

Электронные и ионные пучки

УДК 533.9.07:539.1.03: 539.12

Формирование и применение импульсных сильноточных электронных пучков.

Часть I. Процессы в плазменном диоде

Г. П. Мхеидзе, А. А. Савин

Институт общей физики РАН им. А. М. Прохорова, Москва, Россия

Приведены некоторые результаты (в основном полученные впервые) исследований плазменных диодов и пучковой плазмы. Работы проводились в Сухумском физико-техническом институте, в Физическом институте им. П. Н. Лебедева (ФИАН) и в Институте общей физики им. А. М. Прохорова (ИОФРАН). Обзор работ разбит на четыре части. В первой части рассмотрены работы по исследованию плазменных диодов.*

Введение

Развитие наносекундной импульсной техники и импульсных ускорителей прямого действия дало исследователям уникальный по своим параметрам инструмент — пучки электронов с токами до нескольких миллионов ампер (МА), энергией частиц порядка миллион электрон-вольт (МэВ), энергоемкостью в мегаджоуль (МДж) и мощностью, достигающей до нескольких тераватт (ТВт) [1—3].

Интерес к пучкам заряженных частиц и, в частности, к сильноточным релятивистским электронным пучкам (РЭП) стимулируется разнообразием связанных с ними процессов и перспективой их использования в самых различных областях науки и техники. Уникальные свойства электронных пучков — возможность генерации электромагнитного излучения в широком диапазоне частот, изменение физических, химических и механических свойств облучаемых материалов, возможность концентрации огромных мощностей — обусловили широкое применение электронных пучков в науке, технике и медицине. Релятивистские электронные пучки нашли применение в вакуумной и плазменной СВЧ-электронике, при обработке материалов, накачке газовых лазеров, коллективном ускорении ионов, в термоядерных исследованиях.

Расширение сферы использования пучков в свою очередь способствовало развитию ускорительной техники, поиску новых способов формирования и ускорения заряженных частиц, инициировало широкие исследования физики пучков, их взаимодействие с различными средами и материалами.

Акцент в исследованиях, связанных с РЭП, обусловлен областью их применения. Для накачки

газовых лазеров или возбуждения плазмохимических реакторов электронным пучком основной проблемой является максимально эффективная передача энергии пучка рабочему газу. Для передачи энергии пучка на некоторое расстояние необходимо решать противоположную задачу — определить условия наименьшего взаимодействия пучка со средой. При генерации СВЧ-излучения весьма жесткие требования предъявляются к качеству пучка — его однородности, энергетическому разбросу, геометрии. Каждая область применения предъявляет свои, специфические требования к пучку, его параметрам и характеристикам.

Исследование физической картины формирования, распространения и взаимодействия РЭП с различными средами приобретает самостоятельное значение, представляющее как научный, так и прикладной интерес, и является предпосылкой для решения как прикладных, так и фундаментальных проблем физики пучков заряженных частиц, в частности, физики РЭП.

Исследования плазменного диода велись в Сухумском физико-техническом институте (СФТИ) с 1962 г. Работы по пучковой плазме и физике пучков заряженных частиц, их формированию, распространению, взаимодействию с различными средами и их использованию в практических целях проводились с 1970 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН (ФИАН) и в Лаборатории пучковой плазмы отдела физики плазмы Института общей физики РАН им. А. М. Прохорова (ИОФРАН).

Ниже в краткой форме приведены некоторые результаты исследований плазменных диодов и пучковой плазмы. В ряде случаев для сравнения или развития темы рассмотрены работы других

* Части II—IV будут опубликованы в последующих номерах настоящего журнала.

авторов. Текст не претендует на полноту, последовательность и т. д. Это, скорее, краткий отчет о проделанной почти за 50 лет работе.

Для удобства текст каждой части разбит на разделы, посвященные тому или иному вопросу:

Часть I

Процессы в плазменном диоде

1. Процессы в плазменном диоде.
2. Ускорение ионов и электронов.
3. Плазменные прерыватели тока.

Часть II

Ускорители прямого действия. Генерация СВЧ- и лазерного излучений

1. Генераторы импульсного напряжения. Ускорители прямого действия.
2. Генерация СВЧ-излучения в карсинотроне.
3. Лазеры с пучковой накачкой.
4. Пучковая накачка систем инжекционной газовой электроники.
5. Плазменные сгустки.

Часть III

Процессы в пучковой плазме

1. Взаимодействие РЭП с газами.
2. Плазменные токи.
3. Проводимость пучковой плазмы.
4. Усиление полного тока в пучковой плазме.

Часть IV

Транспортировка пучка

1. Транспортировка пучка.
2. Энергетические потери пучка в газе.
3. Тепловое воздействие пучка.
4. Что же сделано!

1. Процессы в плазменном диоде

В 60-х годах XX столетия было обнаружено явление срыва тока в токнесущей плазме (в плазменном диоде) [4]. Процессы в плазменном диоде заслуживают внимания своим многообразием и представляют интерес с точки зрения возможности практических применений:

- наносекундные сильноточные плазменные размыкатели (ПР) для утилизации энергии магнитного поля тока в индуктивных накопителях;
- формирование интенсивных сильноточных высоковольтных электронных пучков;
- ускорение ионов.

Энергия, накопленная в конденсаторе (в формирующей линии), лимитируется электрической прочностью изолирующих материалов. Для использования этой энергии необходимы коммутаторы, соединяющие накопитель энергии с нагрузкой. В индуктивных накопителях достижимая величина тока (и, следовательно, энергии) опреде-

ляется механической прочностью материала токопровода. Оценки показывают, что удельная энергия в индуктивных накопителях может на несколько порядков превышать удельную энергию в емкостных накопителях. Для реализации энергии индуктивного накопителя необходимо разомкнуть токовую цепь. Напряжение, индуцируемое при размыкании тока, может быть использовано для формирования импульсных пучков заряженных частиц. Прерыватели тока служат для обострения и увеличения мощности импульсов напряжения.

Существуют различные способы размыкания цепи с током: механический; управляемый электронным пучком разряд [5]; на основе электрически взрывааемых проводников [6]; полупроводниковые [7]. Широкое развитие получили плазменные размыкатели [8].

В данной статье, не обсуждая достоинства и недостатки тех или иных размыкателей тока, рассмотрим некоторые вопросы, связанные с плазменными размыкателями. В первую очередь это механизм неустойчивости (срыва) протекающего в плазме тока.

В основе любого размыкателя лежат управляемое и быстрое увеличение сопротивления. Можно предположить, что в зависимости от условий различные явления в плазме могут приводить к увеличению сопротивления, обрыву тока, индуцированию напряжения, т. е. проявлению плазмой свойств размыкателя. Действительно, явления неустойчивости протекающего в плазме или отбираемого с плазмы тока известны давно. Ввиду слабого проявления эффекта они считались имеющими лишь научный интерес. Заслуживающее практического внимания сообщение о нестационарности отбираемого с плазменной поверхности тока появилось в работе [9], проводимой в рамках исследования "аномального"¹ ускорения ионов² [10]. Неустойчивое протекание тока наблюдалось при отборе электронов из плазмы в режиме, когда плазма инжектируется во внешнее электрическое поле. Схема эксперимента приведена на рис. 1. В откачиваемой камере 1 плазма генерировалась вакуумной дугой, зажигаемой между катодом и кольцевым анодом. Через отверстие в электроде 4 плазма поступала в промежуток между электродами 4 и 5, к которым была прило-

¹ Аномалия заключалась в том, что ионы ускорялись "против" внешнего поля, в направлении движения отбираемых с плазменной поверхности электронов.

² Работы по отбору ионных пучков с плазменной поверхности велись в СФТИ (лаборатория А. А. Плютто) с конца 50-х годов. "Аномальное" ускорение ионов было обнаружено при изменении полярности поля в промежутке (т. е. при отборе электронов).

жена разность потенциалов ϕ . При натекании плазмы в промежуток с квазистационарным электрическим полем наблюдались три режима протекания тока в промежутке (рис. 2):

- устойчивый режим (ток, протекающий в промежутке, не зависит от ϕ);
- переходной режим;
- неустойчивый режим, в котором имело место модуляция тока.

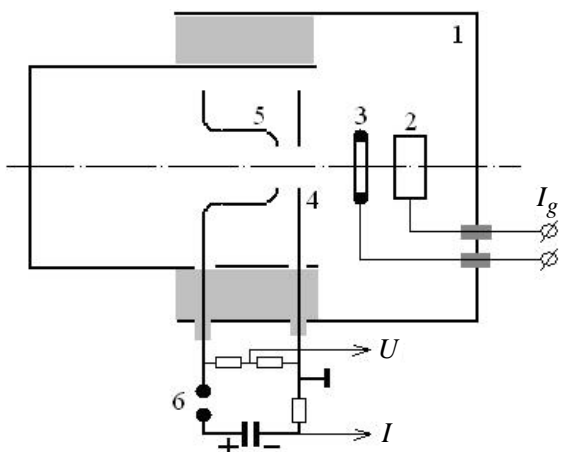


Рис. 1. Схема эксперимента в режиме "плазма—поле": 1 — вакуумная камера; 2, 3 — катод и кольцевой анод дугового источника плазмы; 4, 5 — электроды; 6 — разрядник

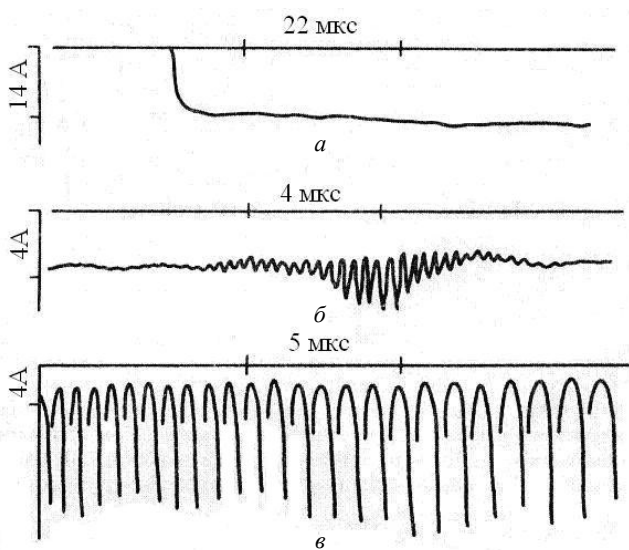


Рис. 2. Режимы протекания тока в промежутке: а — устойчивый, $\phi = 15$ кВ; б — переходной, $\phi = 12$ кВ; в — неустойчивый, $\phi = 6$ кВ

При достижении некоторого значения экспоненциально нарастающий ток периодически срывался, средний ток составлял единицы ампер. Режим протекания тока зависел от соотношения тока дуги I_{arc} (т. е. плотности генерируемой плазмы) и потенциала ϕ . Рис. 3 иллюстрирует область устойчивости (неустойчивости) в зависимости от I_{arc} и ϕ . Механизм возбуждения колебаний тока

авторы объясняли развитием неустойчивости плазменной границы во внешнем электрическом поле. В импульсном режиме формирования электронных пучков с плазмы искры [11] также наблюдалась неустойчивость тока (рис. 4).

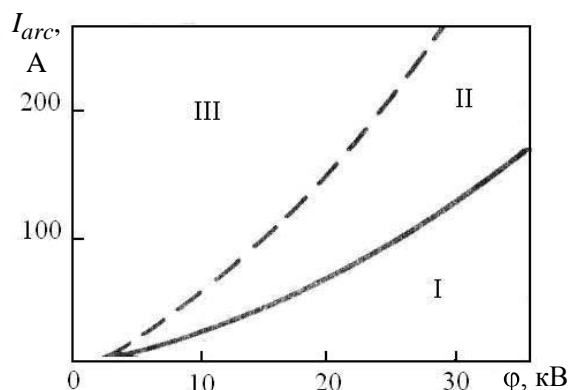


Рис. 3. Область устойчивого I (неустойчивого III) протекания тока в зависимости от соотношения тока дуги I_{arc} и разности потенциалов ϕ ; II — переходная область

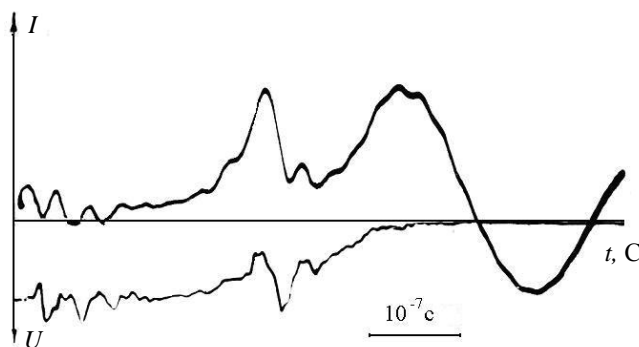


Рис. 4. Осциллограммы тока и напряжения при импульсном отборе электронного тока с плазмы искры в режиме "плазма—поле"

Отметим, что в этих работах плазма дуги (квазистационарный режим) или искры (импульсный режим) инжектировалась в промежуток с квазистационарным или переменным электрическим полем. Эти условия были названы режимом "плазма—поле". Наблюдаемый при этом механизм ускорения ионов был неясен, поэтому делалось предположение о возможности реализации когерентного ускорения ионов, предложенного В. И. Векслером [12]. Из характера осциллограмм, аналогичных представленной на рис. 4, можно предположить, что плазма частично проникает в промежуток с электрическим полем.

Было высказано также предположение, что, прикладывая напряжение к полностью заполненному плазмой промежутку (плазменному диоду), можно реализовать механизм "аномального" ускорения ионов, аналогичный наблюдаемому в режиме "плазма—поле".

Действительно, в режиме "плазма-ток" (в плазменном диоде, в условиях токнесущей плазмы) был обнаружен эффективный механизм ускорения ионов [13]. Позже (в 1967 г.) в плазменном диоде были обнаружены явления срыва тока (сопровождающегося быстрым ростом сопротивления диода и скачком напряжения) и формирования интенсивных электронных пучков [4], что дало возможность иначе взглянуть на процесс ускорения ионов, а также открыло новые перспективы управления током и новые принципы формирования электронных пучков.

Схема эксперимента в режиме "плазма-ток" приведена на рис. 5. Плазма создавалась при разряде емкости источника C_{sp} , заряженной до U_{sp} , по поверхности оргстекла и состояла в основном из протонов с примесью ионов молекулярного водорода и углерода.

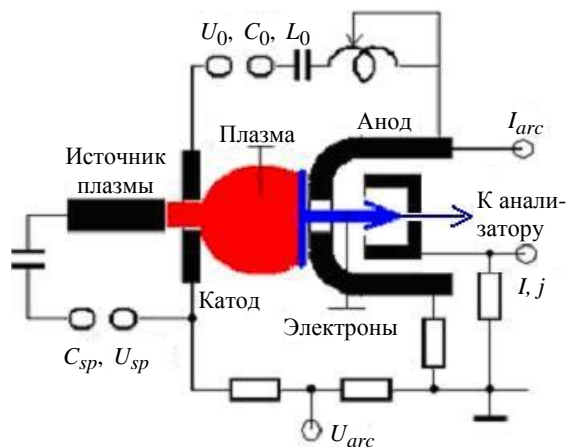


Рис. 5. Схема эксперимента в режиме "плазма-ток"

Через эмиссионное отверстие диаметром d_{sp} в катоде плазма заполняла диод. С задержкой $t_{del} \geq l_0/v_s$ (l_0 — длина промежутка катод — анод; $v_s = \sqrt{T_e/M}$ — скорость ионного звука; T_e — температура электронов; M — масса протона) к диоду прикладывалось напряжение от конденсатора C_0 , заряженного до $U_0 = 30—40$ кВ. Регистрировались: напряжение на диоде U_{arc} , ток в диоде I_{arc} , ток на цилиндр Фарадея I (соответственно, плотность тока на оси диода). Анализировались энергия, структура и аксиальный и радиальный потоки частиц, прошедших апертуру цилиндра Фарадея.

Эксперименты, проведенные в этих условиях, показали, что при достижении критической величины* ток в диоде срывается. Скачкообразно растут сопротивление плазмы и приложенное к ней

напряжение, формируется интенсивный пучок электронов, имеет место эффективное ускорение ионов. На рис. 6 в начальной стадии процесса (в течение 45—50 нс) в диоде монотонно возрастают I_{arc} (до ≈ 2 кА), U_{arc} (до $\approx 4—6$ кВ) и j (до ≈ 170 А/см²), слабо меняется δ (в пределах 1,2—0,8 мм) и R (3—1,5 Ом).

Эффективная площадь отбора постоянна ($S_{eff} \approx 15$ см²) и сравнима с площадью анода $S_a = 13$ см². Рост тока I_{arc} обусловлен увеличением плотности плазмы на границе отбора ($n_b \approx 7 \cdot 10^{11} / \sqrt{T_e}$ при $t \approx 10$ нс и $7 \cdot 10^{13} / \sqrt{T_e}$ — при $t \approx 50$ нс) вследствие поступления в диодный промежуток ионов из источника плазмы и торможения их на границе отбора электронов в стадии формирования двойного слоя у анода. Срыв тока сопровождается быстрым ростом сопротивления диода, плотности тока электронов на оси и напряжения на диоде. Индуцированное при срыве тока напряжение превышает зарядное в 1—3 раза. Эффективная площадь отбора уменьшается до $S_{eff} \leq 0,5$ см² и становится сравнимой с площадью эмиссионного отверстия источника плазмы.

На основании этого было высказано предположение, что плазма в области катода претерпевает разрыв, и электрическое поле после срыва тока сосредотачивается между "катодной" и "анодной" плазмами, т. е. образуется диод с плазменными "электродами" и биполярным током. Биполярный слой (между плазменными катодом и анодом) расширяется вследствие эрозии анодной плазмы (см. штриховые линии на рис. 6, а, б).

Таким образом, в результате некоторого процесса в плазменном диоде система с полем, локализованным у анода ($\Delta U_a \approx 6$ кВ $\ll U_0$), переходит в систему с прикатодным падением напряжения $\Delta U_a \approx (1—3)U_0$. Судя по кривым на рис. 6, между этими двумя состояниями существует переходная фаза длительностью τ_{pas} , когда достигнута максимальная в данных условиях плотность плазмы на границе отбора, но срыв еще не наступил. Для этой фазы (в интервале 50—60 нс) характерны некоторое уменьшение плотности отбираемого тока, особенности в поведении эффективной площади отбора S_{eff} и толщины электрического слоя δ .

Изменение параметров в цепи диода (см. рис. 5: C_0 , U_0 , L_0) не влияет на величину критического тока, но сказывается на временных характеристиках процесса. В то же время с изменением параметров плазмы в диоде (варьированием U_{sp} , C_{sp} , времени задержки t_{del} , и длины анод-катодного промежутка l_0) изменяются величина критического тока и другие характеристики процесса.

* Критический ток, при котором происходит срыв, соответствует тепловому току в области эмиссионного отверстия источника плазмы $I_{cr} \approx S_{sp} n_{sp} v_{eT}$, где S_{sp} — площадь; n_{sp} — плотность плазмы; v_{eT} — тепловая скорость электронов.

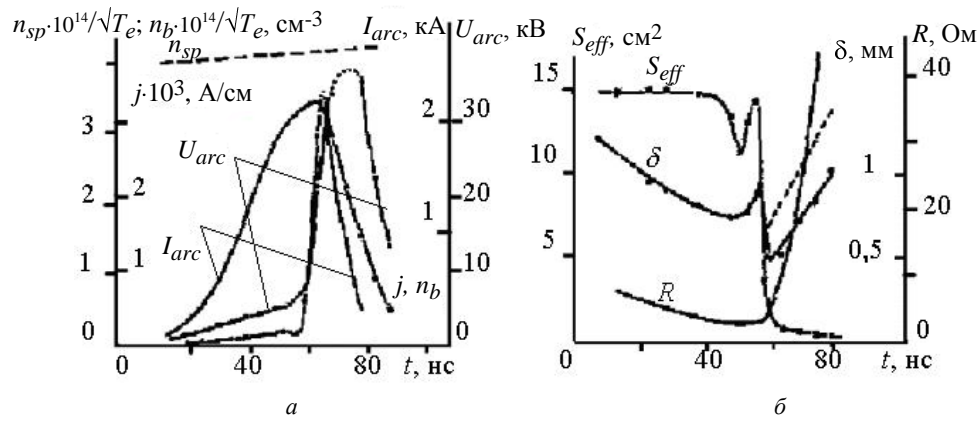


Рис. 6. Зависимости:

a — напряжения на диоде U_{arc} , тока в диоде I_{arc} , плотности тока j на цилиндр Фарадея (и соответствующей концентрации плазмы на границе отбора n_b) и плотности плазмы n_{sp} в области эмиссионного отверстия источника от времени;
b — толщины униполярного (--- — биполярного) слоя δ , эффективной площади плазменного катода $S_{eff} = I_{arc}(t) / j(t)$ и сопротивления $R \approx V_{arc}(t) / I_{arc}(t)$ плазменного диода от времени

Изменения в осциллограммах I_{arc} и U_{arc} при изменении времени задержки t_{del} (а, следовательно, и плотности $n_{sp}(t)$ в области эмиссионного отверстия) иллюстрирует рис. 7, а. С увеличением n_{sp} увеличиваются время n_{gr} нарастания тока I_{arc} до критического

значения, длительность переходной фазы n_{pas} и скорость нарастания напряжения $\Delta U_{arc} / \Delta t$ при срыве тока. В то же время уменьшается величина скачка напряжения U_{arc} . При дальнейшем увеличении n_{sp} процесс вырождается в пробой.

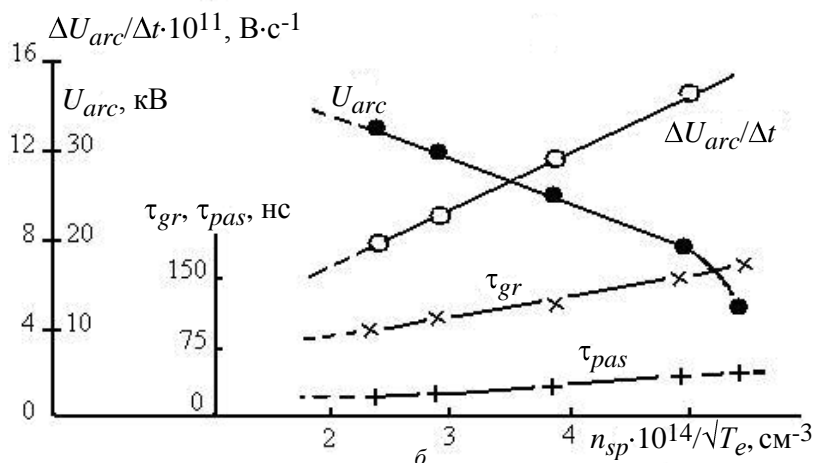
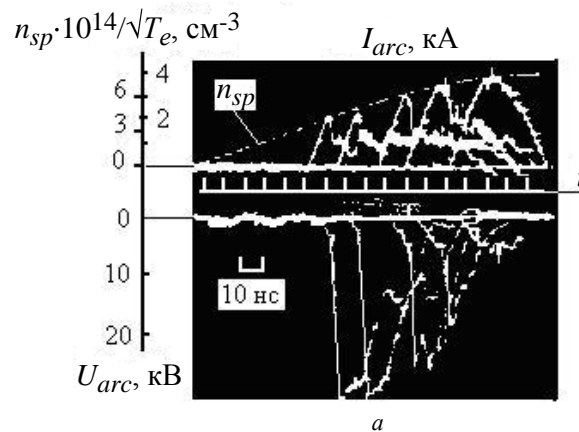


Рис. 7. Изменения:

a — осциллограммы тока I_{arc} и напряжения U_{arc} в диоде и плотности плазмы в области эмиссионного отверстия n_{sp} (штриховая линия) в зависимости от времени задержки t_{pas} ; *b* — зависимости времени нарастания τ_{gr} тока I_{arc} до критического значения, длительности переходной фазы τ_{pas} , скорости нарастания напряжения $\Delta U_{arc} / \Delta t$ при срыве тока и скачка напряжения U_{arc} от плотности плазмы n_{sp} в области эмиссионного отверстия

2. Ускорение ионов и электронов

При срыве тока в токнесущей плазме в 1963 г. был обнаружен чрезвычайно эффективный механизм ускорения ионов [13]. Энергия электронов также превышала приложенное к плазменному диоду напряжение. Согласно данным масс-спектрографического анализа аксиального потока частиц энергии этих частиц находились в широком интервале значений до максимального W_{\max} . Для электронов $W_{\max}^e \approx 3eU_0$ (U_0 — зарядное напряжение емкости, разряжаемой на плазменный диод). Для ионов $W_{\max}^i \approx 60eU_0$. Максимальная энергия ионов зависела от следующих факторов:

- *времени задержки t_{del}* . С увеличением времени задержки от минимального значения (соответствующего времени, необходимого для заполнения плазмой промежутка длиной $l_0 = 10$ мм) до $t_{del} \approx 3$ мкс при $U_0 = \text{const}$ энергия ионов уменьшалась от $W_{\max}^i = 60eU_0$ до $15eU_0$. При малых t_{del} ускорялись преимущественно протоны, при больших задержках кроме протонов наблюдались ионы молекулярного водорода и углерода;

- *емкости в цепи искры C_{sp}* . Зависимость W_{\max}^i от C_{sp} имела оптимум, зависящий от параметров цепей и приложенных напряжений U_{sp} и U_0 . Изменения вольт-амперных характеристик (ВАХ) при увеличении C_{sp} были аналогичны изменениям при увеличении времени задержки;

- *индуктивности L_0 в цепи ускоряющего электрода*. С изменением L_0 время нарастания тока I_{arc} в диоде менялось в пределах $(6-40) \cdot 10^{-8}$ с. Скорость нарастания тока в области срыва тока с увеличением индуктивности уменьшалась от $3 \cdot 10^{10}$ А/с до нуля (срыв при амплитудном значении тока в диоде). Максимальная энергия ионов с увеличением L_0 уменьшалась, величина критического тока I_{cr} не зависела от L_0 ;

- *длины промежутка l_0* . С увеличением l_0 уменьшались критический ток и максимальная

энергия ускоренных ионов. Например, при апертуре анода 12 мм с увеличением l_0 от 10 до 70 мм максимальная энергия ионов уменьшалась от 1 МэВ до 400 КэВ.

Легко заметить, что факторы — t_{del} , C_{sp} , U_{sp} , l_0 влияют на плотность или распределение плотности плазмы в диоде. Как показали эксперименты, для заданных U_0 , C_0 существует оптимальная плотность плазмы в диоде, при которой достигается наибольшее значение W_{\max}^i .

Обнаруженное при срыве тока ускорение ионов лежит в истоке многочисленных экспериментов по ускорению ионов электронными пучками, проводимых как в России, так и за рубежом.

Ускоренные ионы были обнаружены при транспортировке сильноточных релятивистских электронных пучков в газах [14—16]. Параллели между процессами ускорения ионов в плазменном диоде и транспортировке РЭП в газах были проведены с самого начала и, естественно, имелись отличия, различны были и способы получения пучков.

В отличие от РЭП, генерируемых в ускорителе, в режиме токнесущей плазмы формирование пучка является следствием процессов в плазменном диоде. Следует отметить еще одно существенное различие. В плазменном диоде переход в режим формирования пучка происходит за время $\approx l_0/v_e$. В течение этого времени ионы можно считать неподвижными, и градиент плотности на границе плазмы очень высок (порядка n_i/λ_{Di}). Соответственно велико ускоряющее ионы электрическое поле. При инжекции РЭП в газ образуемая плазма имеет протяженную (сравнимую с промежутком катод-анод) границу, соответственно мало электрическое поле и менее эффективно ускорение ионов. Для иллюстрации этого в таблице представлены условия и результаты работ по ускорению ионов в плазменном диоде [13] и сильноточными релятивистскими электронными пучками [14—16].

Параметр	Данные параметров			
	[14]	[15]	[16]	[13]
Энергия электронов W_e , МэВ	1,6	—	1 0,2	0,03
Ток пучка I_b , кА	40	50	160 200	2
Длительность импульса τ_e , нс	40	30	80	50
Энергия ионов W_i , МэВ	5	—	1,73 0,85	1,6
Количество ионов $N_i \cdot 10^{12}$	10	3	10–100	1
$\eta = W_i N_i e / W_e I_e \tau_e \cdot 10^{-3}$	3	3,2	0,14–1,4 0,42–4,2	85
$\kappa = W_i / W_e$	3	10	1,73 4,25	60

Формирование интенсивного электронного пучка, обнаруженное при срыве тока в плазменном диоде, позволило построить качественную картину процесса ускорения ионов полем пространственного заряда, выходящего из плазмы электронного пучка. Процессы в плазменном диоде схематично иллюстрирует рис. 8. В первой стадии (см. рис. 8, а) поле в основном сосредоточено между плазмой и анодом. По мере приближения скорости дрейфа электронов в плазме к тепловой скорости поле начинает проникать в плазму и сосредотачиваться у катода. Этот процесс с обратной связью (чем ближе скорость дрейфа электронов к тепловой скорости, тем эффективнее идет процесс проникновения поля в плазму, а с просветлением плазмы увеличивается скорость дрейфа). Процесс носит лавинообразный характер и завершается срывом тока, ростом сопротивления и скачком напряжения, сосредоточенного у катода. Во второй стадии (см. рис. 8, б) образуются катодная и анодная плазмы. Электрическим полем, локализованным между этими плазмами, формируется пучок электронов высокой плотности. Ионы ускоряются полем пространственного заряда электронного пучка на выходе из анодной плазмы. Теоретический анализ процессов в плазменном диоде в первой и частично во второй стадиях раскрыт в работе [17].

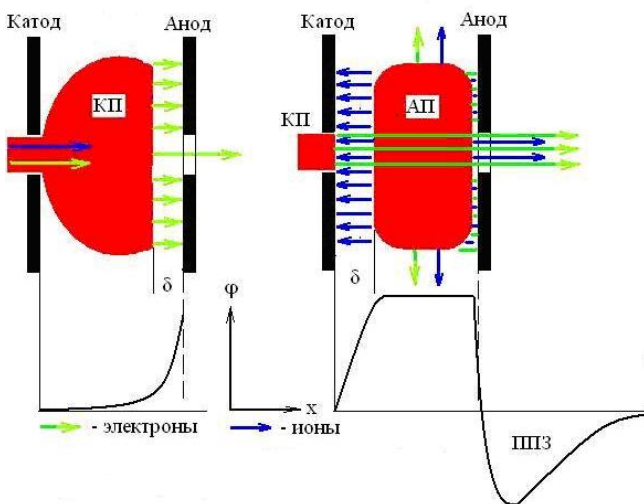


Рис. 8. Процессы в плазменном диоде:
 КП — катодная плазма; АП — анодная плазма;
 ППЗ — поле пространственного заряда

Формирование электронных пучков и ускорение ионов являются вторичными эффектами, следствием процессов в плазменном диоде, но эти механизмы генерации ионных и электронных пучков, реализуемые в плазменном диоде, представляют самостоятельный научный интерес и в то же время открывают перспективу создания генераторов

нового типа, совмещающих трансформацию напряжения с формированием пучка.

Явление срыва тока в плазменном диоде лежит в основе работ по созданию сильноточных быстродействующих плазменных размыкателей, а рассмотренный нами плазменный диод можно считать прототипом плазменного прерывателя тока.

Интенсивно разрабатываемые в последние годы плазменные размыкатели являются ключевым элементом в системах, использующих индуктивные накопители. В 1975 г., по-видимому, независимо от упомянутых работ, были проведены исследования плазмонаполненного диода [18], который являлся нагрузкой высоковольтного генератора ($U \approx 100$ кВ, $\rho \approx 1,9$ Ом, $\tau \approx 60$ нс). Плазма плотностью порядка 10^{13} см⁻³, преимущественно водородная, инжектировалась со стороны анода в диод. Эмиттером электронов служила плотная поверхностная плазма, образуемая на катоде вследствие авто- и взрывной эмиссии. Слой, в котором имелись пространственно-ограниченные потоки электронов и ионов, формировался у катода. Предлагаемая авторами модель дана на рис. 8, б. Поле, сосредоточенное в слое толщиной $x(t)$ между катодной плазмой с потенциалом $-U(t)$ и свободным от поля объемом анодной плазмы, генерировало потоки ионов и электронов с плотностью

$$j_p = 1,86 \left(\frac{4\epsilon_0}{9} \right) \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{U t^{3/2}}{x t^2}, \quad j_e = \left(\frac{M}{m} \right)^{1/2} j_p,$$

где M и m — соответственно, масса протона и электрона;

e — заряд электрона;

ϵ_0 — диэлектрическая постоянная.

При $j_p > j_{ps} = ne(T_e/M)^{1/2}$ (плотность ионного тока насыщения) толщина слоя росла, т. е. имело место эрозия плазмы. Расчет в рамках этой модели дал хорошо совпадающие с экспериментально наблюдаемыми временные зависимости напряжения и тока в диоде.

При больших токах одномерная модель некорректна, и следует учитывать вызывающее сжатие пучка собственное магнитное поле тока. Пинчевание наблюдалось при $U = 100$ кВ и $I = 50$ кА в диоде с длиной промежутка 11 мм. Расчет и эксперимент дали хорошо совпадающие результаты ($\approx 50\%$ тока стягиваются в пятно диаметром ≈ 5 мм). Для выяснения вопроса, насколько важны направление потока плазмы и приэлектродные эффекты, реверсировалась полярность прикладываемого к диоду напряжения. Авторы утверждают, что изменений в поведении плазменного диода при этом не наблюдалось.

Исследования плазменного диода на уровнях напряжения порядка мегавольт проводились во многих лабораториях. В качестве примера приведем работу на ускорителе "Гамма" [19]. Схема экспериментальной установки показана на рис. 9, а.

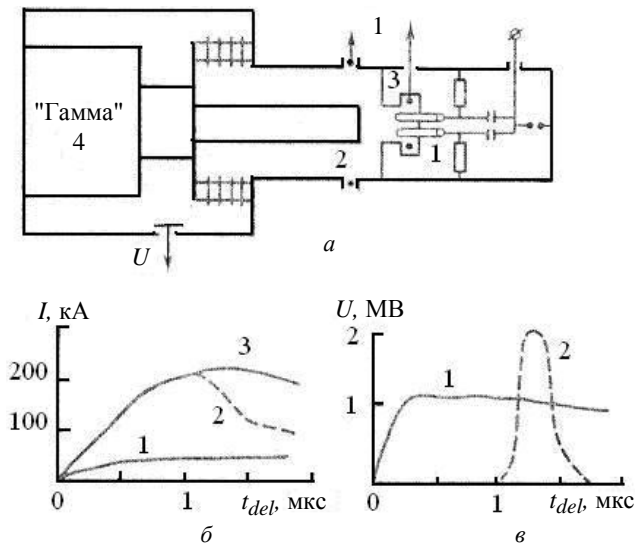


Рис. 9. Эксперимент на ускорителе "Гамма":

а — схема установки: 1 — плазменные пушки, 2 — катод, 3 — анод, 4 — генератор; б — осциллограммы тока: 1 — пучковый режим, 2 — режим с высоким сопротивлением, 3 — режим короткого замыкания; в — осциллограммы напряжения

Плазма, генерированная коаксиальными плазменными пушками 1 (см. рис. 9, а), инжестрировалась в катод-анодный промежуток со стороны анода. Время задержки включения генератора импульсного напряжения 4 (см. рис. 9, а) относительно момента срабатывания пушек регулировалось в пределах $t_{del} = 0—200$ мкс. В зависимости от t_{del} наблюдались три режима, которые иллюстрируются осциллограммами на рис. 8, б, в. При $t_{del} = 0$ плазма в диоде отсутствует и реализуется пучковый режим (см. кривые 1, рис. 8, б, в). В диапазоне задержек $t_{del} = 18—23$ мкс в диоде с плазмой устойчиво реализуется так называемый режим с высоким сопротивлением, т. е. режим размыкания (см. кривые 2, рис. 8, б, в). В этом случае в стадии нарастания тока напряжение на диоде практически не регистрируется, так как сопротивление заполненного плазмой диода мало. Момент появления напряжения на диоде соответствует началу роста сопротивления диода. Амплитуда импульса напряжения приблизительно в два раза превышает первоначальное напряжение генератора, ток в диоде при этом срывается. Дальнейшее увеличение задержки t_{del} приводило к закорачиванию диода плазмой (см. кривая 3, рис. 8, б). При $t_{del} = 90—120$ мкс в связи с уменьшением плотности плазмы в диоде вновь появляется ре-

жим с высоким сопротивлением. Иными словами, срыв тока в диоде и режим с высоким сопротивлением реализуются, когда критический ток в плазме (т. е. тепловой ток $I \sim env_{eT}$) меньше тока короткозамкнутого генератора импульсного напряжения. В этих экспериментах диод, совмещающий, как отмечают авторы, размыкатель и нагрузку, позволяет передавать в индуктивность контура приблизительно 90 % энергии за время $\sim 1,3$ мкс; 60 % энергии за время $\sim 0,3$ мкс выделяется в виде пучка электронов. Энергия электронов превышает первоначальное напряжение в 1,5—1,8 раз.

3. Плазменные прерыватели тока

В зависимости от способа включения плазменного диода в разрядный контур источника энергии можно говорить о плазменных прерывателях (размыкателях) тока (ППТ, ПР) аксиального и радиального (коаксиального) типов. Наименование обусловлено конструктивным решением ППТ.

Плазменные диоды, эксперименты с которыми описаны выше, можно отнести к аксиальным прерывателям тока. Схематически аксиальный и радиальный размыкатели и эквивалентные им схемы представлены на рис. 10. В ППТ аксиального типа плазменный диод включен в токовую цепь последовательно и совмещает в себе функции как размыкателя тока, так и нагрузки. В радиальном размыкателе плазменный диод включен в токовую цепь параллельно нагрузке и выполняет функцию коммутатора потока энергии. В то время как в аксиальном ППТ размыкатель — плазменный диод в процессе срыва тока преобразуется в нагрузку (вакуумный диод), в котором формируется пучок, в радиальном ППТ нагрузка может быть любой, в том числе и вакуумным диодом. В эквивалентной схеме ППТ представлен сопротивлением R_S , нагрузка — сопротивлением R_d . В начальной фазе (в фазе проводимости, длительность τ_{con} которой зависит от параметров плазмы в плазменном диоде и от величины тока в цепи разряда) $R_S \ll R_d$ и практически весь ток I течет через ППТ (величина I в этой стадии определяется параметрами разрядного контура и сопротивлением плазменного диода R_d).

При срыве тока индуцированное напряжение прикладывается к самому размыкателю в ППТ аксиального типа и к нагрузке R_d в случае ППТ радиального типа.

Аксиальные ППТ в первую очередь могут быть использованы для генерации интенсивных релятивистских электронных пучков.

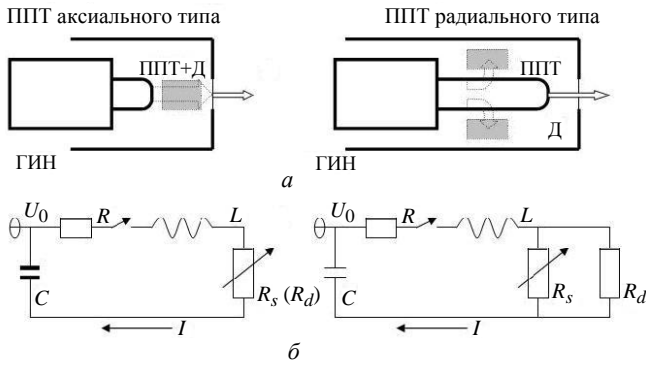


Рис. 10. Схемы аксиального и радиального плазменных диодов (а) и эквивалентные схемы (б)

Типичная схема эксперимента с радиальным ППТ дана на рис. 11, а [20]. Импульс от генератора напряжения поступал на коаксиальную систему, образуемую катодным К и анодным А электродами. Плазма, генерированная 12-ю плазменными пушками П, запускаемыми за $t_{del} = 1—3$ мкс до запуска генератора, заполняла кольцевую область между катодом и анодом. Протяженность L кольцевой области, определяемая расположением пушек, составляла 10, 20 и 30 см, причем произведение концентрации n плазмы на протяженность диода сохранялась постоянной, $nL = const$. В объеме плазмы располагались магнитные датчики, дающие информацию о протекающих в плазме токах. Регистрировались напряжение U_{gr} на нагрузке, токи генератора I_{gen} и нагрузки I_{gr} .

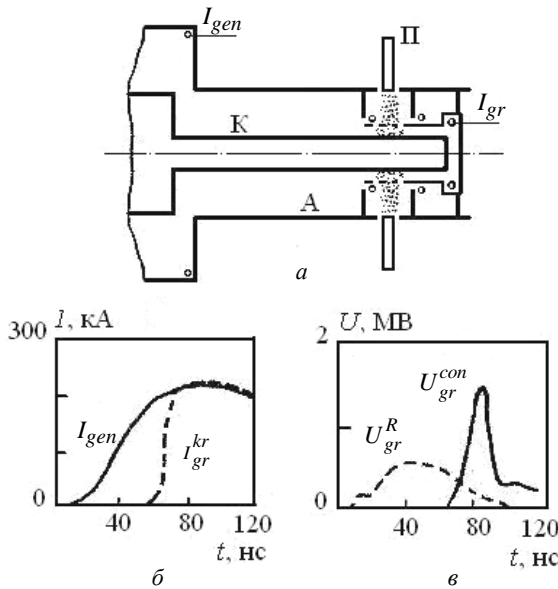


Рис. 11. Эксперимент с коаксиальным ППТ:

а — схема ППТ: К — катод, А — анод, П — плазменные пушки; б — осциллограммы тока генератора I_{gen} и на короткозамкнутой нагрузке I_{gr}^{kr} ; в — осциллограммы напряжения на согласованной нагрузке без плазменного размыкателя U_{gr}^R и на вакуумном диоде с пучком в присутствии размыкателя U_{gr}^{con}

На рис. 11 также даны характерные осциллограммы тока и напряжения: ток генератора I_b и ток на короткозамкнутой нагрузке I_{gr}^{kr} (см. рис. 11, б) напряжение U_{gr}^R на согласованной нагрузке без плазменного размыкателя и напряжение U_{gr}^{con} на вакуумном диоде с пучком в присутствии размыкателя (см. рис. 11, в). Здесь, как и в аксиальных ППТ, имеется стадия проводимости, характеризуемая низким сопротивлением плазменного диода (при росте тока генератора I_b напряжение и ток на нагрузке практически отсутствуют) и стадия размыкания (ток и напряжение на нагрузке растут с ростом сопротивления ППТ). Напряжение на нагрузке (вакуумном диоде) увеличивается в два-три раза по сравнению с напряжением на согласованной нагрузке в отсутствии прерывателя, во столько же раз увеличивается и мощность в импульсе. Эксперименты показали, что максимальный ток I_{con}^{max} в прерывателе тока (плазменном диоде) увеличивается с ростом времени задержки t_{del} и зависит от nL . По данным магнитных датчиков построены кривые зависимости максимального тока через прерыватель от расстояния z в различные моменты времени (рис. 12) для плазменных размыкателей протяженностью $l = 10$ см ($t_{del} = 1,8$ мкс) и 30 см ($t_{del} = 2$ мкс). Из этих данных следует, что фронт тока быстро, со скоростью $v_{fr} = (4—10) \cdot 10^8$ см/с, распространяется через плазму. Канал тока широк, и ток преимущественно радиальный. Пунктирной линией показаны токи, проходящие через нагрузку.

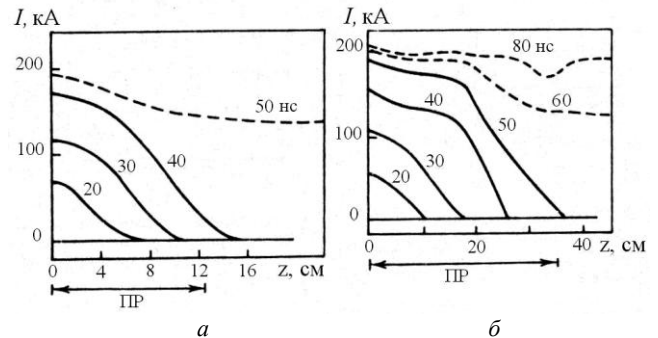


Рис. 12. Конфигурация тока через ПР в различные моменты времени:

$L = 10$ (а), 30 см (б); $t_{del} = 1,8$ (а), 2 мкс (б)

Существует несколько моделей радиальных плазменных размыкателей. Остановимся на весьма наглядной и простой четырехфазной модели плазмаэрозийного размыкателя, которая была развита в Военно-морской исследовательской лаборатории в США [20, 21].

Различные фазы этой модели иллюстрирует рис. 13. Плазма плотностью n инжектируется со

стороны внешнего проводника (анода) и образует тороидальную конфигурацию диаметрами D_{gr} и D_B и длиной L . В фазе проводимости (см. рис. 13, а) между плазмой и катодом образуется электрический слой с биполярным током. Плотность ионного тока $j_i = Zenu_{dr}$ постоянна, и рост тока $I_i = 2\pi D_B l j_i$ обусловлен ростом длины* электрического слоя l (u_{dr} — скорость дрейфа ионов в сторону катода; Z — заряд иона; r — радиус катода). Ток в основном переносится электронами, эмитированными с поверхности катодной плазмы, образованной ионным пучком: $I_e = (M/Zm)^{1/2} j_i$ (M и m — соответственно, масса иона и электрона). В фазе проводимости ток генератора I_{gen} меньше порогового тока I_0 , который достигается при $l = L$.

$$I_0 = \left[1 + \frac{M}{Zm} \right]^{1/2} nZe u_{dr} 2\pi D_B L.$$

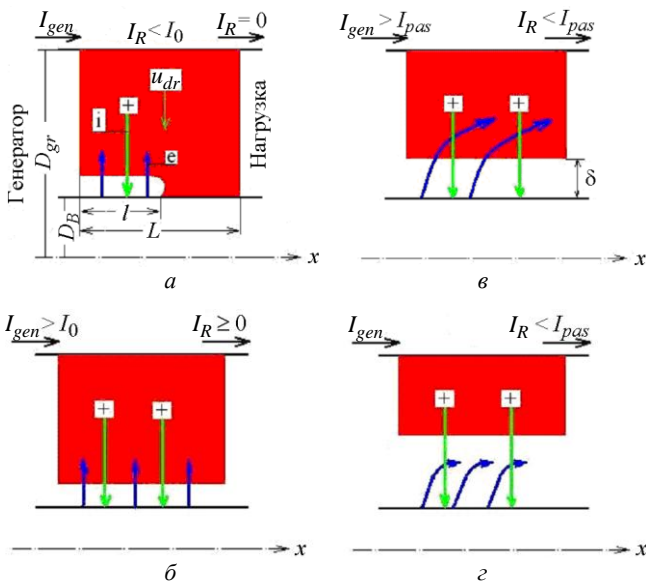


Рис. 13. Четырехфазная модель кольцевых плазменных размыкателей:

а — фаза проводимости; б — фаза эрозии;
в — фаза усиленной эрозии; г — фаза размыкания

Ток в нагрузке I_R в этой фазе практически отсутствует.

При достижении током генератора порогового тока наступает фаза эрозии (см. рис. 13, б). В этой фазе $I_{gen} > I_0$ и $j_i > Zenu_{dr}$ за счет роста толщины электрического слоя δ

$$\frac{d\delta}{dt} = \left(\frac{Zm}{M} \right)^{1/2} \frac{I_{con} - I_0}{\pi D_B LnZe},$$

где $I_{con} = (I_{gen} - I_R)$ — ток в размыкателе.

* В аксиальном ППТ (в плазменном диоде) рост тока объясняется ростом плотности плазмы на границе отбора электронов.

Напряжение в слое (на размыкателе) определяется по закону Чайлда-Ленгмюра $U_{con}^{3/2} = 3,7 \cdot 10^4 I_{con} \delta^2 / rL$.

В фазе усиленной эрозии (см. рис. 13, в) траектории электронов искривляются под действием собственного магнитного поля тока, увеличивая эффективный отрицательный пространственный заряд в области эмиссии ионов из плазмы и тем самым увеличивая отбираемый ионный ток. В результате перераспределения пространственного заряда электронов отношение I_i/I_e в этой фазе увеличивается в $(2\gamma + 1)^{1/2} (L/\delta)$ раз по сравнению с первой фазой и растет скорость эрозии плазмы

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{Zm}{M} \frac{\left[2\gamma + 1 \right]^{1/2} L I_{con} - \delta L}{\pi D_B \delta L m Z e}.$$

Эта фаза длится до тех пор, пока ток нагрузки не превысит ток Лоусона (т. е. когда ларморовский радиус электронов становится меньше толщины электрического слоя δ)

$$I_R > I_{LR} = 8500k(\gamma^2 - 1)D_B/2\delta,$$

где γ — релятивистский фактор;

k — геометрический фактор (в данной конфигурации $k = 1,6$).

При $I_R > I_{LR}$ наступает фаза размыкания, обусловленная магнитной изоляцией тока электронов собственным магнитным полем (см. рис. 13, г).

Явление срыва тока в токнесущей плазме не потеряло актуальности и в настоящее время*. Экспериментальное и теоретическое изучение процессов как в аксиальных, так и радиальных плазменных размыкателях ведется в настоящее время, и география этих исследований весьма широка.

Работа частично поддержана грантом
РФФИ 05-08-33370-а.

* Об этом свидетельствует, например, цитата из статьи в газете "За кадры". № 13.06.05.2005 г. "Закон большого железа": "Широкое международное признание получили работы по импульсной энергетике, которые возглавляет академик Б. М. Ковальчук ... Им предложена и реализована принципиально новая концепция формирования электрических импульсов тераваттной мощности с помощью плазменных размыкателей тока при микросекундных временах ввода энергии в индуктивный накопитель. ...". Или из доклада академика Н. Добрецова на торжественном собрании СО РАН, посвященном 275-летию Российской академии наук: "Широкое международное признание получили работы по импульсной энергетике, в ходе которых предложена и реализована принципиально новая концепция формирования мощных электрических импульсов с помощью плазменных размыкателей тока".

Л и т е р а т у р а

1. Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. — М.: Атомиздат, 1980.
2. Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. — М.: Мир, 1984.
3. Месяц Г. А. Импульсная энергетика и электроника. — М.: Наука, 2004.
4. Плютто А. А., Мхеидзе Г. П., Корон Е. Д. // Отчет Сухумского физико-технического института № 2473. Ч. 2. 1967. — 18 с.; Мхеидзе Г. П., Корон Е. Д. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 5. С. 873.
5. Ковальчук Б. М., Месяц Г. А. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. Вып. 14. С. 644.
6. Котов Ю. А., Калганов Н. Г., Ковальчук Б. М. // ПТЭ. 1974. № 6. С. 107.
7. Грехов И. В., Месяц Г. А. // УФН. 2005. Т. 175. № 7. С. 735.
8. Мхеидзе Г. П. // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37. Вып. 1. С. 1.
9. Беленсов П. Е., Капин А. Г., Плютто А. А., Рыжков В. Н. // ЖТФ. 1964. Т. 34. № 12. С. 2120.
10. Плютто А. А., Беленсов П. Е., Корон Е. Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 6. Вып. 3. С. 540.
11. Плютто А. А., Суладзе К. В., Темчин С. М., Корон Е. Д. // Атомная энергия. 1969. Т. 27. № 6. С. 418.
12. Векслер В. И. // Там же. 1957. Т. 2. № 5. С. 427; УФН. 1958. Т. 66. С. 99.
13. Плютто А. А., Корон Е. Д., Мхеидзе Г. П. // Отчет Сухумского физико-технического института № 429. 1963. — 16 с.; Мхеидзе Г. П., Плютто А. А., Корон Е. Д. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 5. С. 952.
14. Graybill S., Uglum J. // Journal of Appl. Phys. 1970. V. 41. № 1. P. 236; Yonas G. // Particle Accelerators. 1973. V. 5. № 1. P. 81.
15. Nablo S. V. // Physics to day. 1969. V. 22. № 5. P. 59.
16. Rander J., Ecker B., Yonas G., Drickey D. J. // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 24. № 6. P. 283.
17. Мовсесянц Ю. Б., Мхеидзе Г. П. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2001. № 2. С. 31.
18. Miller P. A., Poukey J. W., Wright T. P. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. № 14. P. 940.
19. Абдулин Э. Н., Баженов Г. П., Бастриков А. Н. и др. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. Вып. 1. С. 109.
20. Weber B. V., Comisso R. J., Cooperstein G. et al. // IEEE Trans. Plasma Science. 1987. PS-15. № 6. P. 635; Appl. Phys. Lett. 1984. № 45. P. 104.
21. Ottinger P. F., Goldstein S. A., Meger R. A. et al. // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. P. 774.

Статья поступила в редакцию 25 октября 2007 г.

Formation and application of the pulse high-current electron beams.

Part I. Processes in the plasma diode

G. P. Mkheidze, A. A. Savin

A. M. Prokhorov's General Physics Institute of the RAS, Moscow, Russia

Consideration is made to new results of investigation of plasma diodes and beam plasma. In the Part I account is taken of plasma diodes research.

УДК 533.915

Ионные потоки из пучково-плазменного разряда в слабом магнитном поле: физика и применение

Н. В. Исаев, Е. Г. Шустин, М. П. Темирязева

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники РАН, г. Фрязино, Московская обл., Россия

В. П. Тараканов

Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Москва, Россия

Ю. В. Федоров

Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН, Москва, Россия

Проведены численное моделирование динамики развития пучковой неустойчивости в ограниченном объеме плазмы при слабом магнитном поле и измерения функции распределения электронов по скоростям. Результаты физических и машинных экспериментов позволили определить механизм исследуемого эффекта и найти способ управления энер-