через катодные окна. Такая возможность основана на использовании быстрых магнитных полей, времена диффузии которых внутри проводящих электродов системы значительно превосходят длительность импульса. Аналогичная магнитная «подушка» может быть создана при пропускании тока, генерирующего изолирующее магнитное поле, через электроды диода^{55, 56}, либо в диодах с самоизоляцией⁹⁰. Использование быстрых магнитных полей, ограниченных АК-зазором, позволяет увеличить степень баллистической фокусировки ионного пучка в $r_A/2d$ раз по сравнению со случаем полей, проникающих в закатодное пространство. Это связано со значительным уменьшением длины транспортировки ионного пучка в поперечном магнитном поле.

Применение компенсирующего магнитного поля, заполняющего закатодное пространство и реверсированного по отношению к основному, позволяет полностью устранить ограничение по фокусировке, налагаемое отклонением ионов в магнитном поле B . Соответствующая величина компенсирующего поля $B_{\text{комп}} = (2d/r_A) B$. Этого же результата можно добиться, применяя поля замкнутой конфигурации, так что суммарный магнитный поток, пересекаемый ионами при движении к фокусу, также оказывается равным нулю³.

При использовании массивных электродов и быстрых полей последние неизбежно провисают в выводные катодные окна, создавая волнистую поверхность виртуального катода и соответственно с этим — более горячий ионный поток. Этот недостаток может быть устранен вынесением псевдокатодной поверхности в область меньших искажений поля внутрь АК-зазора⁹¹. Использование указанных типов магнитных полей и методов их коррекции позволило увеличить плотность СИП в МИД в 90 раз⁹¹ и довести ее до величины ≈ 100 кА/см²^{59, 92}. Схема экспериментального МИД со сферической фокусировкой приведена на рис. 10.

Отсутствие внешних магнитных полей в диодах с пинчеванием электронного пучка предполагает высокую эффективность баллистической фокусировки. Эксперименты на пинч-диоде со сферическим анодом и полым цилиндрическим катодом подтвердили это^{2, 88}. Плотность ионного пучка

в фокусе достигала $0,3 \text{ MA/cm}^2$, что соответствовало 80-кратному увеличению по сравнению с плотностью на аноде. Эти результаты были получены при обеспечении полной зарядовой и токовой нейтрализации СИП

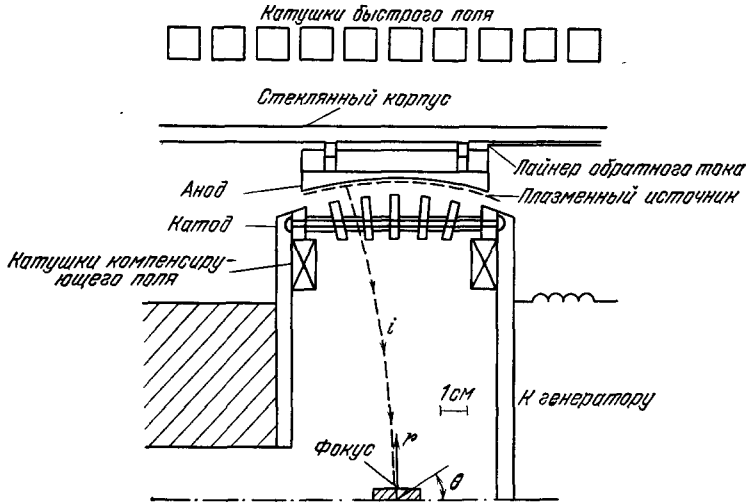


Рис. 10. Схема сферического МИД с компенсирующим магнитным полем ⁹¹.

в закатодной газонаполненной области, отделенной от АК-зазора тонкой пленкой (рис. 11). Отсутствие газовой области или тонкой пленки, перекрывающей полый катод, приводило к ухудшению токовой

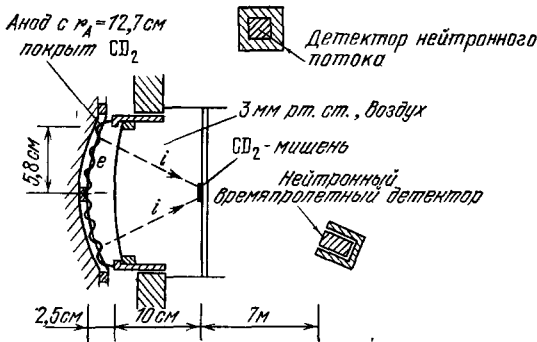


Рис. 11. Схема сферического пинч-диода с баллистической фокусировкой ⁸⁸.

нейтрализации и соответственно фокусировки (до 20 kA/cm^2). Необходимо отметить, что интенсивные собственные магнитные поля СИП в такой геометрии обеспечивают возможность эффективной самофокусировки (до $0,1 \text{ MA/cm}^2$) на вакуумном участке диода с последующей баллистической фокусировкой в газовой области ⁸⁸.

Таким образом, единственным ограничением на максимальную достижимую степень баллистической фокусировки остается конечная температура СИП, приводящая к средней расходимости пучков в диапазоне $1-3^\circ$ для энергий на уровне единиц МэВ.

в) Электромагнитная фокусировка СИП

Несомненный интерес для транспортировки и фокусировки СИП представляет использование электромагнитной оптики, по аналогии с электростатическими и магнитными дипольными, квадрупольными линзами в классической ускорительной технологии. Это позволило бы транспортировать СИП через последовательно расположенные ускоряющие

АК-зазоры, т. е. расширить область генерации импульсных СИП на десятки и сотни МэВ, что особенно важно для тяжелых ионов. Возможная схема этого рассмотрена в ⁸⁰, где используется электростатическая фокусировка трубчатого СИП в последовательных МИД (рис. 12). Оптические свойства таких АК-зазоров определяются формой поверхностей виртуального катода и анода, образованных холодными электронами. Кривизна этих поверхностей соответствует кривизне магнитных силовых линий и обеспечивает необходимую фокусировку. При этом фокальное расстояние n -го зазора определяется соотношением

$$f_n \approx \frac{2R_n \mathcal{E}_n}{eV_n}, \quad (4.4)$$

где R_n — радиус кривизны срединной силовой линии в n -м зазоре, \mathcal{E}_n — кинетическая энергия ионов в n -м зазоре, V_n — разность потенциалов, приложенная к n -му зазору. Вопросы поперечной и продольной устойчивости СИП при последовательном ускорении в системе n -МИД нуждаются в дальнейших исследованиях. Первые эксперименты по дополнительному ускорению (на 200 кЭВ) ионного пучка S^+ с током 2 кА в МИД коаксиального типа подтвердили перспективность этого направления ⁵⁹.

При прохождении СИП магнитных линз можно ожидать нарушения установившейся картины зарядовой и токовой нейтрализации, и, как следствие — нарушения фокусирующих свойств линз. Численные эксперименты, выполненные в самосогласованном нерелятивистском подходе, показали наличие токовой нейтрализации в r, x -плоскости линзы и отсутствие ее в r, θ -плоскости, что приводит к нарастающей с увеличением тока СИП его дефокусировке. Сравнительные оценки показывают, что эта дефокусировка становится существенной при достижении током СИП величины $J_{кр}$, т. е. единиц МА.

Экспериментальные результаты по фокусировке СИП с помощью вакуумных дипольных линз согласуются с численными расчетами ⁹³. Было получено десятикратное увеличение плотности СИП в фокусе, соответствующем одночастичному приближению, при токе СИП на уровне единиц — десятка килоампер.

Для электромагнитной фокусировки пучков могут быть использованы и другие предложения. Интересной альтернативой являются плазмонаполненные линзы, вакуумные линзы с тороидальным магнитным полем, а также линзы с пространственным электронным зарядом (с магнитными зеркалами, либо типа линз Габора) ^{94, 95}. Как показывают оценки, оптические силы линз с пространственным зарядом ($1/f_r$), плотность которого лежит ниже порога магнетронной неустойчивости ($n_e \lesssim B^2/20\pi m_e c^2$), превышает в 10^2 — 10^3 раз оптическую силу магнитных линз ($1/f_m$) при тех же значениях магнитных полей:

$$\frac{f_m}{f_r} \approx \frac{4v_1^2/L\omega_{IH}^2}{v_1^2/L\omega_{1L}^2} \approx \frac{2m_1}{5z_1 m_e}, \quad (4.5)$$

где $\omega_{1L}^2 = 2\pi n_e Z_1 e^2/m_1$, ω_{IH} — ларморова ионная частота.

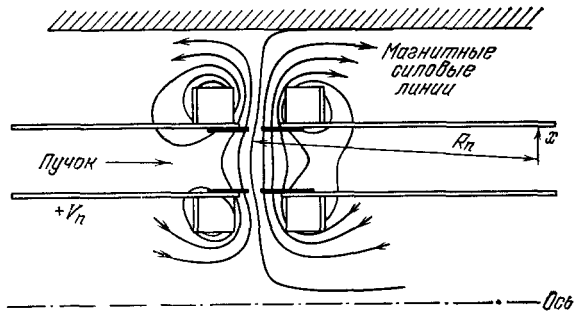


Рис. 12. Схема ускоряющего магнитно-изолированного зазора с фокусировкой.

R_n — радиус кривизны срединной силовой линии ⁸⁰.

Первые эксперименты по накоплению пространственного электронного заряда в таких линзах дали величину $n_e \approx 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что обеспечивает эффективную фокусировку СИП электростатическими силами этого заряда⁹⁵.

Возможность плотной фокусировки СИП с помощью стационарных, медленно меняющихся в пространстве магнитных полей исследовалась в работах^{96, 97}. В частности, прохождение холодного зарядо- и токонейтрализованного СИП через пологое магнитное зеркало, сохраняющее температуру пучка, приводит к сжатию последнего при выполнении условия $L \gtrsim (3r_{\text{оп}}^2 A v_1 / \omega_{\text{ин}})^{1/3}$, где A — пробочное отношение. Степень сжатия $r_{\text{оп}}/r_{\text{кп}}$ ($r_{\text{кп}}$, $r_{\text{оп}}$ — конечный и начальный радиусы пучка) оказывается весьма чувствительной функцией начальной поперечной энергии СИП и может достигать 5—10 для приемлемых значений полей (десятки килогаусс) и расстояний L (единицы метров). Как показано в работе⁹⁷, инжекция непараксиального СИП в такое магнитное зеркало и сопутствующие этому процессы неадиабатических потерь на излучение могут приводить в совокупности к плотной фокусировке СИП до диаметра 10^{-1} см .

Завершая изложение вопросов фокусировки и транспортировки СИП, необходимо указать на малое количество экспериментальных результатов, что не позволяет сделать каких-либо долгосрочных прогнозов. Несомненно одно, что темп выполняемых исследований, особенно наглядный в успехах баллистической фокусировки и транспортировки в плазменных каналах, позволит в скором времени преодолеть это отставание.

5. ПРИМЕНЕНИЕ СИП

а) Ионно-пучковый УТС

Из всех перспективных применений ионных пучков управляемый термоядерный синтез является наиболее заманчивым. Напомним вкратце основные идеи и соотношения современных подходов к УТС⁹⁸. Известное соотношение Лоусона $n\tau > 10^{14} \text{ с/см}^3$ определяет минимальную величину произведения плотности $n \text{ см}^{-3}$ горячей плазмы с температурой 10^8 К (или 10 кэВ) на время ее удержания τ для инициирования термоядерного синтеза с относительным энерговыходом η_{T} порядка единицы:

$$\eta_{\text{T}} = \frac{W_{\text{T}}}{W_{\text{в}}} \gtrsim 1, \quad (5.1)$$

где W_{T} , $W_{\text{в}}$ — термоядерная энергия и энергия, вложенная в плазму соответственно.

Существуют два принципиально различных подхода в достижении этого: стационарный (в установках типа токамак, стелларатор, «Астрон» и т. д.)⁹⁹⁻¹⁰² и инерционный, в котором дейтерий-тритиевая D — T-мишень облучается лазерными, электронными или ионными пучками⁹⁸. Как показывают расчеты, мощность энерговыделения в единице объема стационарного термоядерного реактора может превзойти аналогичные характеристики для существующих реакторов при плотности плазмы $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Соответствующее время удержания такой плазмы и необходимые для этого магнитные поля составляют десятые доли — единицы секунд и десятки килогаусс, что является сложной, но реализуемой задачей на современном технологическом уровне.

В инерционном термоядерном синтезе время удержания плазмы определяется ее размерами и скоростью разлета ($v_{\text{пл}} \approx 10^8 \text{ см/с}$) и составляет единицы наносекунд. Величина плотности плазмы в этом случае должна быть $\approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Соответствующий энерговыход, необходимый для нагрева

D — T-мишени с такой плотностью, превышает 10^8 Дж, что лежит за пределами современной технологии. Указанная величина может быть существенно уменьшена (до единиц МДж) за счет быстрого сжатия (за единицы наносекунд) мишени до уровня плотности в ее центральной части $\geq 10^{26}$ см $^{-3}$, что более чем в 10^3 раз превышает плотность твердого D — T. Адиабатическое нагревание этой области за счет сжатия до температуры зажигания (≥ 5 кэВ) УТС и быстрый последующий разогрев ее до нескольких десятков кэВ приводит к устойчивому термоядерному горению ($\rho \cdot r \approx 1$ г/см 2), распространяющемуся наружу. Соответствующая зависимость необходимого энерговклада от степени сжатия мишени $\epsilon_{сж}$ определяется из соотношения

$$\frac{W_{В1}}{W_{В2}} \sim \left(\frac{C_2 \text{ сж}}{C_1 \text{ сж}} \right)^2. \quad (5.2)$$

Указанные плотности горячей плазмы $n_{пл} \geq 10^{26}$ см $^{-3}$ могут быть получены на уровнях давления $\approx 10^{12}$ атм, развивающихся при облучении мишени пучком соответствующей мощности ($\approx 10^{14}$ Вт) за счет абляции (испарения) наружного слоя и имплозии мишени.

Использование СИП для целей инерционного УТС обладает рядом преимуществ по сравнению с электронным подходом, а именно: отсутствием тормозного излучения, вызывающего вредный преднагрев D — T плазмы и уносящего значительную долю энергии; малым рассеянием ионов на мишени; существенно большими ионизационными потерями, а также пиковым характером энерговыделения в конце пробега, что увеличивает эффективность передачи энергии пучка оболочке термоядерной мишени; возможностью продольного сжатия СИП при транспортировке, благодаря нерелятивистскому характеру СИП, что приводит к повышению его мощности на мишени.

Численные расчеты, выполненные для различных конструкций D — T мишеней, показывают, что указанные выше преимущества ионных пучков позволяют уменьшить пороговый энерговклад в мишень примерно на порядок по сравнению с электронными пучками⁹. На рис. 13 приведены результаты таких расчетов для мишеней различных конструкций, масс, размеров, иллюстрирующие уменьшение необходимого для инициации УТС энерговклада при использовании ионных пучков. Как видно из рис. 13, для этого требуются электронные токи ≥ 100 МА. Соответствующие уровни ионных токов лежат в диапазоне десятка мегаампер, получение которых можно предвидеть в ближайшие несколько лет.

Основным препятствием для достижения требуемой степени сжатия является рэлей-тейлоровская неустойчивость, развивающаяся на границе двух сред при движении менее плотной среды (плазмы) в сторону более плотной (вещество мишени). Численный анализ показал, что наиболее

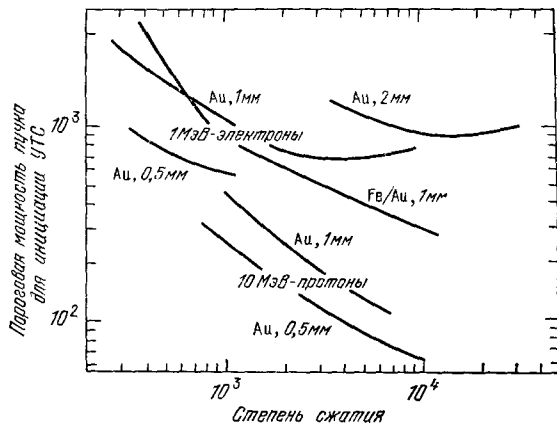


Рис. 13. Результаты численных расчетов энерговклада (ТВт), необходимого для инициации УТС на мишени в зависимости от радиуса, $C_{сж}$, конструкции мишеней для электронного и ионного пучков¹⁰⁴.

опасными являются неустойчивости с длиной волны порядка толщины оболочки мишени, так как они нарастают за время имплозии до амплитуд, сравнимых с нею, и могут привести к разрушению оболочки до завершения имплозии и начала УТС^{104, 105}. При этом имплозия под действием ионного пучка оказывается несколько менее устойчивой, чем имплозия под действием электронного пучка, что обусловлено пиковым характером энерговыделения ионов и соответственно меньшей толщиной имплозируемой зоны по сравнению со случаем имплозии под действием электронного пучка. Приближенная оценка предельно достижимой величины r_H/r_K (где r_H — начальный радиус, r_K — конечный радиус мишени), обусловленной только начальной асимметрией загрузки мишени, приводит к выражению $r_H/r_K \approx (\mathcal{E}/\delta\mathcal{E})/c$ ¹⁰⁵ ($\delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$ — относительная асимметрия энергетической загрузки поверхности мишени, c — множитель порядка 1).

Выполнение первых экспериментов по ионно-пучковому УТС уже включено в текущие программы различных лабораторий^{88, 106}. На рис. 14

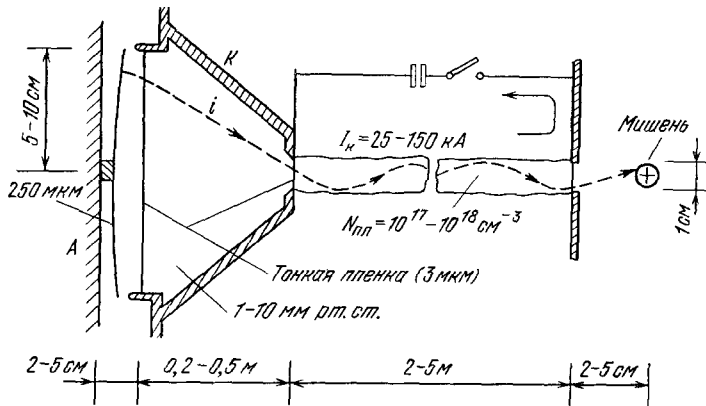


Рис. 14. Схема эксперимента по УТС на СИП, генерируемом с помощью пинч-отражательного диода⁸⁸.

представлена схема планируемого демонстрационного эксперимента по УТС с помощью СИП, генерируемых пинч-отражательными диодами. Благодаря нерелятивистскому характеру СИП, использование профилирования напряжения на диоде во времени, близкого к виду $V_A(t) = V_A(0)/(1 - \beta_{ct}/L)^2$, позволяет получить продольное сжатие пучка и значительно (в 5–6 раз) увеличить мощность СИП, приходящего на мишень. Оптимальная пропускная способность плазменного канала (<1 МА), с учетом продольного сжатия СИП, определяет необходимое количество пучков для достижения мощности $\approx 10^{14}$ Вт, как 30–50. Для этих же целей могут быть использованы МИД⁵⁹.

В настоящее время все схемы ускорителей для УТС, независимо от конкретного типа диодов, включают в себя два основных признака: многомодульность и передачу энергии к нагрузке (диоде) по вакуумным линиям с магнитной самоизоляцией. Эти основные принципы были впервые выдвинуты и получили теоретическое и экспериментальное обоснование в работах коллектива института им. Курчатова¹⁰⁷.

В заключение этого раздела отметим, как более далекую перспективу, реализацию синтеза с выходом $\eta_T > 1$ в прямых ядерных реакциях дейтериевого пучка с энергией 200 кэВ с тритиевой мишенью при плотности последней $n_T \approx 10^{23}$ см⁻³. Необходимый уровень тока СИП в этом случае превышает достигнутый к настоящему времени по меньшей мере на два порядка¹⁰³.

б) Ионные кольца для установок типа «Астрон»

Мощные ионные пучки представляют интерес и в плане создания магнитного поля замкнутой конфигурации с реверсированием его направления — ионного аналога электронного E -слоя, известного под названием «Астрон»¹⁰¹. К числу несомненных преимуществ ионных колец относится отсутствие синхротронных потерь на излучение, неизбежных в электронных кольцах^{108, 109}, и неустойчивостей коллективного типа. С другой стороны, в связи с большой массой ионов, их количество, необходимое для реверсирования поля, $\xi = 1 = \delta B/B$ должно быть $\approx bm_1/\gamma_e m_e Z_1^2$ раз больше, чем для E -слоя, так как $N_1 \gg r_{\text{Л}}/r_1$, где $r_1 = (Z_1 e)^2/m_1 c^2$, $r_{\text{Л}}$ — ларморовский радиус иона. Для реальных ионных колец с учетом возможных потерь ионов при захвате, эта величина лежит в диапазоне $\lesssim 10^{17}$ ¹¹⁰. Полученные к настоящему времени ионные потоки уже достигают этих значений⁸⁹.

Как следует из приведенного выражения, уменьшение необходимого для реверсирования поля количества ионов в кольце может быть достигнуто при адиабатическом сжатии кольца, приводящем к уменьшению $r_{\text{Л}}$, генерации вихревого E_{θ} и соответствующему более быстрому нарастанию собственного поля кольца^{110, 112}. Необходимым условием для этого является отсутствие токовой нейтрализации кольца электронами.

Ионное кольцо, будучи значительно более тяжелым, чем его электронный аналог, не подвержено различным коллективным эффектам, что позволяет выполнить довольно строгий анализ его равновесных конфигураций и соответствующих функций распределений. При рассмотрении толстого зарядово-нейтрализованного ионного кольца несомненный интерес представляют равновесные функции распределения типа жесткого ротатора для вращающегося толстого цилиндрического трубчатого пучка, находящегося внутри проводящей полости¹¹³:

$$f_1(H - \omega P_{\theta}) = \frac{m_1 n_1}{2\pi} \delta(H - \omega P_{\theta} - k_1), \quad (5.3)$$

где H — полная кинетическая энергия иона, ω — частота обращения слоя, P_{θ} — канонический угловой момент иона. Для такого вращающегося слоя можно записать выражение для ξ в виде¹¹¹

$$\xi = \frac{2v_1 |\omega|}{\omega_{\text{и}}},$$

где v_1 — ионный аналог параметра Будкера. Отсюда, для $|\omega| \approx \omega_{\text{и}}$ и $\xi \approx 1$, $v_1 \gg 1/2$.

Исследование устойчивости равновесных конфигураций интенсивных ионных колец относительно низкочастотных и высокочастотных возмущений позволили определить соответствующие критерии их стабильности^{114–116}. В частности, для случая тонкого кольца, погруженного в плазму, критерий устойчивости относительно кинк-моды имеет вид

$$\frac{4\pi n_1 m_1 v_1^2}{B^2} < 2g^2, \quad (5.4)$$

где g — фактор порядка единицы.

Соответствующий критерий относительно высокочастотных возмущений имеет вид $T/(m_1 v_1^2) > (n_1/n_{\text{пл}})^{2/3}$, где n_1 , $n_{\text{пл}}$ — плотность кольца и плазмы, T — температура пучка, v_1 — азимутальная скорость ионов.

Наиболее привлекательным методом формирования ионного кольца является инжекция трубчатого ионного пучка вдоль магнитного поля

через так называемый «касп» — магнитное поле остроугольной геометрии¹¹². Это обусловлено гораздо меньшими аксиальными скоростями вращающегося ионного слоя, прошедшего через «касп», по сравнению с электронным, что облегчает возможность его дальнейшего торможения, эффективного захвата и стягивания собственными полями. Кроме того, большая подвижность холодных или плазменных электронов вдоль магнитных силовых линий обеспечивает зарядовую нейтрализацию такого слоя и отсутствие токовой нейтрализации. Аксиальная скорость ионного вращающегося слоя после прохождения «каспа» определяется как $v_{ix} \approx v_1 (a/R)$, где R, a — соответственно большой и малый радиусы ионного слоя. В связи с наличием размытия продольной скорости, имеющего порядок самой величины скорости, условие стягивания пучка в толстое кольцо записывается в виде $\delta v_{ix}/v_1 < \sqrt{\xi}$, где δv_{ix} — размытие продольной скорости. Поскольку при движении пучка вдоль нарастающего магнитного поля величина ξ нарастает, как B , это условие может быть выполнено.

Численные исследования формирования и захвата колец с начальными условиями, максимально приближенными к реальным (токи на уровне сотен килоампер, конечные поперечные размеры кольца $a/R \sim 1 - 0,25$), показали возможность устойчивой транспортировки вращающегося трубчатого ионного пучка после его прохождения «каспа», захвата в магнитной ловушке и отсутствие аксиальных и радиальных потерь ионов в течение всего времени удержания¹¹⁷⁻¹¹⁸. Расчеты показали, что использование стенок полости с конечной проводимостью приводит к увеличению эффективности торможения кольца при оптимальном выборе проводимости материала стенок.

Экспериментальные работы по ионным кольцам были начаты в 1977 г. с использованием плоского магнитно-изолированного диода и выводом СИП перпендикулярно к магнитному полю⁵¹. Эксперименты подтвердили высокую эффективность зарядовой нейтрализации вдоль магнитных силовых линий и отсутствие токовой нейтрализации вращающегося ионного пучка. Впервые зарегистрированный диамагнитный эффект ионного пучка составил 1,5%. Дальнейшее развитие этого направления в магнитно-изолированных системах связывается с кольцевым МИД и радиальным изолирующим полем⁵⁵ по схеме инжекции ионного пучка через «касп».

Аналогичный подход с использованием кольцевого отражательного триода уже в первых экспериментах позволил получить вращающиеся ионные пучки с рекордными параметрами ($J_1 \geq 200$ кА, $V_A = 0,6 - 1,2$ МэВ, плотность тока 1 кА/см², $\tau_p = 55$ нс) и диамагнитным эффектом на уровне десятков процентов^{4, 119}. В последующих экспериментах с использованием инверсного тетрода, установленного на ускорителе «Гэмбл-II» с мощностью 1,5 ТВт, был получен вращающийся ионный слой длиной 20 см с параметрами: $V_A = 1,4$ МВ, $J_1 \approx 0,4$ МА, $\tau_p = 50$ нс, и соответствующий реверс поля $\xi = 1,25$ ¹¹¹. Оценки количества протонов в слое дали величину $6 \cdot 10^{16}$, что согласуется с $v_1 \approx 1/2$.

Интересный метод генерации высокоэнергетичных ионных пучков с помощью токо-нейтрализованных сжатых ионных колец предложен в работе¹²⁰. В этом предложении за счет механизмов токовой нейтрализации собственное магнитное поле кольца остается значительно меньше внешнего, и сжатие кольца (с помощью взрывающегося лайнера) сопровождается преимущественным нарастанием его кинетической энергии. На последующих этапах запасенная азимутальная энергия кольца преобразуется в поступательную энергию при его прохождении через обратный «касп» с формированием плотного высокоэнергетического ионного пучка.

В заключение параграфа отметим высокоэнергетический вариант ионных колец ($\xi_1 \approx 300$ МэВ) с сильным диамагнетизмом $\delta B/B \approx 50\%$ в сбор-

ке с реактором — бридером, рассмотренный в ⁶. Такие кольца не обеспечивают протекания УТС, однако мощные потоки нейтронов, генерируемые ими, могут быть эффективно использованы для работы с подкритическими бланкетами.

в) Нейтронные источники на основе СИП

Еще одной и наиболее близкой к реализации областью использования мощных ионных пучков являются интенсивные импульсные источники нейтронов ⁷. Эксперименты с магнитно-изолированными диодами и диодами с пинчеванием электронного пучка, в которых применялись дейтериевые или тритиевые покрытия на аноде и катоде ^{3, 78}, показали возможность генерации нейтронных потоков с интегральной интенсивностью в импульсе на уровне 10^{12} — 10^{14} нейтронов, в зависимости от мощности используемого генератора и ядерных реакций, в которых получают нейтроны. Эти результаты относятся к однократному режиму работы. В этой связи большой интерес представляет генерация нейтронных потоков в диодных системах, работающих в частотном режиме (10—100 имп/с).

Основной трудностью на пути создания таких нейтронных источников является малый ресурс работы электродов диодов, находящихся под действием мощного ионного пучка, а также проблемы, связанные с частотным режимом коммутации энергии, запасенной в формирующем элементе ^{121 122}.

г) Накачка лазеров с помощью СИП

Завершая главу о применении СИП, рассмотрим вопрос о накачке с их помощью газовых лазеров. В этом отношении ионы обладают определенным преимуществом, обусловленным их высокими ионизационными потерями по сравнению с электронами тех же энергий. Возможность продольного сжатия ионного пучка позволяет увеличить мощность накачки и использовать инверсные уровни с малым временем жизни, вплоть до мягкого рентгена. Кроме того, увеличивается к. п. д. лазера при работе на самоограниченных переходах, когда нижний лазерный уровень является метастабильным или достаточно долгоживущим. Перспективно использование

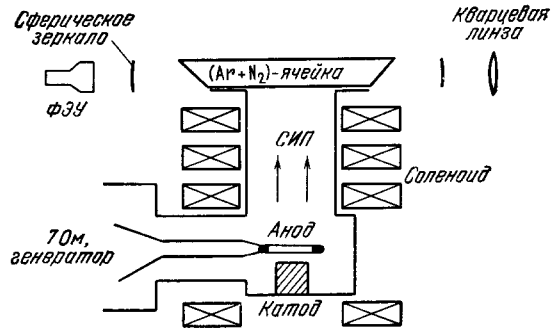


Рис. 15. Схема экспериментальной установки для накачки лазера протонным пучком ⁸.

СИП и для накачки лазеров на парах металлов, обладающих наибольшим к. п. д. среди одноатомных газов ¹²³ или эксимерных лазеров.

Уже первые эксперименты со скромными параметрами ионных пучков ($\approx 0,5$ Дж) подтвердили возможность эффективной накачки ^{8, 124, 125}. При использовании в качестве источника протонного пучка отражательного тетрода ^{8, 125} или МИД ¹²⁴ была получена генерация в смеси Ar — N₂ на переходах 2⁺ системы N₂ C³Π_u → B³Π_g, $\nu = (0, 1), (0, 2)$, соответствующих длинам волн 357,7 нм и 380,5 нм с выходом на уровне единиц мДж и к. п. д. $\approx 2\%$. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 15 ⁸. Интересным продолжением этого направления является накачка газовых лазеров с помощью многозарядных ионов. В работе ¹⁹

для этой цели были использованы интенсивные сгустки ионов гелия и азота (единицы ампер), коллективно ускоренные в релятивистском электронном пучке. Эффективность генерации лазерного излучения лежала в диапазоне $\leq 1\%$, что было обусловлено заведомой неоптимальностью экспериментальных условий. Эти первые результаты по накачке газовых лазеров с помощью СИП являются весьма обнадеживающими, особенно в плане применения коаксиальных фокусирующих геометрий без вывода СИП из диодной системы. В этом случае можно работать на уровне к. п. д. диода $\geq 50\%$, что позволит генерировать лазерные импульсы с запасаемой энергией в единицы кДж.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящий обзор современного состояния теории и экспериментальных результатов по генерации сильноточных ионных пучков в диодных системах позволяет сделать определенные выводы относительно задач и дальнейшего развития этого направления. В целом физические процессы, протекающие в диодных системах при формировании ионных пучков, изучены достаточно полно. Рассмотренные стационарные аналитические модели дают хорошее качественное согласие с экспериментом, а численные расчеты без упрощающих допущений — и количественное. В то же время такие отдельные вопросы, как особенности движения электродной плазмы в АК-зазоре, роль электронов, рассеянных на аноде, и т. д., нуждаются в дальнейших уточнениях. Что касается проблем фокусировки и транспортировки сильноточных ионных пучков, то, как уже отмечалось, эта область еще мало изучена. Несомненно, целесообразна концентрация научных усилий в этом направлении.

Приведенные сведения убедительно свидетельствуют о том, что сильноточные ионные пучки представляют интерес для многих областей науки и техники и в первую очередь для термоядерного синтеза, в установках стационарного и инерционного удержания плазмы. Перспективны сильноточные ионные пучки и для решения других проблем, в том числе для генерации нейтронных потоков и накачки коротковолновых лазеров.

Таким образом, сильноточные ионные пучки являются новым направлением сильноточной релятивистской электроники, существенно расширяющим сферы применения этой быстро развивающейся области современной физики.

НИИ ядерной физики при Томском
политехническом институте
им. С. М. Кирова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев В. П., Диденко А. Н., Усов Ю. П. Мощные электронные пучки и их применение. — М.: Атомиздат, 1977.
2. Goldstein S. A., Cooperstein G., Lee R., Mosner D., Stephanakis S. J. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1504.
3. Kuswa G. W., Humphries S., Jr., Johnson D. J., Leeper R. J., Freeman J. R. — In: Proc. of 2nd Intern. Conference on Ion and Electron Beam Research and Technology. — Ithaca, N.Y.: Cornell University, 1978. — V. 1, p. 99.
4. Kapetanakis C. A., Golden J., Drobot A., Mahaffey R. A., Marsh S. J., Pasour J. A. — Ibid. — p. 435.
5. Clauser M. J., Sweeney M. A. — In: Proc. of Topical International Conference on Electron Beam Research and Technology. — Albuquerque: Sandia, 1976. — V. 1, p. 135.
6. Fleishman H. H. — LPS-186. Cornell, Ithaca, 1976.

7. Ramires J. J., Toepfer A., Clauser J.— Nucl. Instr. and Meth., 1977, v. 145, p. 179.
8. Ali A.— NRL Memo Rep. 3700, Washington, D.C., 1978.
Eden J. G., Golden J., Mahaffey R. A., Pasour J. A., Ali A. W.,
Karpetanakos C. A.— NRL Memo Rep. 3761, Washington, D.C., 1978.
9. Langmuir I.— Phys. Rev., 1913, v. 2, p. 450; 1929, v. 33, p. 954.
10. Humphries S., Jr.— LPS-136, Cornell, Ithaca, 1973.
Humphries S., Jr., Lee R., Sudan R. N.— Appl. Phys. Lett., 1974,
v. 25, p. 20.
11. Humphries S., Jr., Sudan R. N., Wiley L.— J. Appl. Phys., 1976,
v. 47, p. 2382.
Wiley L., Sudan R. N.— Bull. A.P.S., 1976, v. 21, p. 691.
12. Агафонов А. В., Красстелев Е. Г.— Атомн. техн. за рубеж., 1979,
№ 4, с. 9.
13. Humphries S., Jr.— Bull. A.P.S., 1977, v. 1567, p. 203.
14. Antonsen T. M., Jr., Ott E.— Phys. Fluids, 1976, v. 19, p. 52.
15. Prono D. S., Creedon J. M., Smith I., Bergstrom N.— J. Appl.
Phys., 1975, v. 46, p. 3310.
16. Antonsen T. M., Ott E.— Appl. Phys. Lett., 1976, v. 28, p. 424.
17. Каретанакос С. А., Golden J., Black W. M.— Phys. Rev. Lett.,
1977, v. 37, p. 1326.
18. Mahaffey R. A., Golden J., Каретанакос С. А., Pasour J. A.
NRL Memo Rep. 3694.— Washington, D.C., 1978.
19. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н., Сулакшин С. С., Под
катов В. И.— Письма ЖТФ, 1980, т. 6, с. 991.
20. Kawata S., Abe T., Kasuya K., Niu K.— IPPJ-377. Tokyo: TIT,
1979.
21. Арбузов А. И., Быстрицкий В. М., Красик Я. Е.— Изв. вузов.
Сер. «Физика», 1980, т. 10, с. 42.
22. Drobot A. T., Parker R. J., Lee R., Stainlieb A., Mosher D.,
Goldstein S. A.— In: Book of abstracts of 3rd International Topical Confe-
rence on NP Electron Ion Beam Research and Technology, Novosibirsk, 1979.—
P. 87.
23. Рютов Д. Д., Ступаков Г. В.— Физ. плазмы, 1976, т. 2, с. 767.
24. Miller P. A., Mendel C. W., Swain D. W.— Цит. в ⁵ сб.— V. 2, p. 619.
25. Sarua M. D., Huff R., Creedon J.— Ibid., p. 555, 1976.
26. Golden J., Каретанакос С. А., Lee R., Goldstein S. A.—
Ibid., p. 635.
27. Быстрицкий В. М., Красик Я. Е., Подкатов В. И., Толма
чева В. Г., Усов Ю. П.— Авторское свидетельство № 605480, Бюлл. изо
брежений, 1978, № 46, с. 209.
28. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н., Красик Я. Б., Подка
тов В. И.— В кн. Аннотации докладов VI Всесоюзного совещания по ускоре
ителям заряженных частиц, Дубна, ОИЯИ, 1978, с. 53.
29. Prono D. S., Shearer J. W., Briggs R. J.— Phys. Rev. Lett., 1976,
v. 37, p. 21.
30. Humphries S., Jr., Sudan R. N., Condit W. C., Jr.— LPS-161.
Cornell, Ithaca, 1975.
31. Neri J. M., Hammer D. A., Sudan R. N.— LPS-266, Cornell, Ithaca,
1979.
32. Young F. C., Golden J., Каретанакос С. А.— Rev. Sci. Instr.,
1977, v. 48, p. 432.
33. Young F. C., Mosher D., Stephanakis S. J., Goldstein S. A.,
Hinshelwood D.— NRL Memo Rep. 3823, Washington, D.C., 1978.
34. Быстрицкий В. М., Красик Я. Б., Подкатов В. И., Диден
ко А. Н.— В кн. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных
частиц.— Москва, 1977, с. 391.
35. Быстрицкий В. М., Красик Я. Е., Подкатов В. И.— ЖТФ,
1979, т. 49, с. 2417.
36. Bromborsky A., Brandt H. E., Kehn R. A.— IEEE Trans. Nucl.
Sci., 1979, v. NS-26, p. 4190.
37. Bistritsky V. M., Didenko A. N., Krasik Ya. E., Podka
tov V. I.— Цит. в ²² сб.— P. 71.
38. Быстрицкий В. М., Красик Я. Е.— Физ. плазмы, 1980, т. 6, с. 285.
39. Pasour J. A., Mahaffey R. A., Golden J., Каретанакос С. А.—
NRL Memo Rep. 4103. Washington, D.C., 1979.
40. Каретанакос С. А., Golden J., Mahaffey R. A., Marsh S. J.,
Pasour J. A.— Цит. в ²² сб.— P. 10.

41. Brandt A. E., Bromborsky A., Bruns H. V.— Цит. в ³ сб.— V. 2, p. 649.
42. Диденко А. Н., Красик Я. Е., Фоменко Г. П., Перелыгин В. С.— Письма ЖТФ, 1979, т. 5, с. 321.
43. Okada S., Kamada K., Ohe H., Ishizuka H., Nemoto N., Kubota Y.— Japan J. Appl. Phys., 1976, v. 15, p. 1885.
44. Mahaffey R. A., Pasour J. A., Golden J., Каретанакос С. А.— In: Proc. of 3rd Intern. Conference on Collective Methods of Acceleration.— Laguna Beach, Cal., 1978.
45. Winterberg F.— In: Physics of High Energy.— N.Y.: Academic Press, 1971, p. 370.
46. Lovelace R. V., Ott E.— Phys. Fluids, 1974, v. 17, p. 1263.
Ron A., Mondelli A. A., Rostoker N.— IEEE Trans. Plasma Sci., 1973, v. PS-1, p. 85.
47. Sudan R. N., Lovelace R. V.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1974.
48. Bergeron K. D.— Appl. Phys. Lett., 1976, v. 28, p. 306.
49. Bergeron K. D.— Phys. Fluids, 1977, v. 20, p. 688.
50. Langmuir I., Blodgett K. V.— Phys. Rev., 1923, v. 22, p. 347.
51. Dreike P., Eihenberger C., Humphries S., Jr., Sudan R. N.— J. Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 85.
52. Humphries S., Jr., Eihenberger C., Sudan R. N.— LPS-217, Cornell, Ithaca, 1977.
53. Luckhardt S. C., Fleishman H. H.— Appl. Phys. Lett., 1977, v. 30, p. 182.
54. Dreike P. L., Eihenberger C. B., Friedman A., Hammer D. A., Humphries S., Lovelace R. V., Maenchen J. E., Mankovskiy A., Ott E., Sudan R. N., Wiley L. G.— LPS-232, Cornell, Ithaca, 1977.
55. Samarcat N., Dreike P. L., Eihenberger C. B., Glidden S., Greenspan M., Hammer D. A., Humphries S., Jr., Maenchen J., Neri J., Sudan R. N., Wiley G.— LPS-249, Cornell, Ithaca, 1978.
56. Быстрицкий В. М., Красик Я. Е., Авторское свидетельство № 638223, Бюлл. изобретений, 1979, № 25, с. 252.
57. Greenspan M., Humphries S., Jr., Maenchen J., Sudan R. N.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 24.
58. Johnson D. J., Kuswa G. W., Leeper R. J., Humphries S., Jr., Hadley G. R.— IEEE Trans. Plasma Sci., 1978, v. PS-25, p. 418.
59. Yonas G.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, v. NS-26, p. 4160.
60. Глейзер И. З., Диденко А. Н., Сметанин В. И., Усов Ю. П., Цветков В. И., Шатанов А. А.— В кн. Тезисы докладов по невакаливаемым катодам на Всесоюзном симпозиуме.— Томск, 1977, с. 43.
61. Vakshaev Yu. L., Blinov P. I., Dolgachev G. I., Sсогурин V. A.— Цит. в ²² сб.— P. 43.
62. Friedman F., DASA 2173.— Varian Associates, 1968.
63. Goldstein S. A., Lee R.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 46, p. 4726.
64. DiCarua M., Creedon J., Huff R.— J. Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 1887.
65. Poukey J. W., Freeman J. R., Yonas G.— J. Vac. Sci. and Techn., 1973, v. 10, p. 254.
66. Yonas G., Poukey J. W., Prestwitch K. R., Freeman J. R., Тоерфер А. J., Clauser M. J.— Nucl. Fusion, 1974, v. 14, p. 731.
67. Kelly J. G., Mix L. P.— J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 1084.
68. Spence P., Triebes K., Genuario R., Pellinen D.— Цит. в ⁵ сб.— P. 346.
69. Poukey J. W.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 26, p. 145; J. Vac. Sci. and Techn., 1975, v. 12, p. 1214.
70. Blaugraund A. E., Cooperstein G.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 461.
71. De Packh D.— NRL Rad. Project Progress Rept. N 5, Washington, D.C., 1968.
72. Creedon J. M.— J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 2946.
73. Goldstein S. A., Davidson R. C., Siambis J. G., Lee R.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1471.
74. Брейзман Б. Н., Рюгов Д. Д., Ступаков Г. В.— Препринт ИЯФ СО АН СССР 77-120.— Новосибирск, 1977.
75. Johnson D. J., Goldstein S. A., Lee R., Olifant W. F.— J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 4634.

76. Goldstein S. A., Swain D. W., Hadley G. R., Mix L. P.— Цит. в ⁵ сб.— P. 264.
77. Swain D. W., Mix L. P., Kruse L. W., Poukey J. W.— J. Appl. Phys., 1977, v. 48, p. 118.
78. Stephanakis S. J., Mosher D., Cooperstein G., Boller J. R., Golden J.— Phys. Rev. Lett. 1977, v. 37, p. 1543.
79. Stephanakis S. J., Mosher D., Cooperstein G., Golden J.— Bull. A.P.S., 1979, v. 24, p. 1031.
80. Humphries S., Jr.— J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 501.
81. Poukey J. W., Humphries S., Jr.— Appl. Phys. Lett., 1978, v. 33, p. 122.
82. Humphries S., Jr.— Ibid., 1978, v. 32, p. 792.
83. Goldstein S. A., Bacon D. P., Mosher D., Cooperstein G.— Цит. в ³ сб.— P. 99.
84. Freeman J. R., Baker L., Miller P. A., Mix L. P., Olsen J. N., Poukey J. W., Wright T. P.— Цит. в ²² сб.— P. 83.
85. Ottinger P. F., Mosher D., Goldstein S. A.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, v. NS-26, p. 105.
86. Mosher D., Cooperstein G., Goldstein S. A., Colombant D. G., Ottinger P. F., Sandel F. L., Stephanakis S. J., Young F. C.— Цит. в ²² сб.— P. 77.
87. Ottinger P. F., Mosher D., Goldstein S. A.— NRL Memo Rept. 3784, Washington, D.C., 1978.
88. Cooperstein G., Goldstein S. A., Mosher D., Oliphant F. W., Sandel F. L., Stephanakis S. J., Young F. C.— Цит. в ²² сб.— P. 76.
89. Golden J., Mahaffey R. A., Marsh S. J., Kapatanakos C. A.— NRL Memo Rept. 3711, Washington, D.C., 1978.
90. Humphries S., Jr.— Plasma Phys., 1977, v. 19, p. 399.
91. Greenspan A. A., Hammer D. A., Sudan R. N.— J. Appl. Phys., 1979, v. 50, p. 3011.
92. Particle Beam Fusion Progress Report. Oct. 1977 — March 1978. SAND-0002.— Sandia Lab., Albuquerque, 1979.
93. Sudan R. N., Hammer D. A.— Phys. Fluids, 1979, v. 22, p. 555.
94. Mohri A., Ikuta K., Fujita J.— Japan J. Appl. Phys., 1977, v. 16, p. 491.
95. Fisher A., Gilad P., Goldin F., Prohaska R., Rostoker N.— Цит. в ²² сб.— P. 62.
96. Mosher D.— Phys. Fluids, 1977, v. 20, p. 1148.
97. Winterberg F.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 713.
98. Проблемы лазерного термоядерного синтеза.— М.: Атомиздат, 1976.
99. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции.— М.: Атомиздат, 1963.
100. Спитцер Л.— В кн. Избранные доклады иностранных ученых на II Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958.— М., 1959.— Т. 1, с. 505.
101. Christophilas N.— In: Proc. of 2nd Intern. Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy.— N.Y. UNO, 1958.— V. 1, p. 32.
102. Fleishman H. H.— LPS-186, Ithaca, N.Y., Cornell University, 1976.
103. Niu K., Abe T., Kasuya K.— Цит. в ²² сб.— P. 58.
104. Bangerter R. O., Lindl J. D., Max I. E., Mead W. C.— Цит. в ⁵ сб.— v. 1, p. 15.
105. Bangerter R. O., Lindl J. D.— Цит. в ⁵ сб.— P. 37.
106. Goldstein S. A.— Proc. CLEOS/ICE.— San Diego, Cal., 1980.
107. Велихов В. П. и др.— В кн. Труды II симпозиума по коллективным методам ускорения.— Дубна, ОИЯИ, 1977.— С. 254.
108. Fleishman H. H.— Ann. N.Y. Acad. Sci. 1975, v. 251, p. 472.
109. Fleishman H. H., Kamash T.— Nucl. Fusion, 1975, v. 15, p. 1143.
110. Sudan R. N., Ott E.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 335.
111. Lovelace R. V.— Phys. Fluids, 1979, v. 22, p. 542.
112. Humphries S., Jr.— LPS-170, Ithaca, Cornell. 1975.
113. Kapatanakos C. A., Golden J., Chu K. R.— Plasma Phys., 1977, v. 19, p. 387.
114. Lovelace R. V.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 162.
115. Lovelace R. V.— Phys. Fluids, 1976, v. 19, p. 723.
116. Sudan R. N., Rosenbluth M. N.— Ibid., 1979, v. 22, p. 282.
117. Friedman A., Ferch R. L., Sudan R. N., Drobot A. T.— Plasma Phys., 1977, v. 19, p. 1001.

118. Marsh S. J., Drobot A. T., Golden J., Karpetanakos C. A.—*Phys. Fluids*, 1978, v. 21, p. 1045.
119. Golden J., Karpetanakos C. A., Marsh S. J., Stephanakis S. J.—*Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 38, p. 130.
120. Karpetanakos C. A.—NRL Memo Rept. 4093, Washington, D.C., 1979.
121. Уолас G. SAND 76-0711.—Sandia, Albuquerque, 1977.
122. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А.—В кн. Тезисы докладов III Всесоюзного симпозиума по сильноточной импульсной электронике.—Томск, 1978,—С. 133.
123. Петраш Г. Г.—В кн. Справочник по лазерам.—М.: Сов. радио, 1978.—С. 183.
124. Dreike P. L., Glidden S. C., Greenly J. B., Greenspan A. A., Hammer D. A., Neri J. M., Pal R., Sudan R. N., Wiley L. G.—Цит. в ²³ сб.—Р. 41.
125. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н., Красик Я. Е., Кожевников А. В., Прохоров А. М., Сулакшин С. С.—*Квант. электрон.*, 1980, т. 9, с. 2046.