

МОЩНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ИСТОЧНИКИ ИОНОВ

В. М. Быстрицкий, Г. А. Месля

Институт электроники, Свердловск

Я. Е. Красик

НИИ ядерной физики ГПИ, Томск

Приведен обзор современного состояния экспериментальных работ, связанных с развитием сильноточных ускорителей, ионных диодов и источников анодной плазмы. Рассмотрены основные направления исследований, направленные на повышение мощности выходного высоковольтного импульса ускорителей. Проведен анализ различных схем ионных диодов, их преимуществ и недостатков, возможности повышения эффективности генерации в них мощных ионных пучков. Проанализированы проблемы, связанные с созданием и использованием однородной плотной анодной плазмы, являющейся источником ионов. Приведены характерные особенности различного типа пассивных и активных источников анодной плазмы.

The present state of art review of experimental work on development of ion diodes, anode surface plasma for the High Power Pulsed Ion beam generation is given.

The main trends and directions of these investigations aimed for the improvement of output high current accelerators power are considered. Different ion diodes schemes advantages and drawbacks are analysed, their perspectives and approaches for improvements are considered. The problems of generation of homogeneous and dense plasma for ion beam sources are discussed. Descriptions of different types of these sources are given and conclusions on their validity are given.

ВВЕДЕНИЕ

Физика и техника мощных импульсных источников ионов как самостоятельное научное направление возникло в середине 70-х годов в результате опережающего развития импульсной техники больших мощностей и соответственно ускорителей прямого действия, работающих в нано- и микросекундном диапазоне длительностей генерируемых импульсов [1, 2]. Большие достижения этого направления за истекший период были также обусловлены перспективами использования мощных ионных пучков (МИП) для решения крупных физических задач: проблемы инерциального термоядерного синтеза (ИТС) [3], получения мощных нейтронных вспышек с потоками бо-

лее чем 10^{13} нейтр./имп., что превышает достигнутый уровень в известных устройствах типа плазменного фокуса [4]; поведения твердых сред в экстремальных условиях при взаимодействии с ними плотных сфокусированных МИП [5].

За истекший период уровень мощности МИП возрос более чем на три порядка, а диапазон ускоряемых ионов охватывает значительную часть таблицы элементов Д. И. Менделеева, хотя основной объем экспериментов выполнен преимущественно на пучках протонов и наиболее легких ионов (см. разд. 3). К примеру, если в первых экспериментах по генерации МИП в 1974 г., выполненных в лаборатории физики плазмы Корнеллского университета (США), мощность ионного пучка составляла $6 \cdot 10^9$ Вт [6], то в 1989 г. на уникальном термоядерном ускорителе PBF A-2 в лаборатории Сандиа (США) достигнута импульсная мощность ионного пучка порядка 10^{13} Вт при максимальных токе $I = 2$ МА и напряжении $\phi = 5$ МВ [7]. Естественно, что столь впечатляющий прогресс является результатом большой экспериментальной и теоретической работы многих ведущих лабораторий мира, нацеленных на развитие и модификацию всех узлов мощных импульсных ускорителей ионов, в том числе — первичных и промежуточных накопителей энергии, собственно, ионных диодов, источников анодной плазмы, коммутаторов, систем транспортировки МИП и т. д.

В настоящем обзоре сделана попытка дать краткий анализ и основные результаты развития физики и техники мощных импульсных источников ионов за последнюю декаду по некоторым из перечисленных выше системам ускорителей ионов.

1. НАКОПИТЕЛИ ЭНЕРГИИ

В качестве первичных накопителей энергии нано- и микросекундных ускорителей широкое распространение получили генераторы импульсных напряжений (ГИН) емкостного типа Аркадьева — Маркса либо Фитча с характерными временами нарастания выходного напряжения порядка долей — единиц микросекунд с амплитудой единицы — десятки мегавольт [8].

При сооружении генераторов с энергозапасом единиц мегаджоулей и более используется модульный принцип, когда ГИН выполняется в виде параллельных секций с энергозапасом порядка 10^4 — 10^5 Дж каждая и с разбросом времен срабатывания около 10 нс. К примеру, первичный накопитель ГИ-4 с максимальным энергозапасом 2,5 МДж построен из четырех параллельных ГИН, каждый из которых содержит девять секций с энергозапасом по 69 кДж в одной секции [9].

Дальнейшее преобразование энергий, накопленной в ГИН с ее последующей компрессией при формировании высоковольтного наносекундного импульса, происходит на промежуточных и формирующих элементах, как правило, представляющих собой низкоиндуктивные

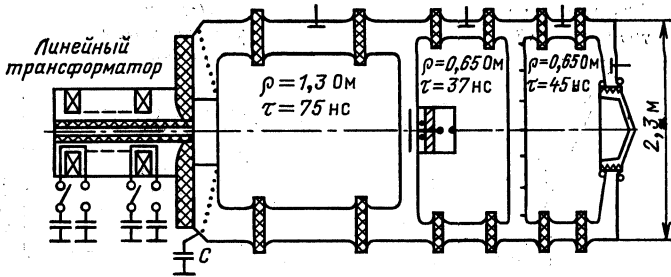


Рис. 1. Система формирующих линий ускорителя СНОП-3

коаксиальные емкости с диэлектрической жидкой изоляцией, преимущественно — деионизованной водой с удельным сопротивлением $\rho \approx 10^6 \div 10^7$ Ом·см. Схема такой последовательности линий на ускорителе СНОП-3 представлена на рис. 1 [10]. Высокая электрическая прочность воды (до 300 кВ/см), ее большая диэлектрическая константа ($\epsilon = 81$), быстрое восстановление электропрочности после пробоя обеспечили широкое использование деионизованной воды в широком диапазоне мощностей ускорителей, начиная от уровня 10^9 до 10^{14} Вт. К примеру, на ускорителе РВФА-2 объем используемой водяной изоляции достигает более 100 м³ [11]. Необходимо отметить, что для последнего десятилетия характерна тенденция перехода к более высоким выходным напряжениям импульсных ускорителей 5—10 МВ, что связано с предпочтительностью высокоэнергетичных МИП для решения перечисленных выше прикладных задач. Кроме того, такой переход при сохранении выходной мощности ускорителя соответствует уменьшению уровня тока в диодной нагрузке и как следствие — уменьшению дефокусирующего влияния собственного магнитного поля пучка в диоде, а также уменьшению роли образующейся взрывоэмиссионной плазмы, движение которой в зазоре приводит к быстрому коллапсу импеданса последнего при работе на малых анод-катодных (АК) зазорах, необходимых при низких рабочих напряжениях [12].

В связи с тем, что сооружение первичного накопителя емкостного типа с напряжением $\varphi \geq 10$ МВ является весьма сложной инженерно-технической задачей, не говоря уже о громоздкости такого ГИН из-за низкой энергоплотности ($\leq 0,1$ Дж/см³) и требований электропрочности, продвижение в диапазон $\varphi \geq 10$ МВ нуждается в определенных модификациях либо альтернативных методах формирования высоковольтных импульсов на диодной нагрузке. К последним можно отнести:

1. *Использование режима временной изоляции, когда электрическая длина водяной передающей линии значительно больше длительности формируемого импульса.* В этом случае несколько параллельных по входу передающих линий соединяются последовательно

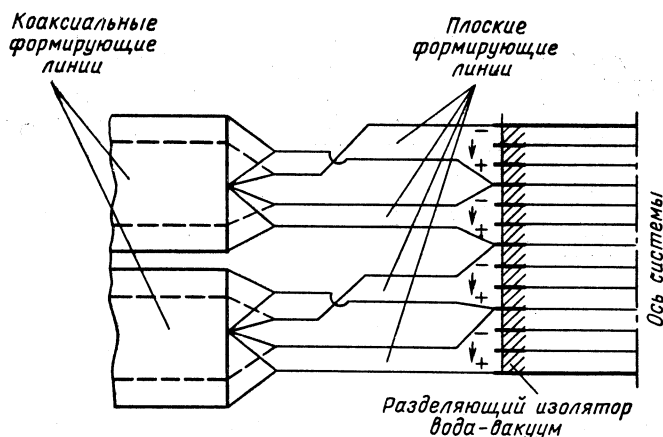


Рис. 2. Схема умножения напряжения на формирующих линиях ускорителя РВФА-2 [13]

на нагрузке. В качестве инженерного решения используются кроссводы и преобразование цилиндрической коаксиальной линии в две полосковые, соединенные последовательно на нагрузке. Типичной иллюстрацией такого решения может служить схема четырехкратного умножения напряжения в системе энергопотока от промежуточных накопителей к диоду ускорителя РВФА-2, показанная на рис. 2 [13]. В ней использовано разбиение коаксиальной передающей линии на две полосковые с пространственной инверсией электродов в одном из полосков с помощью стержневых кроссводов и последовательное соединение четырех полосковых линий на общем изоляторе диодного вакуумного узла. Этот метод суммирования может быть реализован лишь при генерации наносекундных импульсов. К недостатку метода относится необходимость удержания суммарного напряжения ($\varphi \geq 10$ МВ) на общем разделяющем изоляторе вода — вакуум, что приводит к увеличению размеров последнего. К примеру, для удержания конечного напряжения на центральном изоляторе ускорителя РВФА-2 потребовалась полная высота последнего 4 м. В связи с этим для продвижения в область напряжений > 20 МВ этот метод перестает быть практичным.

2. Индукционное умножение напряжения с помощью линейного трансформатора (ЛИТ) с единым вторичным витком и большим числом первичных витков, включенных последовательно [14]. Схема первичного накопителя на основе ЛИТ представлена на рис. 1. Вторичный виток трансформатора выполнен в виде коаксиала (наружный корпус и центральный высоковольтный проводник). В инженерном исполнении магнитопроводы ЛИТ — это множество соосных тороидальных сердечников, изготовляемых из стали (пермаллой, метглас, ферриты), которые отделены от электродов коаксиала ваку-

умом либо электроизоляцией, рассчитанной на рабочее напряжение ЛИТ [15]. В качестве питания первичных витков ЛИТ используются импульсные конденсаторы [14], формирующие линии [15]. В первом случае характерные длительность генерируемых импульсов и напряжение на выходе составляющие сотни наносекунд — единицы микросекунд, сотни киловольт — мегавольт; во втором — десятки наносекунд и десятки мегавольт соответственно. К примеру, ЛИТ ускорителя СНОП-3 содержит 24 одновитковых трансформатора, в первичные витки с помощью шести передающих параллельных кабелей типа КВИМ и двух газовых разрядников включены последовательно по два разнополярных импульсных конденсатора ИК-50-3 ($3 \cdot 10^{-6}$ Ф, 40 нГн, 50 кВ). ЛИТ обеспечивает на выходе импульс [напряжения $\varphi \approx 2$ МВ длительностью $\approx 1,5$ мкс (при работе на согласованную нагрузку), запасаемой энергией 100 кДж], заряжающий промежуточный водяной накопитель. В этом примере ЛИТ выполняет функции собственно первичного накопителя.

Другим примером, где ЛИТ выполняет роль конечного накопителя, может служить [16] установка REIDEN-IV — SHVS, представляющая собой стандартный наносекундный ускоритель (1,5 МВ, 1 Ом, 50 нс), включенный в качестве источника питания на дополнительную вакуумированную супервысоковольтную секцию ЛИТ (рис. 3). В ЛИТ использовано восемь индукторных сердечников, изготовленных из метгласа, с рабочим напряжением первичных витков (выходное напряжение REIDEN-IV) 0,5 МВ. ЛИТ формирует выходной импульс со следующими параметрами (на согласованной нагрузке): 4 МВ, 40 кА, 100 нс. В SHVS для подавления пробоя вакуумной коаксиальной линии в связи с низким уровнем тока используется стороннее магнитное поле, созданное дополнительным соленоидом, а вакуумная коаксиальная линия непосредственно нагружена на диод, генерирующий МИП. Такое решение снимает необходимость

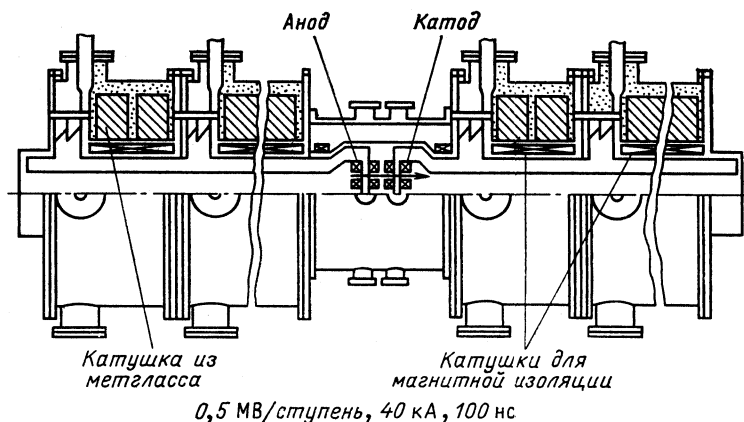


Рис. 3. Вакуумированная высоковольтная секция на индукторных модулях [16]

в удержании на разделительных изоляторах (ЛИТ — формирующая линия) суммарного выходного напряжения, и электроизоляция должна быть рассчитана только на рабочее напряжение первичных витков (≤ 1 МВ). В настоящее время наибольший ЛИТ с индукторами на базе сердечников из метгласа используется в ускорителе GERMES-III, обеспечивающем выходной импульс на диоде с параметрами: $\Phi = 20 \div 22$ МВ, $I = 800 \div 720$ кА, $\tau_{\text{д}} = 40$ нс [15], который был запущен в эксплуатацию в 1988 г. В GERMES-III имеется 20 промежуточных водяных накопителей, заряжающих по четыре формирующих линии, каждая из которых работает на один первичный виток индуктора. Ступенчатое нарастание импеданса линии по мере сложения напряжения на линии обеспечивает практическое постоянство полного тока по всей длине ЛИТ на уровне 800 кА и выходное напряжение на уровне 20 МВ, прилагаемое непосредственно к высоковольтному диоду ускорителя. Основным достоинством супертераваттного ускорителя GERMES-III (около 15 ТВт) является возможность дальнейшего наращивания конечного напряжения при добавлении очередных индукторных секций.

При сравнении наносекундного ускорителя рассмотренного типа с традиционным индукционным линейным многоззорным ускорителем (ЛИУ) можно судить о ряде преимуществ первого. К ним можно отнести отсутствие проблем, связанных с инжекцией пучка и его захватом в режим ускорения; с происхождением последовательных ускооряющих зазоров и раскачкой при этом различных неустойчивостей и т. д. Имеющийся к настоящему времени экспериментальный опыт по дополнительному ускорению ионных пучков в многоззорных ионных ЛИУ исчерпывается уровнем конечной энергии до 1 МэВ [17]. Специфика мощных ионных пучков — высокая степень их зарядовой и токовой нейтрализации, близкая к 100 % определяет необходимость наложения поперечного магнитного поля (тип касп) на область индукционных ускооряющих зазоров в ЛИУ, блокирующего ускорение сопутствующего пучка электронов, что в противном случае привело бы к резкому падению эффективности ускорения ионов. Применение таких зазоров одновременно с подавлением электронной компоненты индукционного тока обеспечивает стабильность напряжения при введении достаточно большого начального распределения продольных скоростей ионов пучка [18].

3. *Индукционное умножение напряжения с помощью [19, 20] плазменных прерывателей тока (ППТ)*. В этой схеме передающая линия ускорителя в непосредственной близости от нагрузки — диода (единицы — десятки сантиметров; в случае микросекундных длительностей импульса речь может идти о расстояниях в десятки сантиметров) перекрывается плазменным потоком с плотностью 10^{12} — 10^{13} см⁻³ и скоростью 10^7 см/с. В связи с хорошей проводимостью плазмы ток ускорителя на переднем фронте импульса замыкается через плазму с конечным падением напряжения на последней, не превышающей сотни вольт — единицы киловольт. Плаз-

Рис. 4. Четыре фазы работы плазменных наносекундных прерывателей [21]

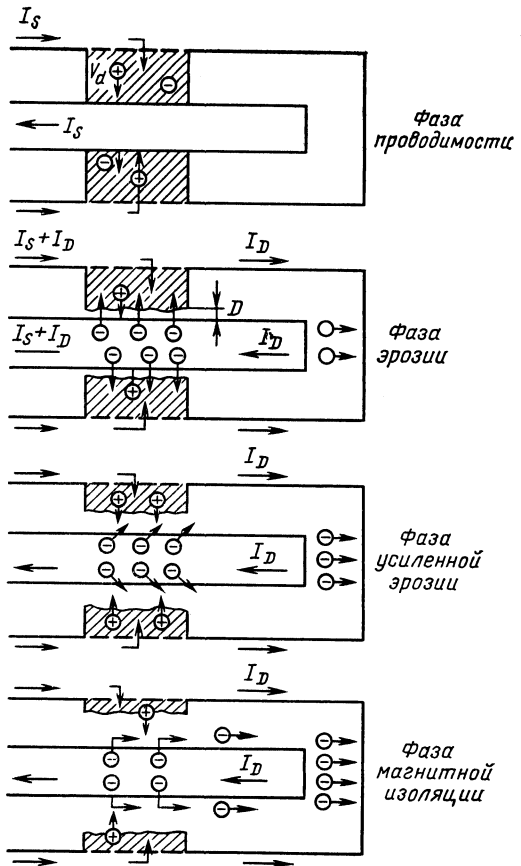
менные потоки в коаксиальной вакуумной линии создаются специальными плазменными источниками, срабатывающими с определенным опережением относительно формирования высоковольтного импульса. В течение фронта нарастания тока в линии происходит накопление магнитной энергии $LI^2/2$. При достижении определенного уровня тока через плазму, именуемого критическим, — $I_{кр}$, проводимость плазмы резко падает, что приводит к генерации вихревой ЭДС и переключению за единицы — десятки наносекунд энергопотока на вход в нагрузку — диод с амплитудой напряжения, превосходящей начальную. Теоретический анализ и эксперименты для наносекундного ППТ интерпретируют это явление как следующую последовательность процессов [21] (рис. 4):

а. Нарастание тока через ППТ при высокой проводимости последнего до критического уровня:

$$I_{кр} \geq 0,4n_e e \sqrt{kT_i/m_e} S, \tag{1}$$

где n_e — плотность плазмы; T_i — «температура» ионов; m_e , e — масса и заряд электронов; S — площадь плазменного контакта катода. При этом ток имеет преимущественно радиальное направление в канале и диффузия токового канала в плазму происходит со скоростью значительно (до порядка и более) превышающей классическую.

б. Уменьшение эмиссионной способности плазмы, начало роста сопротивления ППТ и формирование прикатодного двойного слоя, на котором появляется напряжение, значительно превышающее потоковую скорость ионов.



в. Проникновение электрического поля в плазму, возрастание ионного тока, сопровождаемое разрушением плазмы и уменьшением электронной компоненты тока за счет перекоса траекторий электронов в собственном магнитном поле полного тока, начало переключения энергопотока на нагрузку.

г. Полная отсечка электронной компоненты в ППТ. Импеданс последнего в этой фазе определяется ионными токами потерь. Энергопоток в виде более короткого и мощного импульса переключается на диод.

Как показали многочисленные эксперименты с ППТ, установленными в наносекундных ускорителях перед ионными диодами в самом широком диапазоне напряжений, мощностей и токов, в оптимальном режиме они обеспечивают 1,5—2-кратное возрастание мощности на диоде и 1,5—2,5-кратное возрастание напряжения импульса при соответствующем сокращении длительности [22, 23]. Помимо этого, при установке ППТ в многомодульных ускорителях (РВФА-1,2), работающих на один центральный ионный диод, существенно уменьшаются токовые потери на входе в диод, обусловленные временным разбросом прихода импульсов к диоду по различным линиям за счет симметризирующей роли ППТ. К середине 1989 г. применение двух ППТ на ускорителе РВФА-2 при токе до 2 МА в каждом обеспечило эффективное переключение энергопотока в нагрузку — ионный диод [24]. Что касается наносекундных ППТ, используемых непосредственно после первичного накопителя в схемах без промежуточных и формирующих наносекундных линий, то в целом они также обеспечивают, как и наносекундные ППТ, переключение энергопотока на нагрузку за времена на порядок и более короткие, чем первичный импульс при 2—5-кратном превышении напряжения формируемого импульса над напряжением первичного накопителя [25]. Эта схема представляется перспективной для генерации короткоимпульсных ионных пучков в схемах без традиционных формирующих линий, и первые эксперименты в этом направлении весьма обнадеживают [26].

Резюмируя сказанное, можно констатировать, что к настоящему времени для генерации импульсных мощных ионных пучков существует развитая энергетическая база генераторов в широком диапазоне напряжений (от сотен киловольт до десятков Мегавольт), мощностей (до 10^{14} Вт) и длительностей импульсов 10^{-6} — 10^{-9} с, использующая различные методы накопления и преобразования энергии, для которых характерна тенденция перехода в промежуточных и формирующих элементах от емкостной моды накопления к индуктивной и к более высоким напряжениям для различных прикладных направлений (УТС, генерация нейтронных импульсов, новые типы коротковолновых лазеров и т. д.).

2. ДИОДНЫЕ СИСТЕМЫ

Проблема генерации ионного пучка в диодной системе связана с необходимостью подавления более легкой электронной компоненты, на долю которой в обычном диоде Чайльда — Ленгмюра приходится более 97 % полного тока диода. При этом не оговаривается конкретный тип источника ионов в анод-катодном зазоре (АК) диода, и наиболее общими характеристиками такого диода являются зарядоограниченная эмиссия (напряженности E -поля на поверхности электродов равны нулю), а также наличие коллинеарных встречных потоков электронов и ионов. Первое свойство обеспечивается взрывной эмиссией электронов и формированием плотной плазмы на электродах ($E = 0$ внутри плазмы), характерной для рассматриваемого диапазона мощностей [27], второе — отсутствием в диоде Чайльда — Ленгмюра значимых сторонних (и собственных) магнитных полей, способных изменить характер и геометрию электронных потоков. Приведенное выше значение следует из хорошо известной нерелятивистской формулы для плотности тока плоского диода в случае зарядоограниченной эмиссии:

$$j_{eч.-п} = \alpha \left(\frac{2}{9\pi} \right)^{1/2} I_0 \frac{U_A^{3/2}}{d^2}, \quad (2)$$

где $\alpha = 1,86$ — коэффициент, связанный с частичной нейтрализацией АК-зазора электронно-ионными потоками $I_0 = (4\pi/\mu_0) (m_e c/e) = 17$ кА; $U_A = e\varphi_A/m_e c^2$; φ_A — ускоряющее напряжение, приложенное к АК-зазору; d — АК-зазор.

Известные методы подавления электронного тока в диодах сводятся к увеличению времени пребывания электронов в АК-зазоре путем организации: многократных осцилляций электронов через прозрачный для них анод в отражательных системах (ОС); радиально сходящегося в пинч либо расходящегося электронного потока в собственном магнитном поле в пинч-диодах либо инверсных пинч-диодах соответственно; отсечки потока электронов от анода с помощью сторонних либо собственных магнитных полей, либо в их комбинации в магнитно-изолированных диодах (МИД).

В отражательных системах (рис. 5) при выполнении определенных условий многократные осцилляции электронов через анод из-за потерь энергии, рассеяния по углу приводят к «размыванию» их энергии как следствие — к эффективной нейтрализации всего АК-зазора и резкому возрастанию электронно-ионных потоков, именуемому «коллапсом» импеданса диода. Как правило, это наблюдается на низкоимпедансных ускорителях при обеспечении критического числа осцилляций электронов через анод и эффективного образования анодной плазмы в качестве источника ионов [28]. Для диодных систем такого типа возможна работа и в слаботочном режиме (высокоомный генератор, неэффективная нейтрализация АК-зазора) без коллапса импеданса [29]. Развитие техники ОС с осцилля-

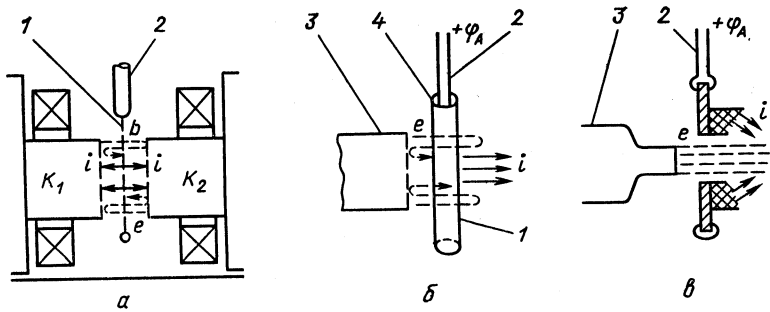


Рис. 5. Схемы отражательных систем [29]:

a — симметричный двойной диод; *б* — тетрод; *в* — асимметричный триод с неразрушаемым анодом; 1 — пленка; 2 — анод; 3 — катод; 4 — металлическая сетка

циями электронов в лабораториях ВМС (США), НИИ ЯФ (Томск), ИЯФ СОАН (Новосибирск), Корнелл (США) привело к созданию нескольких разновидностей ОС (симметричный двойной диод, триод, тетрод, асимметричный триод, инверсный тетрод). К числу их общих характеристик можно отнести следующие:

1. Источником ионов в ОС, как правило, является плазма, образующаяся на поверхности анода как в результате разогрева последнего осциллирующими электронами, так и за счет поверхностного электрического пробоя (см. разд. 3).

2. На ОС накладывается достаточно сильное продольное магнитное поле (единицы — десять килоэрстед), подавляющее потери осциллирующих электронов на анододержатель, индукцию которого можно оценить из выражения [30]:

$$B_{\text{мин}} \geq \mu_0 I_0 (2U_A + U_A^2)^{1/2} / 4\pi d. \tag{3}$$

Это определяет геометрию генерируемого ОС ионного пучка, так как последний выводится вдоль магнитного поля, вследствие чего фокусировка МИП в непосредственной близости от ОС становится практически невозможной. Имеется ряд предложений по компрессии МИП с помощью пологого магнитного зеркала [31], короткой магнитной пробки с последующей перезарядкой и баллистической фокусировкой [32].

3. Как правило, однократный режим работы в связи с разрушением тонкого анода. Этого недостатка лишены отдельные модификации ОС, использующих массивные неразрушаемые аноды [33], однако эффективности указанных ОС невысоки ($\leq 20\%$).

4. Эффективность генерации МИП в «классических» ОС не превышает 50—60%. Она может быть оценена из выражения [34]:

$$I_i / I_e \sim 0,5 [1 + (m_i / m_e)^{1/2} (2\eta + 1)^{-1}], \tag{4}$$

где η — число осцилляций электронов через анод.

5. Отражательные системы генерируют МИП с большим энергетическим разбросом. При этом вследствие коллективных эффектов (особенно в ОС с движущимся виртуальным катодом в случае реализации схемы газодинамического ускорения) в спектре присутствуют ионы с энергией, превышающей рабочее напряжение в 2—5 раз и более, доля которых может составлять до единиц процента интегрального числа ионов [35, 36].

6. Углы половинной расходимости МИП, генерируемых в ОС, существенно зависят от индукции ведущего магнитного поля, сорта ионов и лежат в диапазоне единиц градусов (4—6°).

7. Наибольшие значения амплитуды тока и мощности МИП, полученные в ОС, составляют 1 МА и 1 ТВт соответственно [12]. Основные характеристики некоторых отражательных систем и генерируемых ими МИП приведены в табл. 1.

Таблица 1. Характеристики некоторых отражательных систем

Генератор и его параметры	Тип диодной системы	Сорт ионов	Энергия ионов, МэВ	Ток ионов, кА	Эффективность генерации, %
Тонус (1 МВ; 24 Ом; 50 нс)	OT	H ⁺	0,4—0,5	25	40
	OTe	H ⁺	1,0	15	50
	OT	H ⁺	1,0	1,0	10
ВЕРА (450 кВ; 7 Ом; 80 нс)	OT	H ⁺	0,15—0,25	30	40
	OT	H ⁺	0,25	5—10	30
ИНАР (1 МВ; 50 Ом; 50 нс)	OT	H ⁺	0,7	3—4	50
Акваген (1 МВ; 4 Ом; 50 нс)	OT	C ⁺	0,5	20	10
ГЕМБЛ-I (1 МВ; 1 Ом; 50 нс)	OT	H ⁺	1,0	200	40
ГЕМБЛ-II (1,5 МВ; 1 МА; 50 нс)	ИОТ	H ⁺	0,6—1,4	380	80
ВОДА 1-10 (1 МА; 5 Ом; 80 нс)	OT	H ⁺	0,5	16	14

Завершая краткий обзор ОС, необходимо отметить, что, являясь хронологически первыми мощными импульсными источниками ионов [30], они в последние годы утратили свои позиции. В настоящее время исследования по ОС проводятся в основном с их плазменнонаполненными модификациями в НИИ ЯФ (Томск) [37].

В отличие от вакуумного, плазменнонаполненный диод в определенных условиях в зависимости от параметров предварительно созданной плазмы и генератора может работать в режиме растущего импеданса, что обеспечивает генерацию МИП с нарастающей энергией и соответственно — возрастание мощности последнего вследствие пространственно-временной компрессии при его транспортировке к объекту взаимодействия.

Еще одной интересной модификацией ОС является тетрод с асимметричным заполнением плазмой лишь одной половины, которая работает в режиме ППТ. При достижении критического значения тока

в этой половине $O\Gamma e$ происходит резкий обрыв тока с возрастанием импеданса и переключением энергопотока в другую половину с генерацией МИП [38].

Пинч-диоды, в которых увеличение соотношения I_i/I_e достигается за счет сходящегося к оси диода электронного потока, являются существенно низкоимпедансными диодами (единицы — доли ома). Это следует из выражения для рабочего импеданса дисковой линии $\rho = 60 kd/R_K$, d — АК-зазор диода; R_K — радиус катода; k — множитель меньше единицы, характеризующий степень загрузки АК-зазора ионно-электронными потоками. Экспериментально установленные значения для МВ-уровня напряжений лежат в диапазоне $0,25 \leq k \leq 0,6$. Соответствующие значения полного тока пинч-диода могут быть определены с приемлемой точностью ($\leq 20\%$) по формуле для парapotенциального тока [39]:

$$I_{\text{пп}} = 8,5 \gamma (R_K/d) \ln [\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}], \quad (5)$$

где $\gamma = (e\varphi_A + m_e c^2)/m_e c^2$, а соответствующее значение амплитуды ионного тока по формуле [40]: $I_i = I_{\text{пп}}/[1 + 2(d/R_K)(\beta_e/\beta_i)]$. Как следует из формулы (5), уже для умеренных значений γ полный ток пинч-диода оказывается меньше, чем ток Чайльда — Ленгмюра, и он не подчиняется закону Чайльда — Ленгмюра. Это обусловлено самоограничением тока из-за наличия собственных магнитных полей установившихся потоков электронов и ионов.

Типичная конструкция низкоимпедансного диода, предназначенная для генерации МИП, представлена на рис. 6. Для нее характерны применение полого кольцевого катода, обычно перекрытого тонкой пленкой, а также заполнение закатодного пространства нейтральным газом низкого давления (единицы паскалей) [41]. Как пленка, так и нейтральный газ обеспечивают токовую нейтрализацию ионного пучка, стартующего с поверхности анода, в области закатодного дрейфа, что позволяет осуществить контролируемую баллистическую фокусировку МИП с результирующими плотностями $j_i \geq 10^5$ А/см². В первом приближении отношение I_i/I_e в пинч-диодах можно также определить по формуле

$$\frac{I_i}{I_e} \cong \frac{t_e}{t_i} = 0,5 \frac{R_K}{d} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} (2U_A)^{1/2}, \quad (6)$$

что при достаточно больших R_K/d и U_A может составлять десятки процентов. Сравнение экспериментальных результатов с оценками по формуле (6) показывает, что при использовании дополнительного тонкого анода, прозрачного для электронов, выход ионов был значительно выше оценки. Это обусловлено уменьшением потерь электронного пучка на больших радиусах, имеющих место для сплошного непрозрачного анода, результирующим увеличением плотности пространственного заряда в пинче, а также значительным возрастанием времени нахождения электрона в АК-зазоре благодаря многократным осцилляциям вокруг тонкого анода. Механизм осцилляций в данном

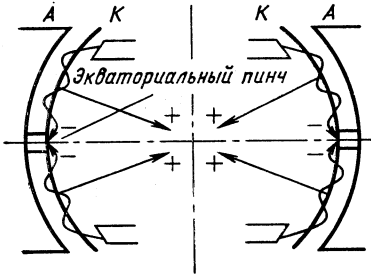


Рис. 6. Низкоимпедансный ионный диод типа бочонка с пинчеванием электронного тока [41]

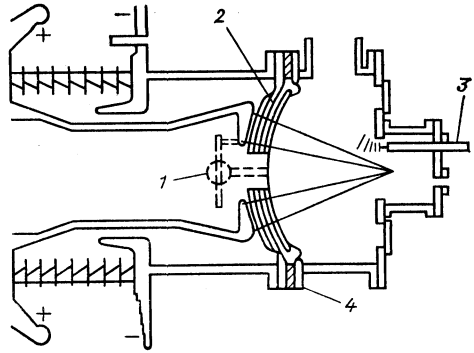


Рис. 7. Схема диода AMPFION [45]:
1 — электронный диод; 2 — спиральный катод;
3 — плазменные пушки; 4 — изолятор

случае связан с собственным азимутальным магнитным полем диода, в отличие от осцилляций в отражательных системах. Из имеющейся статистики по генерации МИП в такого типа пинч-отражательных диодах на низкоимпедансных генераторах следует, что эффективность ее растет в целом с увеличением мощности генератора. К примеру, при генерации МИП в пинч-рефлексном диоде на генераторе GAMBLE-II ($P = 1,5 \text{ ТВт}$, $\rho = 1 \text{ Ом}$, $\tau = 50 \text{ нс}$) она составила 60 %, на генераторе PITHON [40] ($P = 10 \text{ ТВт}$, $\rho = 0,5 \text{ Ом}$, $\tau = 100 \text{ нс}$) — 70 %, на генераторе PBFA-1 ($P = 15 \text{ ТВт}$, 18 модулей, $\rho = 0,27 \text{ Ом}$, $\tau_u = 40 \text{ нс}$) — 80 % [41]. В последнем случае использовался пинч-рефлексный диод типа бочонка с дополнительным анодом в виде диэлектрической пленки, прозрачной для осциллирующего потока электронов, сходящегося к экваториальной плоскости.

В связи с тем что пинч-диоды работают без стороннего магнитного поля в так называемом режиме самоизоляции, существенное влияние на характеристики генерируемых ими МИП могут оказывать такие факторы (особенно на тераваттном уровне мощности), как собственное магнитное поле МИП, форма и поведение анодной плазмы, движущейся к катоду. Именно неустойчивости ее поверхности (плазменные выбросы) спустя 40—50 нс приводят к значительному возрастанию углов расходимости МИП до значений 40—60 мрад [45]. К определенной модификации пинч-диодов может быть отнесен и AMPFION (*Automagnetic plasma filled ion diode*), исследованный как в классическом варианте с анодом в форме сферического сектора, так и в форме «бочонка» при установке на ускорителе PBFA-1 [45]. В отличие от обычных пинч-диодов AMPFION обладает следующими характеристиками: 1) предварительное заполнение плазмой АК-зазора; 2) создание дополнительного собственного радиального магнитного поля, обеспечивающего постоянство полного поля

по всей площади катода, что достигается применением дополнительного спирального катода, включенного последовательно в цепь полного тока (рис. 7). Этим достигается одинаковая скорость эрозии плазмы при превышении критического тока и начале высоковольтной стадии диода. AMPFION работает в режиме растущего импеданса, и, как показали эксперименты, эмиттирующая поверхность эродирующей плазмы выполняет определенную селекцию по Z/M ускоряемых ионов, связанную с наличием в ней потенциального барьера.

Пинч-диоды прошли стадии экспериментальных разработок и исследований практические на всех тераваттных ускорителях (за исключением разве что RBFA-2). Для их работы характерны:

1. Значительно большие, чем в ОС, максимальные плотности ионных токов, достигающие в приосевой части 10—15 кА/см² на супертераваттных уровнях.

2. Наличие значительной сходимости генерируемого МИП (за счет больших собственных магнитных полей в самом АК-зоре).

Указанные свойства позволяют использовать этот тип диодов для получения плотной фокусировки выведенного МИП на коротком расстоянии от анода с последующей транспортировкой первого в газовом либо плазменном токнесущем канале [46]. В заключение обзора пинч-диодов как источников МИП приведена табл. 2 с характеристиками генерируемых в них ионных пучков.

Таблица 2. Характеристики пинч-диодов

Генераторы	Энергия ионов, МэВ	Ток МИП, МА	Сорт ионов	Длительность импульса, нс
BLACKJACK-I	1,3	0,3	H ⁺	50
GAMBLE-II	1,7	0,6	H ⁺	60
PITHON	1,8	1	H ⁺	70
PROTO-I	0,8	0,8	H ⁺	40
PROTO-II	1,4	1,4	H ⁺	50
PBFA-1	1,9	2	H ⁺	40
REIDEN-IV	6,3	0,16	H ⁺	50
BLACKJACK-V	3	2	H ⁺	50

Широкое распространение за последние десять лет получили магнитно-изолированные диоды (МИД) со сторонним магнитным полем. Генерация МИП в МИД была проведена в самом широком диапазоне мощностей — начиная от первых экспериментов в Корнелле в лаборатории Р. Судана на уровне единиц гигавайт [47] до экспериментов на RBFA-2 на уровне десятков теравайт [48].

Именно на МИД проведено наибольшее число экспериментальных и теоретических исследований и разработаны разнообразные типы МИД для конкретных прикладных целей. Суть работы МИД сводится к отсечке электронного потока в АК-зоре от анода с помощью дополнительного стороннего магнитного поля [47].

При работе на малых уровнях мощности (10^9 — 10^{10} Вт) влиянием собственного магнитного поля тока в АК-зазоре можно пренебречь, и индукция критического стороннего магнитного поля, необходимого для достижения электронной отсечки, может быть легко вычислена в одночастичном приближении из соотношения

$$B_{кр} = \frac{\mu_0 I_0}{2lh_2} g (U_A^2 + 2U_A)^{1/2}, \quad (7)$$

где h_2 — коэффициент Ламе в используемой криволинейной системе координат для конкретной геометрии диода, соответствующей направлению магнитного поля; l — величина, зависящая от геометрии диода и длины обхода контура интегрирования на аноде; g — геометрический фактор. В частности, для коаксиального цилиндрического диода с аксиальным магнитным полем $l = R_A$, $\eta_2 = 1$, $g = R_A^2 / [\pi (R_A^2 - R_K^2)]$ с азимутальным магнитным полем $l = 2\pi$, $\eta_2 = R_A$, $g = \ln (R_A/R_K)$ [49]. Это выражение получено из уравнения сохранения цилиндрической компоненты канонического момента электрона: $P_y = P_y(A) = \gamma m_e v_y - e A_y = \text{const}$ в АК-зазоре при выполнении требования $v_{\perp}(A) = 0$, где v_{\perp} — нормальная к аноду компонента скорости электрона. При появлении импульсного тока в МИД происходит перераспределение магнитного потока в АК-зазоре диода с сохранением (или частичным несохранением) последнего, что обусловлено диамагнетизмом электронного потока.

Все многообразие МИД может быть разделено на несколько типов по виду формирующихся в них замагниченных электронных потоков, которые могут быть замкнутыми либо незамкнутыми в направлении дрейфа $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, а также ларморовскими либо бриллюэновскими (ламинарными вдоль эквипотенциалей электрического поля). Теоретический анализ условий существования стационарного замагниченного электронного потока в зависимости от вида последнего и различных допущений об идеальности его границы ($v_{\perp} = 0$) приводит к существенно различным выводам о характеристиках такого диода и генерируемого им МИП.

Так, при рассмотрении бриллюэновского электронного потока, при допущении его абсолютно «холодной» границы ($v_{\perp} = 0$), авторы [50, 51] пришли к выводу о расходимости электронных и ионных токов для каждого выбранного значения U_A при определенном значении Vd . Этому соответствовало заполнение электронным потоком всего АК-зазора (т. е. фактически нарушение магнитной изоляции) и расходимость плотности электронов вблизи анода, что, в свою очередь, приводило к теоретической расходимости ионного тока, не согласующейся с экспериментом. Рассмотрение замагниченного ларморовского электронного потока в АК-зазоре, выполненное Берджероном в [52, 53], показало отсутствие расходимости токов и значительное превышение их над чайльд-ленгмюровским пределом до порядка лишь вблизи критического значения индукции магнитного поля в зависимости от геометрии диода. Эксперименты на умеренных

уровнях мощности (до 1 ТВт) подтвердили предсказание модели Берджерона; однако вследствие движения электродной плазмы в течение высоковольтного импульса и соответствующего изменения эффективного межэлектродного зазора значение B , соответствующее максимуму превышения тока над чайльд-ленгмюровским пределом, оказалось сдвинутым в область больших $B/B_{кр} \geq 1,3 \div 1,5$.

В то же время при переходе к супертераваттным уровням мощностей при работе с МИД роль катода, как правило, играет не металлическая поверхность, а электронное облако, совершающее замкнутый дрейф и испытывающее вследствие сильного диамагнетизма и сохранения полных магнитных потоков в АК-зазоре — «подъем» к аноду. Основываясь на этих допущениях, Дежарле в своей модели [54] получил аналогичное следствие — «коллапс» импеданса, наблюдаемый для значений $B/B_{кр}$, далеких от единицы, и конечного напряжения на диоде, обусловленного, в отличие от [50, 51], уменьшением до нуля эффективного значения АК-зазора вследствие «подъема» электронного слоя. В зависимости от выбранной толщины этого слоя для принятого однородного распределения плотности электронов в нем значение этого предельного напряжения определяется соотношением

$$3,5 B_0 d \leq U^* \leq 4,4 B_0 d, \quad (8)$$

где d — АК-зазор в см; B_0 — индукция стороннего магнитного поля, Тл. Анализ экспериментальной зависимости для МИД этого типа на тераваттных и супертераваттных ускорителях, выполненный Миллером [55], демонстрирует указанный коллапс импеданса и хорошо согласуется с предсказаниями модели. В качестве иллюстрации на рис. 8 приведена схема сферического фокусирующего МИД, установленного на ускорителе РВФА-2, включая ионно-пучковую диагностику. Этот диод является к настоящему времени рекордным по достигнутым параметрам среди фокусирующих МИД с внешним меридиональным магнитным полем и нулевым магнитным потоком, проходным ионным пучком. В нем выполнен ряд модификаций, позволяющих оптимизировать фокусирующие свойства, как: выполнение поверхности анода асферического типа, корректирующее влияние собственного магнитного поля МИП в АК-зазоре; введение дополнительных анодных магнитных катушек, компенсирующих остаточный магнитный поток на пути к фокусу и контрагирующий таким образом расчетное положение и форму сепаратрисы в зависимости от типа ускоряемых ионов (H^+ либо Li^+ , испытывающий обдирку в проходной пленке); обеспечение высокой степени нейтрализации на основном участке дрейфа в газе низкого давления к фокусу в закатодной области.

При формировании МИП, выводимого из диода подобного типа, АК-зазор, как и сами электроды, выполняются плоскими, магнитное поле имеет радиальную геометрию [56]. На больших уровнях тока влияние собственного поля последнего может быть учтено коррекцией

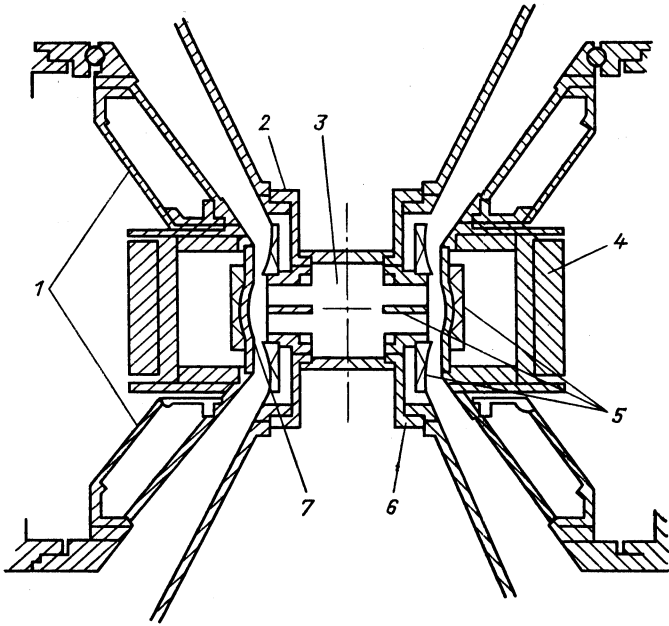


Рис. 8. Схема магнитно-изолированного диода на ускорителе РВФА-II:

1 — плазменный размыкатель тока; 2 — верхний катод; 3 — газовая ячейка; 4 — анод; 5 — импульсные катушки для создания магнитного поля; 6 — нижний катод; 7 — анодная плазма

плоской поверхности анода. В МИД рассмотренного типа дрейф электронов имеет замкнутый характер в азимутальном направлении.

Еще одним примером МИД с азимутальным дрейфом может служить диод с инклюзией магнитного поля, которое создается при пропускании тока по поверхности катода, выполненного в форме витка, охватывающего анод [57] (рис. 9). В этом случае непрерывность $E \times B$ дрейфа электронного потока может быть обеспечена при по-

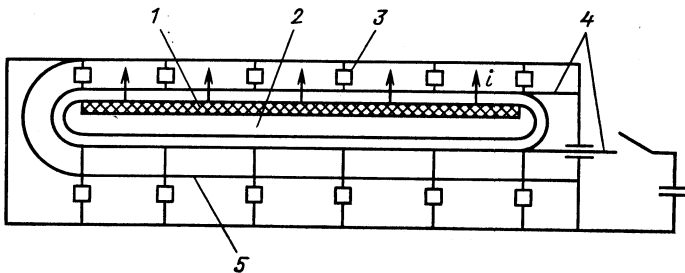


Рис. 9. Схема диода с одновитковым катодом и инклюзией магнитного поля [57]:

1 — диэлектрик; 2 — анод; 3 — лавинные диоды; 4 — катод; 5 — магнитный экран

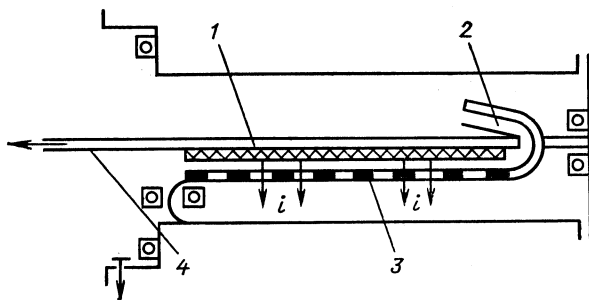


Рис. 10. Плоский полосковый диод с самоизоляцией [61]:

1 — диэлектрик; 2 — область срыва электронного потока; 3 — катод; 4 — полосковый анод

стоянстве отношения E/B во всех точках АК-зазора. При экстраполяции указанного типа МИД на большие длины витка (до 1 м и более) возникает необходимость корректирования E вследствие значительной индуктивности катода-витка, что может быть достигнуто использованием шунтирующих катод на основном импульсе нелинейных элементов (например, диодов [58]).

К числу МИД с незамкнутым дрейфом могут быть отнесены не только диоды со сторонним магнитным полем, но и работающие в режиме самоизоляции, без формирования на аноде плотного фокуса сходящегося электронного пучка, т. е. пинча. Примером первого типа является диод с токонесущим катодом — беличье колесо и азимутальным магнитным полем, созданным при пропускании по нему тока [59].

Примером второго типа является плоский либо фокусирующий МИД с азимутальным собственным полем, созданным токами, протекающими по охватывающему анод катодному витку в радиальном направлении [60], либо плоский диод с самоизоляцией полоскового типа [61] (рис. 10). Само разнообразие МИД и значительно большее число выполняемых на них экспериментов свидетельствуют о преимущественности последних по сравнению с отражательными системами и пинч-диодами, к которым могут быть отнесены:

- 1) большой ресурс работы;
- 2) контролируемость параметров МИП;
- 3) большой диапазон мощностей МИД и разнообразие их геометрий, расширяющие применение МИД в качестве источников ионов.

В качестве иллюстрации этого в табл. 3 приведены характеристики некоторых МИД, созданных в последнее десятилетие для различных исследовательских и прикладных целей.

3. ИСТОЧНИКИ ИОНОВ В ДИОДАХ

Во всех рассмотренных выше диодах, за исключением плазменнонаполненных, источником ионов является плазма, генерируемая тем либо иным методом на поверхности анода. В случае плазменнонаполнен-

Т а б л и ц а 3. Характеристики магнитно-изолированных диодов

Генератор	Энергия ионов, МэВ	Ток МИП, МА	Энергия МИП, кДж	Сорт ионов	Эффективность генерации, %
ETIGO	0,9	0,015	0,5	H ⁺	20
BEPA	0,7	0,03	1	H ⁺	80
ВОДА-10	1	0,1	100	H ⁺	80
PROTO-2	1,7	2,4	100	H ⁺	80
PROTO-1	2	0,4	150	H ⁺	90
GERMES-III	4	0,02	12	H ⁺	13
PBFA-1	5	7,2	180	H ⁺	80
PBFA-2	6	8	240	Li ⁺	90

ных диодов плазма создается либо непосредственно в АК-зазоре диода (например, ионизация остаточного газа), либо инжектируется в него от сторонних источников. Рассмотрим вкратце основные методы получения такой плазмы и характеристики МИП, вытягиваемых из нее, а также проблемы оптимизации этих характеристик (однородности состава пучка, пространственной однородности, низкой температуры), связанных с параметрами самой плазмы. В ОС, где осциллирующие электроны многократно пересекают тонкий анод, формирование плазмы на его поверхности происходит преимущественно вследствие джоулева разогрева (в случае проводящих анодов) либо поверхностного пробоя (в случае диэлектрических анодов) вследствие накопления в нем электрического заряда. Генерируемая при этом плазма, как правило, многокомпонентна, и ее состав в основном определяется адгезированными молекулами на поверхности анода, которые испытывают электронно-стимулированную десорбацию и лавинную ионизацию в электрическом поле при наличии потоков основных и вторичных электронов. Хронологически самыми первыми источниками плазмы в МИД и до сих пор не утратившими своей роли являются пассивные источники плазмы, исследованные фактически на всех достигнутых уровнях мощности МИД. Они представляют собой мозаично-диэлектрическое покрытие анодной поверхности в виде отдельных элементов [62], канавок, заполненных диэлектриком, системы отверстий, игл в диэлектрике и т. д. [63, 64].

Несмотря на отсутствие полной ясности о всех процессах и их взаимосвязи при образовании плазмы на такой поверхности, суть их сводится к возникновению поверхностных пробоев в местах неоднородностей электрического поля в результате накопления заряда электронного тока утечки, выбирания вторичных электронов и стимулированной десорбации газов с поверхности анода с последующим их пробоем в электрическом поле. Время процесса формирования анодной плазмы и начало генерации МИП в целом занимает 5—10 нс (в случае малости электронных потерь на анод наработка плазмы может иметь место в течение более длительных отрезков

времени [58]). Наиболее широкое применение для получения протонных пучков получили: полиэтилен (CH_2), полистирол (CH), эпоксидный компаунд ($\text{C}_8\text{H}_{11}\text{O}$). Анализ состава МИП, генерируемых с указанными типами покрытий с помощью масс-спектрометрии, показал, что они генерируют многокомпонентные пучки, содержание которых в значительной степени определяется адгезированными газами. Здесь необходимо учитывать тот факт, что на используемом рабочем вакууме $P \approx 10^{-4}$ мм рт. ст. поверхность анода покрыта многослойной пленкой из молекул остаточных газов и паров масла вакуумной системы. Причем применение специальных методов очистки (тлеющий разряд в различной атмосфере), как правило, малоэффективно, если они не выполняются в течение самого высоковольтного импульса и непосредственно перед ним. Это иллюстрируется данными, приведенными в табл. 4, которые были получены на ускорителе Nere-

Таблица 4. Характеристики источников анодной плазмы

Тип	Материал подложки анода	Температура, К	Li^+	H^+	$\text{C}^{+,2}$	$\text{N}^{+,2}$	$\text{O}^{+,2}$
Эпоксидный компаунд	Al	293	—	71	13	12	2
ETEG 4	Cu	505	82	—	—	4	12
ETEG 5	Cu	442	82	1	2	2	12
LiNO_3	Нержавеющая сталь	544	90	—	—	2	7
LiNO_3	Cu	564	69	—	—	4	27
Li	Нержавеющая сталь	414	96	—	—	—	3

us [65]. При использовании пассивного литийсодержащего источника при комнатной температуре LiNO_3 , LiF , LiI были получены примерно такие же результаты, разве что выход Li^+ был несколько выше при одновременном применении тлеющего разряда в Ag и при нагреве анода до 200°C .

Таким образом, эти источники не могут обеспечить однокомпонентный состав МИП. Вторым их основным недостатком является временная задержка образования самой плазмы и соответственно начала генерации ионного пучка. Тем не менее несомненный интерес представляют криогенные пассивные аноды, с покрытием из твердого чистого H_2 , N_2 , Ag и т. д., приготавливаемых непосредственно перед срабатыванием ускорителя. Достигнутые к настоящему времени интегральные амплитуды тока в сотни ампер при близком к 100 %-ному однокомпонентному составу являются весьма многообещающими [66]. Большое количество исследований в этом направлении было выполнено группами японских физиков из Токийского технологического института [67].

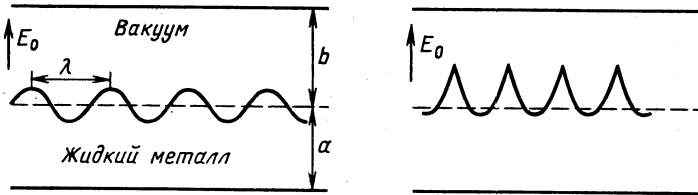


Рис. 11. Схема развития неустойчивости поверхности жидкого металла в сильных электрических полях [68]

Принципиально новым классом пассивных источников мощных ионных пучков являются жидкометаллические источники, использующие ионную полевую эмиссию из микроострий (микровсплесков), формирующихся вследствие развития неустойчивости жидкой поверхности анода в сильном электрическом поле [68]. Времена образования на аноде таких микровсплесков ($\tau \sim E_0^{-3}$) и характерное расстояние между ними ($\lambda \sim E_0^{-2,5}$) представлены как функции E -поля в АК-зазоре на рис. 11. К примеру, для диода на РВФА-1 время формирования микровсплесков жидкого лития составит 3 нс, средняя суммарная плотность с единицы поверхности около 5 кА/см^2 , микрорасходимость пучков около 6 мрад. Благодаря локальному возрастанию E -поля на острие микровсплеска, его амплитуда достигает 10^8 В/см , что достаточно для возникновения ионно-полевой эмиссии со средней амплитудой тока до единиц килоампер с единицы поверхности в АК-зазорах порядка 10^7 В/см , т. е. только на сверхвысоковольтных генераторах (РВФА-2, GERMES-III, «Аврора» и т. д.).

В поверочном эксперименте, выполненном на более низком уровне напряжения, было подтверждено формирование микроострий на площади жидкости 600 см^2 с плотностью, согласующейся с линейным анализом [69].

Первые эксперименты с литийсодержащими анодами (поверхностное нанесение слоя лития, либо насыщение литием пористого поверхностного слоя) подтвердили возможность достижения очень высокой степени однокомпонентности МИП с содержанием лития до 90 % и более [70], а также создания вертикально расположенной жидкости поверхности анода, удерживаемой силами молекулярного сцепления с пористой подложкой.

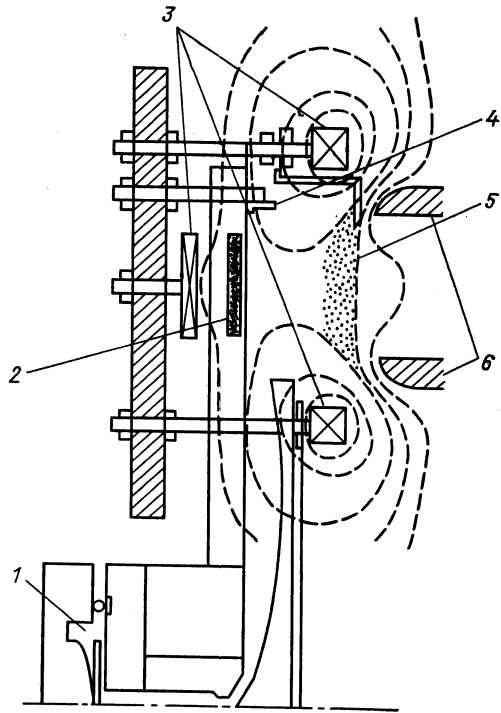
Рассмотренные пассивные ИП предназначены для получения пучков положительно заряженных ионов. Естественно, что генерируемая пассивным источником плазма содержит и некоторое количество отрицательных ионов, концентрация которых зависит в первую очередь от ее температуры, степени равновесности, плотности. Возможность получения в диодах импульсных пучков отрицательных ионов с уровнем мощности тех же порядков, что и в случае положительных МИП (при условии достаточно большого содержания отрицательных ионов в приэлектродной плазме 2—5 %), впервые была

показана в работе [71]. Основная идея предложения заключается в наложении на АК-зазор МИД очень сильного магнитного поля ($B \geq 5 \div 10B_{кр}$), прижимающего электронный поток к катоду, так что основной вклад в пространственный заряд вносится потоком отрицательных ионов ($E_k = 0$) [72]. Результаты экспериментов по измерению потоков отрицательных ионов, эмиттируемых из плазмы катодного электрода в коаксиальных диодах (линиях с самоизоляцией), выполненных в нескольких лабораториях, неоднозначны и свидетельствуют о значительном влиянии состояния внутривиодной плазмы на характеристики электроотрицательного МИП [72—75]. Измеренные значения плотности тока лежат в диапазоне от долей [73] до десятков ампер на квадратный сантиметр [75] и существенно зависят от состояния плазмы в АК-зазоре до поступления основного высоковольтного импульса, т. е. от формы и амплитуды предимпульса, его формы и длительности, вакуумных условий и т. д. Перспективность применения интенсивных пучков H^- в различных задачах стимулирует дальнейшие исследования в этом направлении, и в первую очередь — в выяснении механизмов формирования в прикатодной плазме ионов H^- и оптимизации этого процесса.

Переходя к краткому описанию активных источников плазмы (ИП), обеспечивающих появление плазмы в АК-зазоре раньше прихода высоковольтного импульса от генератора, отметим, что ранее в тексте уже упоминались отдельные работы по плазмонаполненным диодам, в частности AMPFION, плазмонаполненный диод с магнитной самоизоляцией. К настоящему времени в практике наиболее широкое применение нашли два типа ИП — плазменные пушки (коаксиальные, спиральные) [76] либо поверхностные многоискровые [77]. К их недостаткам можно отнести большую расходимость и неоднородность плазмы (у первых), большое содержание нейтральных атомов, малую плотность плазмы (у вторых). Еще одна разновидность ИП, в виде кольцевого искрового зазора, размещенного в составном аноде отражательной системы, испытана в экспериментах [78]. Эта конструкция с практически неразрушаемым анодом выгодно отличается от традиционных ОС большим ресурсом работы. Анализ состава МИП показывает наличие в нем широкого спектра масс, включая тяжелые материалы искрового электрода. Сказанное может быть отнесено и к ИП активного типа, выполненному в виде взрывающейся фольги, расположенной на аноде [79]. Взрыв фольги и последующая генерация плазмы могут быть осуществлены как от стороннего источника питания, так и ответвлением основного тока генератора через фольгу. Полученные уровни плотностей ионных токов ($200 \text{ A/cm}^2 - H^+$, 500 A/cm^2 более тяжелых газовых ионов) достаточно велики. Возможности этих ИП в плане получения тяжелых ионов в значительной степени зависят от предварительного обезгаживания электродов, работы с безмасляной откачкой на высоком вакууме (10^{-6}), что в значительной степени снижает их перспективность. В этой связи большой интерес могут представлять

Рис. 12. Конструкция активного источника плазмы с импульсным напуском газа:

1 — газовый клапан; 2 — быстрые катушки магнитного поля; 3 — медленные катушки магнитного поля; 4 — предионизатор; 5 — плазменный анод; 6 — катод



ИП, формируемые из газового приаодного слоя, образованного при импульсном напуске с последующей ионизацией с помощью вихревых полей. Схема такого ИП представлена на рис. 12. Разработки ИП этого типа в Корнеллском университете [80] и НИИ ЯФ на уровне мощности 10^{10} Вт обеспечили получение протонных и азотных пучков в МИД с плотностью тока 100 А/см^2 , хорошей повторяемостью и большим ресурсом работы. Здесь необходимо отметить, что как показали эти проведенные исследования, необходимо осуществлять дополнительную УФ-подсветку газового слоя для приготовления плазмы с высокой степенью ионизации.

Фактически мощная УФ-подсветка ($10\text{--}100 \text{ МВт/см}^2$) может быть использована и в качестве самостоятельного метода генерации плазмы и на твердой поверхности. Эксперименты с УФ-подсветкой, выполненные в Сандиа [81] и Осаке [82], на пассивных анодах с покрытием из LiF и Na соответственно показали в первом случае многократное возрастание ионного тока и уменьшение времени «запаздывания» включения анода с 25 до 10 нс, а во втором — обеспечили получение МИП, содержащего 90% Na^+ . Альтернативой УФ-подсветки поверхности анода являются лазерные источники плазмы. Подобный источник плазмы использован в нейтронном источнике, выполненном в виде коаксиального МИД с титановым анодом, насыщенным дейтерием большой концентрации (до 0,5 атома дейтерия на атом решетки [83]). Образующееся под действием лазерного импульса плазменное облако с плотностью до 10^{15} см^{-3} содержит как ионы дейтерия, так и ионы материала поглотителя. Средний выход нейтронов составляет 10 нейтрон/имп. Лазерный источник чистой литиевой плазмы был разработан в [84], использующей 20 нс импульс рубинового лазера ($\lambda = 670,8 \text{ нм}$) либо лазера на красите-

лях. Эксперименты с этими лазерами показали, что для генерации плазмы с плотностью 10^{16} см⁻³ требуется 40 МВт/см² и 1 МВт/см² для рубинового и лазера на красителях соответственно. В последнем случае значительно меньший уровень требуемой мощности свидетельствует о резонансном характере ионизации литиевого облака, образовавшегося в начальной стадии облучения литиевой мишени лазерным пучком. Необходимо отметить, что для обеспечения постоянного импеданса диода, хорошего согласования его с генератором, особенно на тераваттных уровнях мощности, хорошей повторяемости динамических параметров МИД предпочтительны плотная плазма ($\geq 10^{16}$ см⁻³) с высокой степенью ионизации, занимающая узкую область вблизи анода. Предварительное создание такой плазмы может быть осуществлено несколькими методами. К примеру, при использовании двухимпульсного режима работы ускорителя, в котором первый высоковольтный импульс обратной полярности (—) обеспечивает формирование взрывоэмиссионной плазмы на аноде, а второй импульс (+) является рабочим [85]. Анализ состава МИП показывает наличие многих фракций, включая большое количество ионов адсорбированных газов.

Варьирование паузы между импульсами, амплитудой первого импульса позволяет в определенных пределах контролировать параметры МИП. Метод требует применения безмасляной откачки и соответствующей подготовки поверхности анода.

Двухступенчатый метод генерации плотного слоя литиевой плазмы (10^{15} см⁻³, 1 мм) (BOLVAPS/LIBORS), включающий на первом этапе прогрев анода с образованием тонкого слоя литиевого пара с последующей его лазерной ионизацией, использующей резонансное поглощение, разрабатывается в лаборатории Сандиа [86]. Активный анод представляет из себя сэндвич, содержащий керамическую подложку, нагревательный элемент — металлическую пленку и поверхностный слой, содержащий литий (LiAg). Образование тонкого слоя пара Li также осуществляется в два этапа через фазу расплава LiAg с помощью медленного (больше 1 мс) и быстрого (больше 1 мкс) импульсов. Процесс ионизации протекает с очень большим сечением через возбужденный резонансный уровень на длине волны 670,8 нм. Тестовые маломасштабные эксперименты подтвердили формирование почти полностью ионизированной плазмы с плотностью 10^{16} см⁻³. Эти данные положены в основу активного источника Li-плазмы для ускорителя RBFA-2, где требуется около 60 МВт мощности излучения на этой длине волны для получения расчетной плотности плазмы с концентрацией 10^{17} см⁻³.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящий обзор позволяет сделать некоторые основные выводы о достигнутых результатах и тенденциях дальнейшего развития мощных импульсных источников ионов, а именно:

1. Достигнутый к настоящему времени уровень напряжения и энергозапаса в первичных накопителях емкостного типа составляет десятки мегавольт и мегаджоулей, и для них характерно применение модульного принципа. Дальнейшее увеличение напряжения на емкостном накопителе нецелесообразно, и более перспективно применение индукторных секций, запитываемых параллельно от микро- и наносекундных источников с напряжением в диапазоне до сотен киловольт — мегавольт.

2. Применение плазменных размыкателей непосредственно перед ионным диодом перспективно в плане уменьшения фронта и длительности импульса, а также увеличения его напряжения и мощности.

3. Наиболее перспективными с точки зрения генерации МИП являются ионные диоды с внешней магнитной изоляцией, обладающие такими преимуществами, как: а) возможность работы без замены анодного блока после каждого срабатывания ускорителя при уровнях мощности вплоть до 10^{13} Вт; б) высокая степень преобразования подводимой к диоду энергии в энергию генерируемого МИП при реализации замкнутости дрейфовых орбит электронов в АК-зазоре диода; в) возможность достижения 100 %-ного вывода МИП в область транспортировки и фокусировки за счет отсутствия реальной катодной поверхности, роль которой выполняет виртуальный катод, образованный дрейфующим электронным облаком; г) контролируемость параметров диода подбором соответствующего распределения магнитного поля в АК-зазоре; д) простота реализации баллистической фокусировки МИП при соответствующем выборе формы анодной поверхности; е) возможность реализации генерации МИП с плотностью тока, на порядок большей чайльд-ленгмюровского значения, за счет нейтрализационных процессов в межэлектродном зазоре.

4. Для источников плазмы в диодах характерна тенденция перехода от пассивных типов к активным в связи с тем, что первые генерируют многокомпонентные пучки, состав которых зависит от состояния поверхности электродов. Поэтому во всех ИП активный контроль состояния поверхности анода и ее очистка непосредственно перед «выстрелом» (применение безмасляной откачки) приобретают первостепенное значение для получения однокомпонентного пучка.

5. Лазерные источники плазмы, включая создание газового слоя либо контроль и подготовку состояния поверхности анода (ее нагрев и испарение), демонстрируют хорошую эффективность и большие возможности для получения чистых пучков легких ионов (H^+ , D^+ , Li^+ , C^+).

6. Весьма актуально расширение диапазона ИП на средние и тяжелые массы ионов; жидкометаллические, криогенные и капиллярные ИМ с суммарной большой площадью представляются для этого наиболее перспективными. Что касается ИП взрывоэмиссионного типа («двухимпульсный режим»), необходима их дальнейшая модификация, нацеленная на эффективный контроль состояния анодной поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Советское радио, 1974.
2. Диденко А. Н., Григорьев В. Г., Усов Ю. П. Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977.
3. Winterberg F. // Nucl. Fus. 1972. Vol. 12. P. 353—362.
4. Maisonnier Ch., Rager J. P. Proc. of the 3th Intern. Top. Conf. on High Power Electr. and Ion Beam Research and Techn. Novosibirsk, 1979. Vol. 1. P. 233—249.
5. Канель Г. И., Фортвов В. Е. // Усп. механики. 1987. Т. 10. № 3. С. 1—82.
6. Humohries S., Jr., Lee J., Sudan R. N. // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 25. P. 20—22.
7. Stinnett R. W., Lockner T. R., Johnson D. J. e.a. // Book of Abstr. Intern. Workshop on Physics and Technique of High Power Opening Switches. Novosibirsk, 1989. P. 35.
8. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В. // Физика и техника мощных импульсных систем. М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 165—179.
9. Бастриков А. Н., Бугаев С. П., Волков А. М. и др. // Тезисы докл. 7. Всесоюз. симпозиума по сильботочной электронике. Томск, 1988. Ч. 3. С. 4—6.
10. Ковшаров Н. В., Ратахин Н. А., Месяц Г. А. и др. // ПТЭ. 1987. № 6. С. 84—89.
11. Boyes J. D., Cap J. S. // Proc. of National Pulse Power Confer. San Francisco, 1984. P. 800—802.
12. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н. Мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984.
13. Johnson D. L., Neau E. L., Turman B. N. // Proc. 4th IEEE Pulsed Power Conf. 1983. P. 54—57.
14. Ельчанинов А. С., Месяц Г. А. // Физика и техника мощных импульсных систем. М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 179—188.
15. Ramires J. J., Prestwich K. P., Alexander J. A. // Proc. of 7th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. 1988. P. 253.
16. Yugami N., Miyamoto S., Imasaki K. e.a. // Proc. of 7th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. 1988. P. 293.
17. Кияшко В. А. Формирование и ускорение сильботочных ионных пучков в плазме индукционными электрическими полями: Автореф. дис. на соискание степени канд. физ.-мат. наук. Харьков, 1985.
18. Humphries S., Jr. // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51, N 4. P. 1876—1895.
19. Meger R. A., Comusso R. J., Cooperstein G., Goldstein S. A. // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 42. N 11. P. 943—945.
20. Месяц Г. А., Ковальчук Б. М. // ДАН. 1985. Т. 284. № 4. С. 857—859.
21. Ottinger P. F., Goldstein S. A., Meger R. A. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56, N 3. P. 724—784.
22. Быстрицкий В. М., Волков С. Н., Красик Я. Е. и др. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 10. С. 1178—1183.
23. Miyamoto P., Yugami N., Fujita H. e.a. // Japan J. Appl. Phys. 1986. Vol. 25. P. 108.
24. Sweeney M. A., McDaniel D. H., Mendel C. W. e.a. // Abstr. of 16th IEEE Intern. Conf. on Plasma Science. Buffalo, 1989. P. 1—2.
25. Месяц Г. А., Диденко А. Н., Ковальчук Б. М. и др. // ДАН 1986. Т. 289. С. 84—86.
26. Сборник тезисов докладов Международного совещания по физике и технике мощных прерывателей тока. Новосибирск, 1—2 июля, 1989. Томск: Изд. ТГУ, 1989.
27. Месяц Г. А., Фурсей Г. Н. Ненакаливаемые катоды. М.: Советское радио, 1974.
28. Creedon J. M., Prono D. S., Smith I. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 55, N 2, P. 91—97.

29. Быстрицкий В. М., Красик Я. Е., Подкатов В. И. // ЖТФ. 1979. Т. 49, № 11. С. 2417—2419.
30. Humphries S., Jr., Lee J. J., Sudan R. N. // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 25. P. 20—22.
31. Mosher D. // Phys. Fluids. 1977. Vol. 20, N 7, P. 1148—1154.
32. Рютов Д. Д. Препринт ИЯФ СОАН СССР 81-16. Новосибирск, 1981.
33. А. с. 6054080. Ионная пушка / В. М. Быстрицкий, Я. Е. Красик, В. И. Подкатов // Открытия. Изобретения. 1978. № 46.
34. Kapetanakis C. A., Golden J., Black W. M. // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37, N 18. P. 1236—1239.
35. Ступаков Т. В. Препринт 80—93 ИЯФ СОАН СССР. Новосибирск, 1980.
36. Mahaffey R. A., Kapetanakis C. A., Straw D. C. e.a. // Proc. 3rd Intern. Symp. on Collective Methods of Accel., Laguna Beach., 1978. P. 521.
37. Быстрицкий В. М., Петров А. В. // Изв. вузов. Сер. физ. 1986. № 9. С. 47—51.
38. Быстрицкий В. М., Иванов И. Б., Петров А. В. // ЖТФ. 1986. Т. 56, № 4. С. 801—803.
39. Goldstein S. A., Davidson R. C., Siambis J. G., Lee R. // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33. P. 1471.
40. Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц: Пер. с англ. М.: Мир, 1984.
41. Cooperstein G., Goldstein A., Mosher D. e.a. // Proc. 3rd Intern. Conf. on High Power Particle Beam Res. and Techn. Novosibirsk, 1979. Vol. 2. P. 567—579.
42. Maenchen J. W., Young F. G., Stringfield R. e.a. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54, N 1, P. 89.
43. Olsen J. N., Rosenfeld S. E., Mox L. P., Seidel D. B. // Proc. of Pulse Power Techn. San Francisco, 1983. P. 470—473.
44. Cooperstein G., Davidson R. S., Mosher D. e.a. // Proc. of 4th Intern. Conf. on High Power Part. Beams Research and Techn. Paris, 1984. P. 184—190.
45. Mendel C. W. // Proc. IEEE Conf. Plasma Sci., Wisconsin, 1980.
46. Ottinger P. F., Mosher D., Goldstein S. A. // Phys. Fluids. 1980. Vol. 23. N 5. P. 909.
47. Humphries S., Jr., Sudan R. N., Viley T. // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. P. 2382.
48. Leeper R. J., Stygar W. A., Maenchen C. L. // Rev. Sci. Instr. 1988. Vol. 59, N 8. P. 1860—1865.
49. Greedon J. M. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46., N 7. P. 2946—2955.
50. Antonsen T. M., Ott E. // Phys. Fluids. 1976. Vol. 19, N 1. P. 52—59.
51. Antonsen T. M., Ott E. // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 28, N 8. P. 424—426.
52. Bergeron K. D. // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 28, N 6. P. 306—309.
53. Bergeron K. D. // Phys. Fluids. 1977. Vol. 20, N 4. P. 668—697.
54. Desjalis M. P. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59, N 20. P. 2295—2298.
55. Miller P. A. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57, N 5. P. 1473—1476.
56. Быстрицкий В. М., Волков С. Н., Красик Я. Е. и др. // Физика плазмы. 1987. Т. 30. Вып. 10. С. 122—127.
57. Sudan R. N., Humphries S., Jr., Lee J. J. e.a. // Proc. of 2nd Intern. Top. Conf. on High Power Electr. and Ion Beam Research and Techn., Ithaca, Cornell., 1977. Vol. 1—2. P. 99—111.
58. Быстрицкий В. М., Красик Я. Е., Матвиенко В. М. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 463—468.
59. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н., Толопа А. М. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 3. С. 566—568.
60. Zeer C. L., Shtolz G. E. // Proc. of 4th Intern. Top Conf. on High Power Elect. and Ion Beam and Techn. Paris, Palaiseau, 1981. Vol. 1—2.
61. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н., Красик Я. Е., Матвиенко В. М. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. Вып. 9. С. 1057—1061.
62. Maenchen J., Wiley S., Humphries S., Jr. e.a. // Phys. Fluids. 1979. Vol. 22, N 3. P. 555.

63. Johnson D. J., Burns E. J. T., Quintenz J. P. e.a.//J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. P. 168.
64. Pal R., Hammer D.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 57. P. 794.
65. Bieg K. W., Burns E. J. T., Gerber R. A. e.a.//J. Vac. Sci. Technol. 1985. Vol. A3. P. 1234.
66. Kasuya K., Horioka W., Takehashi T. e.a.//IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. Vol. PS-13. P. 327.
67. Yoneda H., Horioka K., Ohbayashi K. e.a.//Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 48. P. 1196.
68. Pregenzer A. L.//J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. P. 4509.
69. Pregenzer A. L., Woodworth J. R.//J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65, N 3. P. 1823—1829.
70. McKay P. F., Gerber R. A., Pregenzer A. L.//IEEE Trans. on Plasma Sci. 1987. Vol. PS-15, N 4. P. 339.
71. Mendel C. W., Jr., Zagar D. M., Mills G. S. e.a.//Rev. Sci. Instr. 1980. Vol. 51. P. 1641.
72. Агафонов А. В., Коломенский А. А., Лебедев А. Н. и др.//ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 2040.
73. Быстрицкий В. М., Волков С. Н., Красик Я. Е.//Физика плазмы. 1986. Т. 12. Вып. 11. С. 1314—1318.
74. Stinnett R. W., Palmer M. A., Spielman R. B. e.a.//IEEE Trans. on Plasma Sci. 1983. Vol. PS-11. P. 216.
75. Агафонов А. В., Коломенский А. А., Лебедев А. Н.//Тезисы докл. 5 Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике. ИСЭ СО АН СССР. Томск, 1984. С. 54—56.
76. Mendel C. W., Jr., Zagar D. M., Mills G. S. e.a.//Rev. Sci. Instr. 1980. Vol. 51. P. 1641.
77. Быстрицкий В. М., Красик Я. Е., Петров А. В. и др.//Тезисы докл. 7 Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике. Томск, 1988. Ч. 3. С. 4.
78. Быстрицкий В. М., Волков С. Н., Веригин А. А. и др.//Физика плазмы. 1986. Т. 12. Вып. 9. С. 1113—1119.
79. Rondeau G. D., Peugnet C., Greenly J. B. e.a.//Proc. of the 6th Intern. Conf. on High-Power Part. Beams. Kobe, Japan, 1986. P. 180.
80. Greenly J. B., Ueda M., Rondeau G. D., Hammer D. A.//J. Appl. Phys. 1988. Vol. 33. P. 1872.
81. Woodworth J. R., Maenchen J. E., McKay P. F.//Proc. of the 5th IEEE Pulsed Power Conf. Arlington, 1985. P. 56.
82. Kitamura A., Mitsuhashi K., Yano S.//Proc. of the 6th Intern. Conf. on High Power Part. Beams. Kobe, Japan, 1986. P. 204.
83. Быковский Ю. А., Козырев Ю. П., Козловский К. И. и др.//Физика плазмы. 1981. Т. 7. Вып. 5. С. 1024—1031.
84. Horioka K., Tamura H., Ishitoyka K. e.a.//Proc. of Intern. Conf. on HPIB (Beam's-86). Kobe, Japan, 1986. P. 235.
85. Логачев Е. И., Ремнев Г. Е., Усов Ю. П.//Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 22. С. 1404—1408.
86. Burns E. J. T., Woodworth J. R., Bieg K. W. e.a.//J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63, N 1. P. 11—27.