

# МИКРОСЕКУНДНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ПРЕРЫВАТЕЛИ ТОКА

*В.М.Быстрицкий, Г.А.Месяц*

Институт электрофизики УрО АН СССР, Свердловск

*А.А.Ким, Б.М.Ковальчук*

Институт сильноточной электроники СО АН СССР, Томск

*Я.Е.Красик*

НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте, Томск

Дан обзор советских и зарубежных публикаций по быстроразвивающемуся новому направлению в области сильноточной электроники - плазменным прерывателям тока, работающим при микросекундных временах длительности ввода тока в индуктивный накопитель. Приведен краткий исторический обзор, показывающий связь современных микросекундных плазменных прерывателей тока (МППТ) с изученными ранее импульсными плазменными ускорителями и сильноточными разрядами в плазме. Описаны и проанализированы основные экспериментальные результаты, полученные в ходе проведения исследований МППТ и их модифицированных схем. Приводятся рекомендации по конструированию генераторов с МППТ. В работе проанализированы имеющиеся теоретические и численные модели прерывателей тока, проведено их сравнение с экспериментальными результатами.

The review is given of the soviet and foreign papers on fast developing new direction in high current electronics - plasma opening switches, which operate with microsecond range inductive energy storage systems. The short historical review is presented showing common features of both modern microsecond plasma opening switch (MPOS) experiments and previous investigations of pulsed plasma accelerators and high current plasma discharges. The main experimental results obtained in the investigations of conventional and modified schemes are described and analysed. The recommendations for MPOS setup design are given. Present state of theoretical and computational MPOS is analysed, the comparison of these models with experimental results is given.

## ВВЕДЕНИЕ

Одно из главных направлений развития сильноточной электроники на современном этапе связано с изучением новых подходов к проблеме получения наносекундных высоковольтных импульсов мощно-

стью  $\geq 10^{12}$  Вт. Так, например, значительный интерес представляют индуктивные накопители энергии (ИНЭ), преимуществом которых является большой удельный энергозапас (до  $10 \text{ Дж/см}^3$ ) по сравнению с емкостными аналогами ( $\approx 0,1 \text{ Дж/см}^3$ ). В то же время трудности на пути создания надежного высокоомного размыкателя со временем переключения накопленной энергии в нагрузку не более чем  $10^{-8}$  с препятствуют широкому использованию ИНЭ на практике. До недавнего времени основное внимание исследователей уделялось электровзрывным прерывателям (ЭВП) [1], которые хорошо зарекомендовали себя в субмикросекундных диапазонах длительностей вывода энергии.

В последние 15 лет стал интенсивно развиваться новый подход на основе плазменных прерывателей тока (ППТ). Их использование дает возможность увеличить выходную мощность импульса стандартных наносекундных ускорителей [2], устранить вредное влияние зарядного предимпульса на работу сильноточного диода [3] и уменьшить временной разброс поступления импульсов на общую нагрузку в многомодульных системах [4].

В общих чертах последовательность работы ППТ заключается в следующем. Вблизи нагрузки импульсного генератора создается плазменная перемычка между земляным и потенциальным электродами. Ток генератора протекает первоначально по этой перемычке, при этом происходит частичная (или полная) передача энергии из емкостного накопителя в индуктивный. При определенных условиях проводимость плазменной перемычки резко уменьшается, генерируется вихревая ЭДС и накопленный в индуктивности энергопоток переключается в нагрузку.

В экспериментах с генераторами мощных наносекундных импульсов была продемонстрирована способность ППТ выводить энергию из индуктивного накопителя в нагрузку за время  $\leq 10$  нс, выдерживать напряжение в несколько мегавольт и работать при токах в несколько мегаампер [2]. Это усилило интерес к ППТ микросекундного диапазона (МППТ) в надежде полностью исключить быстрые водяные накопители в генераторах тераваттного диапазона.

Следует отметить, что уже первые экспериментальные исследования в этом направлении показали, что режим работы МППТ во многом напоминает работу импульсных плазменных ускорителей (ИПУ) и развитие сильноточных газовых разрядов, исследования которых проводились еще в 70-х годах [5-9].

В этих работах было показано существование двух режимов работы ИПУ: «быстрого» (дефлаграционного) и медленного («снежного плуга»). При работе в «быстром» режиме в ИПУ наблюдалась генерация

ионов с энергией более  $10^5$  эВ, распространяющихся в аксиальном направлении. Время начала генерации ионов совпадало с временем выхода токового канала (ТК) на переднюю границу газового облака и появлением у плазмы аномально высокого сопротивления. Длительность этого процесса и сопровождающих его импульсов рентгеновского и микроволнового излучения не превышала  $10^{-7}$  с. Распространение ТК характеризовалось более быстрой его диффузией вблизи анода, так как токовые линии из-за эффекта Холла изгибались в направлении дрейфа электронов.

Теоретическое описание процессов каждой временной стадии потребовало применения различных моделей [5,6]. Динамика распространения ТК в стадии проводимости описывалась в рамках двумерной гидродинамической модели с учетом эффекта Холла, а появление аномально большого сопротивления плазмы и ускорение ионов - развитием токовых неустойчивостей.

Исследование сильноточных разрядов в плазме плотностью  $n_i \cong 10^{13} \text{ см}^{-3}$  [8,9] показало, что при амплитуде тока выше некоторого критического значения также наблюдается развитие аномально большого сопротивления, а основная разность потенциалов была локализована на узком участке плазменного столба с наименьшей плотностью и вызывала генерацию высокоэнергетичных электронных и ионных потоков. Это явление связывалось с образованием и эволюцией двойного слоя (ДС) [10,11], образующегося в случае, если внешний источник питания способен обеспечить в цепи ток, больший предельного тока плазмы. Прототипом МППТ можно считать плазмонаполненные диоды, которые использовались в работах А.А.Плюто [12,13] при исследовании формирования мощных электронных пучков и коллективного ускорения ионов при амплитудах тока и напряжения в цепи не более  $10^4$  А и  $10^4$  В соответственно.

На современном этапе исследования МППТ были начаты в Институте сильноточной электроники СО АН СССР в 1984 г. на генераторе «Гамма» [14,15]. В этих экспериментах емкостной генератор мощных импульсов разряжался на плазмонаполненный диод, совмещавший функции МППТ и нагрузки. Полученные результаты свидетельствовали о способности плазменного прерывателя сохранять низкоомное состояние в течение  $10^{-6}$  с при токах в несколько сот килоампер, а затем резко увеличивать сопротивление приблизительно до 10 Ом, приводя к двукратному увеличению напряжения в диоде по сравнению с выходным напряжением генератора. Однако в ходе исследований не удалось получить импеданс МППТ более 10 Ом. Кроме того, генерируемый при разрыве МППТ электронный пучок рассыпался на внутренних

стенках анода, разрушая их. В связи с этим в дальнейших экспериментах прерыватель и нагрузка конструктивно разделялись.

Дальнейшее развитие концепции МППТ было связано с экспериментами на генераторе «Марина» [16], в которых исследовались МППТ коаксиального типа, подобные ППТ наносекундного диапазона [2]. Эти работы позволили определить зависимость сопротивления МППТ от времени и оценить смещение плазмы в фазе проводимости, показать, что генерируемое на МППТ напряжение более чем в 3 раза превосходило напряжение холостого хода генератора, достигая значения 2,5 МВ, сделать вывод о возможности эффективной генерации мощных электронных и ионных пучков.

Начиная с 1986 г. экспериментальные исследования МППТ стали проводить также в NRL (Вашингтон), ИАЭ (Москва), НИИЯФ (Томск). Позднее к этим работам подключились ФИАН (Москва), НИИЭФА (Ленинград), Максвелловская лаборатория (Сан-Диего, США), Корнеллский университет (США). В настоящее время самой крупной установкой с МППТ является генератор ГИТ-4 (ИСЭ СО АН СССР), на котором достигнута выходная мощность около 3 ТВт, ведется строительство более крупных генераторов ГИТ-16 (ИСЭ СО АН СССР) и FALCONE (Physics International Company).

## 1. КОНСТРУКЦИИ ГЕНЕРАТОРОВ С МППТ

Как уже отмечалось во введении, интерес к МППТ возник после того, как была доказана работоспособность ППТ в наносекундном диапазоне, и был естественным, поскольку при сохранении разрывных характеристик размыкателя переход в микросекундный диапазон позволял существенно упростить и удешевить импульсные генераторы при сохранении их высокой выходной мощности.

Как и любой генератор, генератор с МППТ должен быть сконструирован таким образом, чтобы на заданной нагрузке формировать импульс мощности заданной формы. Для этого необходимы полные сведения о параметрах МППТ, однако в настоящее время получить их не представляется возможным. В связи с этим созданные современные генераторы служат в основном для исследований самого МППТ. Тем не менее некоторые общие принципы построения генераторов с МППТ можно определить из ана-

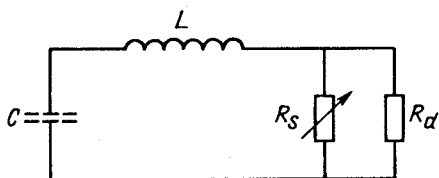


Рис. 1. Эквивалентная схема генератора с МППТ

логов МППТ, однако в настоящее время получить их не представляется возможным. В связи с этим созданные современные генераторы служат в основном для исследований самого МППТ. Тем не менее некоторые общие принципы построения генераторов с МППТ можно определить из ана-

лиза схемы, представленной на рис.1. В этой схеме МППТ моделируется активным сопротивлением  $R_s$ , которое в начальный момент времени нарастает скачком, а нагрузка - постоянным активным сопротивлением  $R_d$ . Такое представление МППТ оправдано тем, что реально импеданс МППТ нарастает до своего максимального значения за время, в течение которого ток в индуктивном накопителе не успевает заметно уменьшиться. В этом случае режим максимальной мощности индуктивного генератора реализуется при выполнении условия  $R_d = R_s$ , при этом мощность в нагрузке равна  $P = 0,25 I_s^2 R_s$ .

Если ток  $I_s$  в индуктивности  $L$  получен при разряде емкости  $C$ , заряженной до напряжения  $u_0$ , то  $I_s = u_0 / \rho_0$ , где  $\rho_0 = (L/C)^{1/2}$ , тогда

$$P = 0,25 \frac{u_0^2}{\rho_0} \frac{(I_s R_s)}{u_0}. \quad (1)$$

Проведенные исследования показали, что  $(I_s R_s) \cong \text{const} \cong 2 \text{ МВ}$ . В связи с этим из выражения (1) следует, что для получения абсолютно высоких значений мощности в нагрузке необходимо иметь первичный накопитель с большим выходным напряжением  $u_0$  и малым волновым сопротивлением  $\rho_0$ . Этой цели соответствует многомодульная компоновка генераторов Маркса. Для получения же максимального коэффициента увеличения мощности, равного  $(I_s R_s / u_0)$ , наоборот, следует уменьшать напряжение первичного накопителя, т.е. использование МППТ для этой цели целесообразно для низковольтной токовой батареи.

Рассмотрим конструктивные особенности схем, касающиеся проходного изолятора, разделяющего масляный и вакуумные объемы, и проблемы защиты конденсаторов генератора. При размещении изолятора вдали от МППТ режим его работы оказывается напряженным из-за длительного воздействия (около 1 мкс) высокого напряжения в фазе ввода тока. В случае электрического пробоя изолятора индуктивность разрядного контура уменьшается и амплитуда тока в обратной полуволне может превысить амплитуду тока в прямой полуволне. Приближение проходного изолятора к МППТ также ограничено его электропрочностью за счет интенсивного излучения из зоны МППТ. В связи с этим в каждом конкретном случае необходимо учитывать названные факторы в зависимости от типа используемых конденсаторов, проходного изолятора и излучения из зоны МППТ.

В качестве примера рассмотрим генератор ГИТ-4, созданный в ИСЭ СО АН СССР в конце 1986 г. [17]. Первичный накопитель генератора выполнен из 36 параллельно соединенных генераторов Маркса, каждый из которых содержит 48 конденсаторов ИК-0,4-100, имеет выходную емкость 0,133 мкФ и индуктивность 1,8 мкГн. Генераторы располагаются по 9 шт. в каждом из четырех масляных баков. При разряде энергия передается к проходному изолятору по четырем масляным линиям, при этом индуктивность всей конструкции до изолятора не превышает 100 нГн. При зарядном напряжении 60 кВ амплитуда выходного напряжения отрицательной полярности  $u_0 = 720$  кВ ( $W = 1,24$  МДж).

Проходной изолятор имеет цилиндрическую форму и составлен из двадцати полиэтиленовых колец, имеющих скос под углом  $45^\circ$  с вакуумной стороны и разделенных градиентными кольцами. Вакуумная часть индуктивного накопителя выполнена в виде коаксиальных линий и монтировалась без разборки изолятора.

Поиск оптимальной геометрии МППТ и соотношения индуктивностей вакуумной и масляной частей индуктивного накопителя привел к схеме экспериментальной установки, показанной на рис.2. Центральный

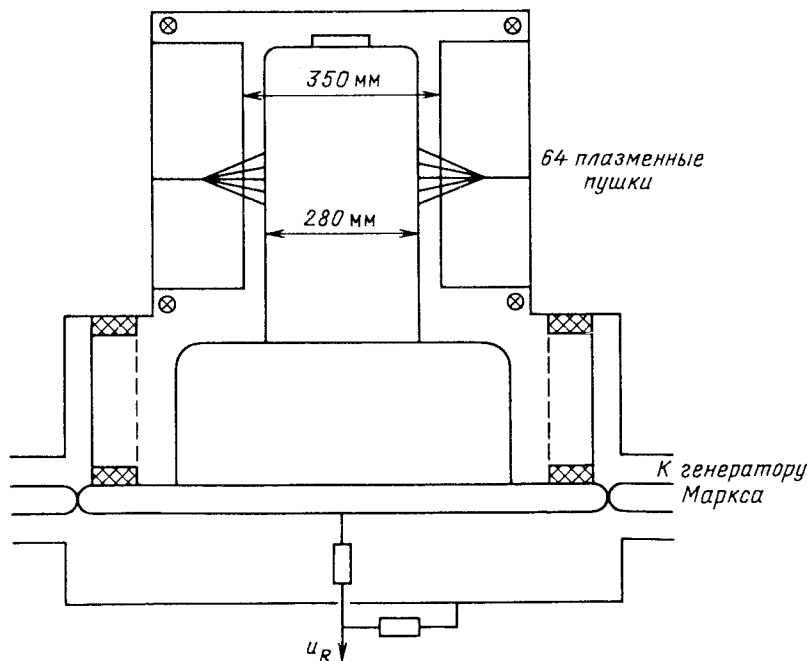


Рис. 2. Схема экспериментальной установки на генераторе ГИТ-4 с МППТ

электрод этой установки, на который подавался импульс отрицательной полярности, имеет диаметр 280 мм и отстоит от внешнего заземленного электрода, выполненного в виде «беличьего колеса», на расстоянии 35 см. Сквозь отверстия в беличьем колесе по направлению к центральному электроду радиально инжестировалась плазма, генерируемая 64 плазменными пушками капиллярного типа. Индуктивность коаксиальной системы от секционированного изолятора до плоскости инъекции плазмы составляет  $L_v = 115$  нГн. Изолятор делит весь индуктивный накопитель примерно на равные части. Нагрузкой МППТ служит электронный диод с варьируемым межэлектродным зазором.

На рис.3 приведены осциллограммы тока в индуктивном накопителе  $I$ , напряжения на изоляторе  $u_R$ , напряжения на МППТ  $u_s = u_R - L_v(dI/dt)$ , импеданса МППТ  $R_s \cong u_s/I$  и мощности  $P_s = u_s I$ . Амплитуда выходного напряжения в этом случае составляла 600 кВ. Из приведенных осциллограмм следует, что при срабатывании МППТ пробой вакуумного изолятора наступает, когда напряжение на нем достигает 0,77 МВ. Импеданс МППТ увеличивается со скоростью  $\sim 2 \cdot 10^7$  Ом/с и не превышает 1,08 Ом, генерируемое при этом напряжение равняется 1,96 МВ, а рассеянная в МППТ мощность 3,42 ТВт.

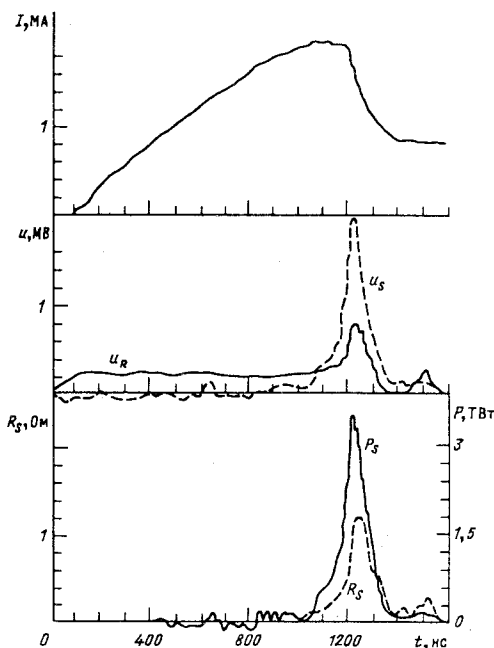


Рис. 3. Характерные осциллограммы импульсов при работе МППТ на генераторе ГИТ-4

Как уже указывалось, при  $u_0 = 600$  кВ мощность генератора ГИТ-4 на согласованной нагрузке может превышать мощность его первичного накопителя не более чем в 3,3 раза (2 МВ/0,6 МВ). Дополнительного увеличения мощности можно достичь при использовании второй ступени с помощью ППТ наносекундного диапазона.

Анализ показывает, что если вторая ступень обострения с ППТ (ППТ2) имеет импеданс  $R(t)$ , нарастающий за время  $\tau_R$  до величины  $R_0$ ,

и срабатывает в момент, когда ток в индуктивности  $L_2$ , разделяющей МППТ и ППТ2, нарастает до значения  $I_0(1 - e^{-1})L_1/(L_1 + L_2)$ , где  $L_1$  - индуктивность контура изолятор - МППТ, то на нагрузке  $R_L$  может быть достигнута предельная мощность

$$P_2 = 0,2 \frac{u_0^2}{\rho} \frac{R_0}{\rho} \frac{L_1^2 L_2}{(L_1 + L_2)^2 (2L_2 + R_0 \tau_R)}, \quad (2)$$

где  $u_0$  - выходное напряжение генератора Маркса;  $\rho = (L_1/c)^{1/2}$  - волновое сопротивление разрядного контура до МППТ;  $R_0$  - импеданс ППТ2. Режим максимальной мощности в этом случае соответствует выполнению условий

$$R_L = \frac{2R_0 L_2}{2L_2 + R_0 \tau_R}; \quad (3)$$

$$L_2 = \left[ \frac{1}{4} R_0 \tau_R (L_1 + \frac{1}{16} R_0 \tau_R) \right]^{1/2} - \frac{1}{8} R_0 \tau_R; \quad \tau_2 = \frac{1}{2} \tau_R, \quad (4)$$

причем индуктивность  $L_2$  выполнена в виде вакуумного коаксиала, длина которого соответствует времени пробега электромагнитной волны  $\tau_2$ . В этом случае коэффициент повышения мощности после второй ступени обострения по сравнению с мощностью первичного накопителя будет равен

$$k = \frac{2}{3} \frac{R_0 L_1^2 L_2}{(L_1 + L_2)^2 (2L_2 + R_0 \tau_R)} \sqrt{\frac{C}{L_1}}. \quad (5)$$

Эксперименты со второй ступенью, выполненные на генераторе ГИТ-4, показали, что при максимальном токе в ППТ2 600 кА и диаметрах наружного и внутреннего электродов 210 и 40 мм соответственно импеданс ППТ2 нарастал до  $R_0 = 11$  Ом за  $\tau_R = 12$  нс. Используя эти данные, а также параметры генератора ГИТ-4 ( $u_0 = 720$  кВ;  $C = 4,8$  мкФ;  $L_2 = 0,22$  мкГн;  $I_s R_s = 2$  МВ), получаем для максимальной мощности в нагрузке  $R_L$ : первичного накопителя ( $R_L = 0,24$  Ом)  $P_M = 0,72$  ТВт; в первой ступени обострения ( $R_L = 1$  Ом)  $P_1 = 2,0$  ТВт; во второй ступени обострения ( $L_2 = 70$  нГн;  $\tau_2 = 6$  нс;  $R_L = 5,7$  Ом)  $P_2 = 3,7$  ТВт.

Таким образом, вторая ступень обострения позволяет увеличить мощность генератора ГИТ-4 более чем в 5 раз.

В заключение этого раздела остановимся на источниках плазмы и диагностике.



Для заполнения межэлектродного зазора МППТ плазмой использовались различные модификации упоминавшихся во введении ИПУ. Обычно это были плазменные пушки (ПП) коаксиального типа с электрическим пробоем по поверхности диэлектрической шайбы, установленной между коаксиальными электродами [18]. Разновидностью этого типа являются ПП капиллярного типа [19], отличающиеся более простой конструкцией. Широкое распространение получили также поверхностные источники плазмы [20, 21], представляющие цепочку разрядных промежутков и позволяющих генерировать большое количество плазменных сгустков, обеспечивая тем самым однородное заполнение плазмой межэлектродного зазора ППТ. Эти источники обеспечивали генерацию многокомпонентной плазмы (обычно  $H^+$  и  $C^+$ ,  $C^{++}$ ). Для получения однокомпонентных плазменных потоков в работе [22] использовались ПП с импульсным напуском газа ( $H_2$ ,  $D_2$ , He, Ar, Kr).

В большинстве проведенных экспериментов источники плазмы располагались равномерно по азимуту со стороны внешнего электрода, имеющего продольные прорезы для обеспечения необходимой геометрической прозрачности. Расстояние до центрального потенциального электрода выбиралось достаточным для пространственно-временного разделения плазменного сгустка от нейтральной компоненты, образующейся при работе плазменного источника. Источниками питания ПП служили малоиндуктивные батареи конденсаторов энергоемкостью от единиц до десятков килоджоулей в зависимости от количества ПП и требуемой амплитуды тока через МППТ.

Параметры плазмы, генерируемой ПП, изучались электрофизическими и спектроскопическими приборами. Было учтено, что для коаксиальной ПП с эрозией диэлектрика скорость и концентрация плазмы зависят от параметров емкостной батареи  $u_B$ ,  $C_B$ ,  $L_B$  как [23]  $v_p = (\mu_0/4) [\ln(r_0/r_i)] (u_B/M) (C_B^3/L_B)$  и  $n \sim M/v_p$ , где  $M$  - масса плазмы,  $r_0$  и  $r_i$  - внешний и внутренний радиусы электродов ПП. В ходе экспериментов с МППТ значения  $v$  и  $n$  обычно варьировались в диапазонах  $5 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^7$  см/с и  $10^{13} - 10^{14} p^{-3}$  соответственно, а временная задержка срабатывания генератора относительно начала генерации плазмы составляла 1,5-10 мкс. При этом аксиальная протяженность области, первоначально занятой плазмой, не превышала 10-15 см, а радиальное расстояние между центральным и внешним коаксиальным электродами варьировалось в пределах 2-12 см.

Для определения токовых параметров МППТ использовались пояса Роговского. Учитывая сложность определения истинного напряжения при разрыве МППТ, как правило, в экспериментах применяются одновременно емкостные или активно-емкостные делители напряжения

(ДН), устанавливаемые до и после размыкателя, в показания которых вводится поправка на индуктивную составляющую напряжения на участке ДН-МППТ. Однако здесь следует учитывать, что в случае длинных линий и коротких фронтов ( $\tau_f \leq l/c$ ) имеют место волновые процессы и связанные с ними отражения электромагнитной волны. Кроме того, амплитуда импульса напряжения на МППТ может быть восстановлена и по фронту переключенного в индуктивную нагрузку тока, но при этом нужно учитывать возможность эрозии переднего фронта электромагнитной волны при ее распространении вдоль вакуумного коаксиального цилиндра [24]. Напряжение на МППТ можно определить и по данным рентгеновских датчиков, регистрирующих тормозное излучение электронов [25]. Изучение динамики электронных и ионных потоков в МППТ проводилось с помощью коллимированных цилиндров Фарадея (КЦФ), устанавливаемых как внутри потенциального электрода, так и под различными углами со стороны внешнего электрода. Аксиальная протяженность МППТ определялась по распределению тормозного излучения электронов в этой области и по ионным потерям на потенциальный электрод. В последнем случае использовалась также ядерно-активационная методика. В ряде исследований качественная картина свечения плазмы в области МППТ изучалась с помощью покадровой либо с временной разверткой съемки.

## 2. ФАЗА ПРОВОДИМОСТИ

Экспериментальные исследования МППТ, проведенные в широком диапазоне амплитуд токов от десятков килоампер [26] до единиц мегаампер [27], можно условно разделить на две части: исследование фазы проводимости и фазы обрыва тока.

Фаза проводимости МППТ определяет прежде всего эффективность передачи энергии из емкостного накопителя в индуктивный. Основными ее характеристиками являются импеданс прерывателя, максимальная амплитуда тока, а также значения величины смещения плазменной перемычки от генератора к нагрузке.

Электрофизические измерения показали, что возрастание тока в МППТ отличается от расчетного

$$I = u_0(C/L)^{1/2} \sin[(LC)^{-1/2}t] \quad (6)$$

и экспериментальных значений при расположении по месту плазменного источника короткого замыкания [28,29]. Это может быть обусловлено возрастанием индуктивности контура за счет электродинамического дви-

жения плазмы под действием силы  $j_r \times B_\theta$ , что приводит к генерации противо-ЭДС  $\varepsilon = -I(dL/dt)$ , уменьшающей действующее в цепи напряжение генератора, и возможным развитием плазменных неустойчивостей, ответственных за возрастание активного сопротивления. Оба явления приводят к потерям энергии. В первом случае – на увеличение кинетической энергии плазмы, во втором случае – на нагрев плазмы. Это осложняет согласование МППТ с нагрузкой из-за возможного проникновения плазмы в зону нагрузки и появления на ней предимпульсного напряжения.

В работах [26,30] было получено, что сопротивление ППТ в фазе проводимости не превышает сотых долей ома, при этом напряжение на нем возрастает до 1 кВ к моменту основного разрыва при отрицательной полярности центрального электрода и до 3-6 кВ при положительной полярности последнего. Длительность предимпульса напряжения составляла 100-300 нс при времени до обрыва 0,9-1,2 мкс. В экспериментах на генераторе «Дубль» при работе на короткозамкнутую нагрузку ( $L_L = 0,6$  мкГн) импульс переключенного тока начался за 400-600 нс до начала основного обрыва тока через ППТ ( $t_c \cong 0,8 + 0,9$  мкс), при этом его амплитуда достигала единиц килоампера. Этот эффект наиболее ярко проявлялся при использовании коаксиальной геометрии ППТ с межэлектродными зазорами  $r_A - r_c > 10$  см и временной задержкой до срыва тока  $\leq 0,9$  мкс. В этом случае амплитуда предимпульсного тока возрастала до 20 кА.

Эксперименты с МППТ показали, что максимальная амплитуда тока зависит (при прочих неизменных параметрах) от диаметра внутреннего отрицательного проводника, количества плазменных пушек, времени задержки между напуском плазмы и пуском основного генератора, скорости нарастания тока.

Зависимость максимального тока  $I_s$  от диаметра внутреннего проводника  $D_s$  имеет наиболее выраженный характер и является определяющей при изменении тока на порядок. Так, например, эксперименты, выполненные на генераторах «Марина» ( $\cong 250$  кА) и ГИТ-4 ( $\cong 2,5$  МА), показали [17,31], что десятикратное увеличение  $I_s$  потребовало такого же увеличения  $D_s$  (с 30 до 280 мм) при использовании одинакового способа инжекции плазмы (с внешнего анодного проводника на внутренний). Таким образом, можно записать соотношение  $I_s/D_s = 7 + 8$  кА/мм = const, указывающее на минимальный диаметр центрального проводника, который необходим для перевода энергии из первичного накопителя в индуктивный, при дальнейшей реализации высоких параметров обрыва тока.

Амплитуда тока  $I_s$  меняется также в зависимости от параметров предварительно инжектированной плазмы. На генераторе ГИТ-4 изучалась зависимость  $I_s$  от количества плазменных пушек  $N$ . Концентрация плазмы МППТ при этом не измерялась, так что в данном случае можно говорить только об изменении общего количества плазмы, инжектированной в объем МППТ. Было получено, что ток пропорционален квадратному корню от количества пушек, т.е.  $I_s \sim N^{0,5}$  [31]. В [32] в экспериментах на генераторе ХАУК проводились аналогичные исследования при изменении количества поверхностных искровых источников плазмы. Здесь было получено, что концентрация плазмы пропорциональна количеству источников, а амплитуда тока в МППТ зависит от концентрации как корень четвертой степени, т.е.  $I_s \sim n^{0,25}$ , в отличие от ППТ наносекундного диапазона, где эта зависимость имеет вид  $I_s \sim n$ .

Зависимость тока  $I_s$  от времени задержки используется для выбора рабочего режима МППТ. При увеличении времени задержки сверх некоторого минимального значения ток  $I_s$  начинает увеличиваться, пока не выходит на насыщение либо не реализуется режим КЗ. Минимальная задержка соответствует времени, необходимому для пересечения плазмой межэлектродного промежутка МППТ.

Амплитуда тока  $I_s$  также зависит от скорости ввода тока в МППТ. Скорость ввода тока может быть изменена за счет изменения выходного напряжения генератора Маркса  $u_0$  либо в результате изменения индуктивности  $L_1$  разрядного контура. Основным результатом, который получен в этих экспериментах, заключается в том, что в работе МППТ критерий критического тока не проявляется так явно, как для наносекундного аналога [33], что также подтверждается проведенными исследованиями в работах [34-36]. При увеличении скорости ввода тока  $I_s(t)$  амплитуда предельного тока  $I_s$  возрастает, а длительность фазы проводимости сокращается, причем этот процесс зависит от геометрии МППТ. Так, в экспериментах на ГИТ-4 для коаксиального МППТ в геометрии 160 мм/210 мм (диаметр катода/диаметр анода) увеличение выходного напряжения генератора Маркса  $u_0$  с 300 до 480 кВ привело к росту  $I_s$  примерно на 11%, а в геометриях 480 мм/580 мм и 280 мм/350 мм рост  $u_0$  с 480 до 720 кВ давал прирост  $I_s$  примерно на 55%. В экспериментах с МППТ аксиального типа скорость роста тока  $I_s(t)$  менялась в 2,4 раза за счет изменения  $L_1$  с 600 до 250 нГн. При этом увеличение  $I_s$  составило в среднем 27% [34].

Смещение плазменной перемычки исследовалось с помощью оптических методов, магнитными зондами и по регистрации потоков заряженных частиц на электроды МППТ.

Выполненное в работе [37] фотографирование (время экспозиции 80 нс) с торца зоны коаксиального МППТ ( $I_s \cong 10^5$  А,  $t_c \cong 10^{-6}$  с) показало уменьшение светимости плазмы задолго (500 нс и более) до начала обрыва тока вблизи отрицательного центрального электрода и посередине межэлектродного промежутка при положительной полярности центрального электрода. В течение длительности фазы проводимости эти зоны с уменьшенной светимостью плазмы имели тенденцию к расширению. На фотографиях также просматривались радиальные струи, количество которых соответствовало числу плазменных пушек.

Оптические исследования в режиме временной развертки микросекундных ППТ коаксиальной геометрии (отрицательный центральный электрод) на генераторе «Дубль» [38] проводились в двух режимах работы размыкателя: а) при отсутствии размыкания тока; и б) в рабочем режиме, при наличии размыкания ( $u_s = 1,2$  МВ). В первом случае на катоде фиксировалось слабое свечение, момент появления которого был близок к максимуму тока генератора, а скорость его распространения вдоль катода к нагрузке (замкнутая коаксиальная индуктивность) возрастала после максимума тока, при этом свечение на аноде отсутствовало. Во втором случае катодное свечение начиналось задолго до обрыва тока, перемещаясь также в сторону нагрузки. Скорость распространения этого свечения увеличивалась, достигая к моменту обрыва тока максимального значения  $\cong 3 \cdot 10^8$  см/с. Во время обрыва тока интенсивность свечения на катоде резко возрастала и появлялось свечение на анодной поверхности, смещенное в сторону нагрузки. Аналогичные исследования динамики свечения катодной плазмы были проведены в работе [39] на установках ПОП и ХАУК при амплитудах тока через ППТ 200 и 700 кА и длительности фазы проводимости 0,8 и 1,2 мкс соответственно с помощью световолокон, размещенных вдоль отрицательного электрода. Результаты этих экспериментов свидетельствуют (рис.4) о наличии временных задержек появления излучения с катодной поверхности, значения которых возрастали в направлении к нагрузке.

Таким образом, описанные выше эксперименты подтверждают то, что уже в фазе проводимости на катодной поверхности образуется плазма, по-видимому, взрывозмиссионного характера, область генерации которой перемещается с ростом тока через ППТ в сторону нагрузки.

В работе [40] были проведены первые исследования динамики проникновения магнитного поля в плазму при временах ввода тока в ППТ коаксиальной геометрии до 240 нс. Результаты этих исследований совпадали с полученными ранее этими же авторами [41] при работе с наносекундными ППТ ( $t_c \cong 10^{-7}$  с). При полной длине  $l = 12$  см в первые 40 нс ток протекал в канале шириной 3 см, спустя 120 нс ток проникал на 6 см, и за последние 40 нс до обрыва происходило быстрое проникновение то-

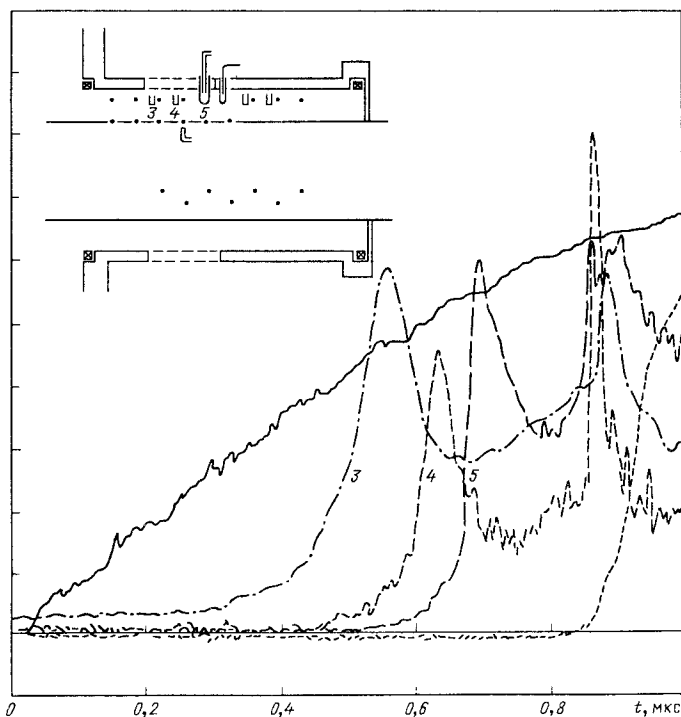


Рис. 4. Характерные импульсы свечения вблизи катодной поверхности МППТ в фазе проводимости тока

ка на оставшуюся длину ППТ. При этом не было зарегистрировано протекание радиального тока позади токового канала. В дальнейшем эти исследования были продолжены на генераторах ПОП, ХАУК [39] и «Дубль» [38], отличающихся друг от друга только радиальным межэлектродным зазором ( $r_A/r_c = 2,8$  для ПОП,  $r_A/r_c = 1,64$  для ХАУК и  $r_A/r_c = 4,44$  для «Дубль»). Результаты работы [39] показали преимущественно радиальный профиль токового канала, распространяющегося вдоль ППТ в сторону нагрузки с  $v_{cc} \cong (1-2) \cdot 10^7$  см/с в первые 600 нс длительности фазы проводимости и с  $v_{cc} \cong 10^8$  см/с в последующие 200 нс до обрыва тока. В общем виде картина токовых линий представлена на рис.5, из которого следует, что поток электронов, эмитируемых с катодной поверхности, сначала движется вдоль катодной поверхности и только затем направляется к аноду. При этом отмечается более быстрое, чем на катоде, прианодное проникновение тока. В работе [38] был также получен радиальный профиль токового канала в первые 400 нс после начала ввода тока, однако затем возникал наклон линий то-

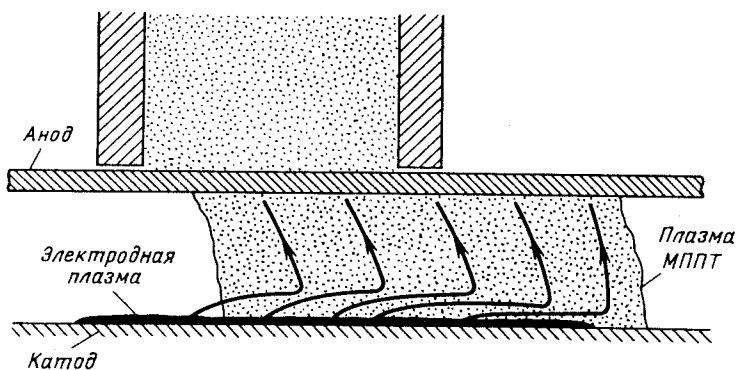


Рис.5. Качественная картина распределения токовых линий в МППТ [39]

ка в сторону нагрузки за счет более быстрого прианодного проникновения тока в плазму. Этот наклон увеличивался со временем и был максимален к окончанию фазы проводимости. Максимальная скорость перемещения фронта ТК наблюдалась, так же как и в [51], в последние 100-50 нс фазы проводимости, достигая значения  $v_{cc} \cong 5 \cdot 10^8$  см/с, в то время как его средняя скорость в прикатодной области в течение 850 нс не превышала  $2 \cdot 10^7$  см/с, резко увеличиваясь в последние 50 нс до обрыва. Было отмечено, что начало более быстрого прианодного проникновения тока соответствовало выходу ТК за область предварительно созданной плазмы. В дальнейшем, при нарастании тока генератора, все большая часть тока вблизи анода замыкалась за первоначальной плазменной областью, ускоряясь в виде «языка» по направлению к нагрузке вблизи анода.

Полученные данные показывают, что процесс диффузии тока в ППТ происходит с постоянной скоростью на протяжении примерно 800 нс фазы проводимости. Это свидетельствует о постоянстве среднего значения  $\sigma l = \text{const}$  ( $l$  - толщина плазменного слоя) и, следовательно, уменьшении проводимости плазмы с увеличением  $l$ . Оценка спитцеровской проводимости плазмы  $\sigma_s \cong 10^7 (T_e)^{3/2} \cong 10^{14}$  с<sup>-1</sup> дает результат, превышающий экспериментальное значение проводимости в  $10^2$ - $10^3$  раз,  $\sigma_{\text{exp}} \cong (10^{11} \div 10^{12})$  с<sup>-1</sup>. Последнее свидетельствует о развитии дополнительных столкновительных процессов в плазме, обеспечивающих необходимую частоту столкновений электронов  $\nu = ne/m_e \sigma_{\text{exp}} \cong 2,5 \times (10^9 + 10^{10})$ , ответственными за которую могут быть ионно-звуковая, бунемановская и нижнегибридная неустойчивости.

Наклон линий тока в прикатодной области в сторону нагрузки связывается с замагниченностью электронного потока, эмитируемого с катодной поверхности и дрейфующего в  $E_r \times B_\theta$ -полях, при этом возникающее холловское напряжение приводит к их дрейфу на анод на фронте ТК в  $E_z \times B_\theta$ -полях.

Исследования по проникновению тока и соответствующего магнитного поля в плазму проводились также с помощью изучения динамики корпускулярных потоков (электронов на анод и ионов на катод) из области ППТ. Первые экспериментальные результаты [42] по изучению радиальных электронных потоков в коаксиальном ППТ ( $I_s \cong 10^5$  А,  $t_c \cong \cong 1,2$  мкс, центральный электрод отрицательной полярности) на анод показали, что плотность электронного тока на аноде возрастала до  $10^2$  А/см<sup>2</sup> в медианной плоскости инжекции плазмы из центрального электрода. Затем в этом месте наблюдалось уменьшение электронного тока, причем время начала уменьшения зависело от параметров плазмы. Уменьшение ее концентрации приводило к более раннему спаду электронного тока на коллекторе в плоскости инжекции. При дальнейшем увеличении тока генератора электронные сигналы появлялись на последующих, расположенных на расстоянии друг от друга в аксиальном направлении, коллекторах. Скорость распространения ТК зависела от концентрации плазмы и находилась в диапазоне  $4 \cdot 10^7$ - $10^8$  см/с. Амплитуда плотности электронного тока возрастала по направлению к нагрузке от  $10$  А/см<sup>2</sup> с генераторной границы ППТ до  $300$  А/см<sup>2</sup> со стороны нагрузки. Полученные данные подтвердились проведенными в дальнейшем на генераторах «Марина», «Дубль» [43] и ГИТ-4 [27] аналогичными измерениями. Это подтверждает механизм последовательного проникновения тока в плазму ППТ в форме ТК, а также замагниченность электронов собственным магнитным полем позади него.

В работе [37] приведены первые исследования ионных потоков с помощью КЦФ в стадии проводимости микросекундного коаксиального ППТ при положительной полярности центрального электрода и при наличии внешнего аксиального магнитного поля. Результаты этих исследований показали, что уже в фазе проводимости в сторону отрицательного внешнего электрода имеется направленный ионный поток с амплитудой тока, превышающий ионный ток насыщения плазмы. При этом было отмечено существование временной задержки в появлении ионных сигналов по длине ППТ в сторону нагрузки. Такого же типа исследования, но с отрицательной полярностью центрального электрода были проведены в работах [38,39]. В этом случае ионные КЦФ размещались внутри потенциального электрода (см. рис.4). Результаты этих исследований в целом совпали с выводами работы [37] и показали также посте-



пенное появление ионного тока с амплитудой много больше ионного тока насыщения плазмы по длине ППТ. Характерно, что сигналы с КЦФ, расположенных на расстоянии менее 40 см от плоскости инъекции плазмы, достигали максимума еще в фазе проводимости, а затем монотонно уменьшались [38]. Расчет интегрального ионного тока показал, что уже через 300 нс после начала ввода тока в ППТ его доля в полном токе превышала рассчитанный из соотношения  $(m_e/m_i)^{1/2}$  предел и в дальнейшем нарастала, достигая 20-30% к концу фазы проводимости. В ходе проведения этих экспериментов была установлена корреляция между расположением ТК и достижением плотности ионного тока своего максимального значения в этом месте. Кроме этого, быстрое увеличение полного ионного тока в конце стадии проводимости (рис.6) соответствовало возрастанию площади контакта плазмы ППТ с катодным электродом, т.е. с наступающим в эти же моменты времени быстрым движением ТК в прикатодной области при выходе его на нагрузочную сторону плазменной переемычки. Полученные результаты по измерению ионного тока могут быть связаны с началом эрозии плазмы позади ТК в прикатодной области еще в фазе проводимости. Необходимое для этого напряжение может возникать за счет поляризации плазмы. Началом эрозии плазмы еще в фазе проводимости можно объяснить и уменьшение плотности ионного тока при обрыве тока. Чайлд-ленгмюровское значение плотности ионного тока в этом случае будет определяться скоростью нарастания напряжения на прикатодном ДС и плотностью плазмы на его анодной границе. Однако возможны и другие причины, приводящие к увеличению ионного тока в фазе проводимости ППТ, например возрастание концентрации плазмы за счет ионизации нейтральной компоненты или процессов вторичной ионизации ионов  $C^+$ .

Наблюдаемое уменьшение ионного тока в начале ППТ может происходить вследствие подавления нейтрализационных процессов предполагаемого ДС за счет уменьшения толщины электронного слоя и роста размера ДС. Необходимо также учитывать, что уменьшение плотности ионного тока позади

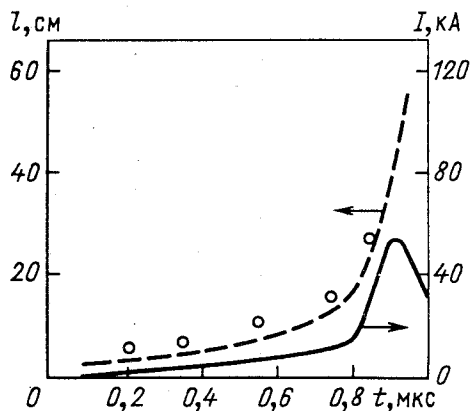


Рис.6. Зависимости длины МППТ и ионного тока от времени

ТК может быть также связано и с электродинамическим движением плазмы. В этом случае за счет «сгребания» плазмы ее плотность будет максимальна в области ТК, что объясняет максимальное значение плотности ионного тока в нем.

### 3. ФАЗА ОБРЫВА ТОКА

Фаза обрыва тока является определяющей в работе МППТ, и от нее зависит жизнеспособность концепции индуктивного генератора с МППТ в качестве быстрого размыкателя тока. Основной характеристикой этой фазы является скорость изменения импеданса МППТ при размыкании.

В первых экспериментах на генераторе «Марина» было получено, что при токе  $I_s \cong 200$  кА скорость роста импеданса МППТ при отрицательном внутреннем проводнике может достигать  $10^9$  Ом/с. В течение 10-15 нс импеданс нарастал до  $R_s = 10 + 15$  Ом, так что напряжение на МППТ достигало 2-2,5 МВ. Было получено, что значение  $R_s$  существенно зависит от диаметра внутреннего проводника  $D_s$ , причем с уменьшением  $D_s$  импеданс  $R_s$  увеличивается. Минимальное значение  $D_s$  определялось, как уже указывалось, необходимостью сохранить ток  $I_s$ .

При неизменном диаметре центрального проводника увеличение  $u_0$  приводило к возрастанию тока  $I_s$  и сокращению длительности фазы проводимости. При этом момент обрыва тока приходился на участок с большой крутизной нарастания тока в МППТ  $I_s(t)$ , что приводило к увеличению  $R_s$  на 20-30%. Восстановление длительности фазы проводимости за счет увеличения времени задержки срабатывания генератора, количества ПП или увеличения диаметра центрального электрода неизменно приводило к уменьшению  $R_s$  (рис.7). Здесь следует отметить, что многими авторами (ИСЭ СО АН СССР, ИАЭ им.И.В.Курчатова, НИИ ЯФ ТПИ) наблюдались случаи обрыва тока в МППТ при  $\dot{I}(t) \leq 0$ . С ростом  $I_s$  импеданс МППТ  $R_s$  уменьшается, так как необходимо увеличивать диаметр центрального проводника. Это особенно наглядно видно при сравнении результатов, полученных на генераторах «Марина» и ГИТ-4, где токи различаются на порядок. Как уже указывалось, для увеличения тока на ГИТ-4 потребовалось пропорционально увеличить размер катода. Однако при этом импеданс  $R_s$  пропорционально уменьшился, так что напряжение на ключе осталось прежним:

$$u_s \cong I_s R_s \cong (2 + 2,5) \text{ МВ.} \quad (7)$$

Полученные результаты могут быть объяснены на примере параллельного включения нескольких одинаковых прерывателей в идентичные разрядные контуры, что приводит к сохранению выходного напряже-

ния при пропорциональном увеличении суммарного тока и уменьшении эквивалентного сопротивления.

Изменение полярности внутреннего электрода с отрицательной на положительную приводит к значительному падению характеристик фазы обрыва тока МППТ. В [28] значение  $R_s$  изменилось при переходе от «минус»-режима к «плюс»-режиму от  $(5-8) \cdot 10^8$  до  $5 \cdot 10^7$  Ом/с. Наложение внешнего продольного магнитного поля позволяет существенно улучшить параметры МППТ в «плюс»-режиме и ухудшает их в «минус»-режиме [44]. Так, именно в «плюс»-режиме при внешнем магнитном поле  $B_z = 10$  кГс получено рекордное для МППТ напряжение  $\cong 4$  МВ [45].

Направление инжекции плазмы не оказывало заметного влияния на изменение импеданса коаксиального МППТ при размыкании. На рис.8 приведены результаты эксперимента [28], проведенного в «минус»-режиме при инжекции плазмы со стороны анода (а) и со стороны катода (б). В обоих случаях достигаются максимальные скорости роста импеданса МППТ  $(6-8) \cdot 10^8$  Ом/с и предельные значения  $R_s$  свыше 8-10 Ом. Важной особенностью инжекции плазмы со стороны катода является то, что энергозатраты на создание плазмы в этом случае на порядок ниже, чем при инжекции плазмы со стороны анода.

В [46] изучалось влияние состава плазмы на характеристики переключения. В качестве источника плазмы использовались ПП с импульсным напуском газа ( $H_2$ ,  $D_2$ , He,  $N_2$ , Ar, Kr). Эти исследования показали улучшение характеристик переключения с уменьшением атомной массы ионов плазмы: при использовании водородной или дейтериевой плазмы  $R_s \cong 20$  Ом и  $u_s/u_0 \cong 4$  ( $u_0 = 0,48$  МВ), а при использовании плазмы из Ar или Kr  $R_s \cong 8$  Ом,  $u_s/u_0 \cong 2$ . В ходе экспериментов с ПП, работающими на газах  $N_2$ , Ar, Kr, регистрировались потоки протонов с энергией выше 600 кэВ на катодный электрод, что свидетельствует о важности приэлектродных процессов [47].

По сравнению с наносекундным аналогом импеданс МППТ при тех же амплитудах тока  $I_s$  оказывается значительно меньше. Уже в первых экспериментах [48] было показано, что при разрыве в области МППТ формируется сходящийся радиально ионный пучок с уменьшающейся в

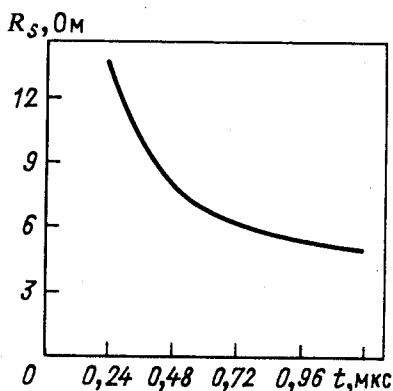


Рис.7. Зависимость импеданса МППТ от длительности фазы проводимости

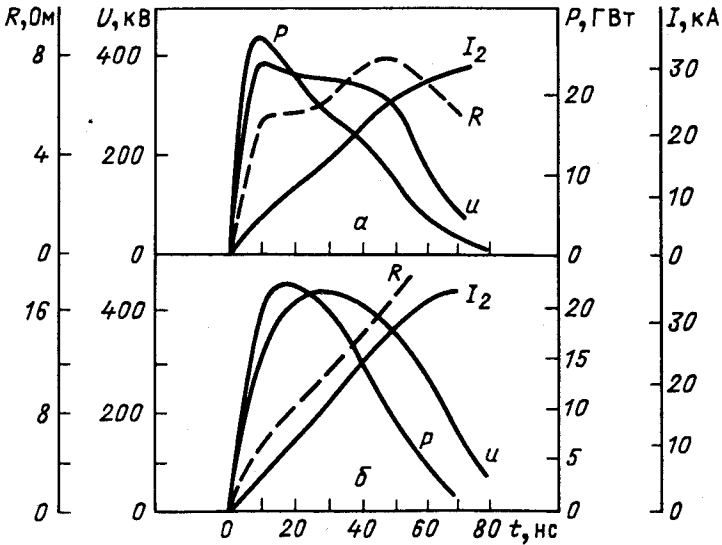


Рис. 8. Характерные кривые при работе МППТ с отрицательным (а) и положительным (б) внутренними электродами

направлении нагрузки плотностью тока от 140 до 50 А/см<sup>2</sup>. Микрорасходимость генерируемого мощного ионного пучка (МИП) не зависела от аксиальной координаты и составляла 5-7°, а микрорасходимость в азимутальном направлении увеличивалась по мере удаления от источника плазмы. Энергетические потери за счет ионного потока составили для короткозамкнутой ( $L_L = 0,5$  мкГн) нагрузки ( $4 \pm 1$ ) кДж и для «разомкнутого» катода ( $5,3 \pm 1,3$ ) кДж при полных энергетических потерях в ППТ ( $6,2 \pm 1$ ) и ( $17 \pm 4$ ) кДж соответственно [22]. Измерения электронного потока на стенки внешнего электрода показали отсутствие существенных потерь в области ППТ при работе с короткозамкнутой нагрузкой ( $\leq 0,65$  кДж, рис. 9). При работе с разомкнутым катодом электронные потери резко возрастали за счет формирования мощного электронного пучка, дрейфующего в вакууме и имеющего энергозапас до 12 кДж. Полученные результаты свидетельствуют, что в МППТ ионные потери в фазе обрыва тока могут достигать до 70% интегральных энергопотерь для индуктивной нагрузки и 30% для режима с разомкнутым катодом. Это и является ограничением на максимальное значение  $R_s$ .

С помощью активационных измерений было получено, что в ионном пучке большую часть энергии переносит протонная фракция. Верхняя граница энергии генерируемых ионов в целом соответствует напряже-

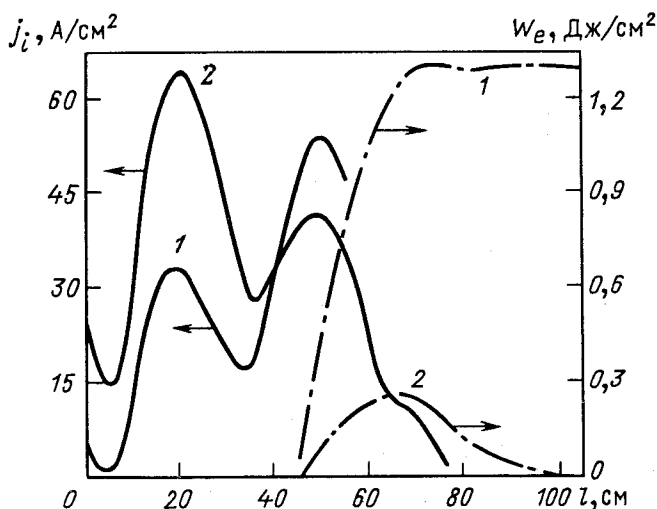


Рис. 9. Распределение плотности ионного тока и плотности потерь энергии электронов вдоль МППТ в фазе обрыва тока при работе с разомкнутым катодом (1) и на короткозамкнутую нагрузку (2)

нию, развиваемому на МППТ при его разрыве при амплитудах тока до 300 кА. При переходе к амплитудам тока 1 МА и более это соответствие нарушалось. Так, например, при проведении экспериментов на генераторе ГИТ-4 [ $I_s \cong 1,2 + 1,4$  МА,  $u_s = 800$  кВ,  $R_s = 1 + 3$  Ом] оценка средней энергии потока высокоэнергетичной части протонов по соотношению выходов  $Y_{11C} / Y_{15O}$  на мишени из NB дает значение  $(0,6-0,7)eu_s$ , где  $e$  - заряд электрона. Этот результат, а также то, что вклад высокоэнергетичной части ионного потока испытывал резкие (до полутора порядков) флуктуации при достаточно постоянных характеристиках МППТ, свидетельствует о возможности формирования ДС не только в прикатодной, но и в прианодной областях электродов прерывателя.

#### 4. МОДИФИЦИРОВАННЫЕ СХЕМЫ МППТ И ЕГО СОГЛАСОВАНИЕ С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ НАГРУЗОК

Имеющиеся теоретические модели, а также проведенные экспериментальные исследования указывают на определяющую роль магнитного поля тока, протекающего через МППТ, на его характеристики. В связи с

этим первые модификации были направлены на увеличение собственного магнитного поля. Для этого в работе [49] использовалась, по аналогии с наносекундным режимом, многозаходная спираль как участок катодного электрода в области ППТ. Добавочная индуктивность этого участка позволила увеличить магнитное поле в области ППТ за счет аксиальной компоненты магнитного поля. Однако полученные данные не дали однозначного ответа в связи с неповторяемостью результатов, что, по-видимому, связано с возможным замыканием плотной катодной плазмой межвитковых промежутков в течение фазы проводимости ( $\approx 10^{-6}$  с). Тем не менее было установлено, что при расположении спирального участка инжекции плазмы происходило сокращение аксиальной протяженности МППТ [29]. Последнее связывается с остановкой плазмы, движущейся под действием электродинамических сил  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ , дополнительным аксиальным магнитным полем, генерируемым током, протекающим по спирали.

В работе [50] для уменьшения электронных потерь в ППТ проводились исследования, в которых использовалось внешнее магнитное поле различной конфигурации. Основные результаты этих экспериментов сводятся к следующему. Наложение на область МППТ однородного магнитного поля приводило к ухудшению характеристик переключения. В этом случае приходилось увеличивать временные задержки срабатывания генератора для обеспечения возможности плазме, распространяющейся поперек силовых линий магнитного поля, достигнуть поверхность центрального электрода. Наложение аксиального магнитного поля на область ППТ уменьшало потоковую скорость плазмы и способствовало приходу нейтральной компоненты из источника плазмы в прикатодную область. Кроме этого, плазменные электроны оказывались замагниченными, что еще больше уменьшало электронную компоненту проводимости в фазе проводимости ППТ. Тем не менее, как отмечалось выше, только использование внешнего продольного магнитного поля позволило в работе [45] при положительной полярности центрального электрода получить эффективное размыкание.

Создание магнитного поля «пробочной» конфигурации со стороны анода или катода [50] в непосредственной близости от ПП позволило практически полностью подавить электродинамический вынос плазмы из области МППТ. Так, например, при плотностях тока через ППТ  $j \approx 0,7$  кА/см<sup>2</sup>, полном токе  $I_s \approx 10^5$  А и времени до срыва тока 1,2 мкс аксиальная протяженность размыкателя уменьшалась с 25 до 10 см. Кроме этого, в проведенных с аналогичной геометрией магнитного поля экспериментах на генераторе «Дубль» было получено улучшение характеристик переключения (примерно до 30%).

В работе [51] описываются результаты исследований микросекундного ППТ при встречном включении двух идентичных генераторов. В этом случае магнитное поле тока от генераторов начинает диффундировать в плазму с двух сторон, что при одинаковых значениях накопительных индуктивностей исключает ее электродинамический вынос (рис.10,а). Учитывая, что сам по себе ППТ является источником МИП, удалось увеличить плотность ионного тока, генерируемого при разрыве ППТ, до  $500 \text{ А/см}^2$  за счет компрессии плазмы в медианной плоскости плазменных источников. Недостатком схемы являются большие электронные потери при обрыве тока, обусловленные образованием в центре ППТ области с минимумом магнитного поля. Более привлекательной является модификация ППТ [52] со сторонним азимутальным магнитным полем (рис.10,б). В этой схеме магнитная энергия запасается в цепи анододержатель - ППТ - заземленный катод. Затем за счет пропускания быстрого импульса тока от дополнительного генератора в области ППТ создается азимутальное магнитное поле, способствующее существенному улучшению характеристик размыкания.

В [53] продемонстрирована возможность синхронизации нескольких работающих на одну нагрузку ППТ за счет введения обратной токовой связи между размыкателями (рис.10,в). В этих экспериментах при срабатывании одного из ППТ ток, протекавший в его цепи, перебрасывался в цепь другого ППТ, вызывая его ускоренное срабатывание. Проведенные исследования показали, что связь между прерывателями должна обеспечивать переключение не менее 30% тока первого сработавшего ППТ во второй, при этом несинхронность срабатывания двух ППТ не превышала 100 нс (длительность фронта переключенного тока при срабатывании первого ППТ).

При решении вопроса о согласовании МППТ с различными типами нагрузок необходимо учитывать движение плазмы и потоков заряженных частиц, генерируемых в зоне МППТ.

Достаточно полный анализ динамики электронных потоков до и после ППТ, движущихся в сторону нагрузки в межэлектродном зазоре коаксиального кабеля и переносящих значительную долю тока, приведен в [54]. До прерывателя появление электронного потока связывается с резким возрастанием напряжения и уменьшением тока в цепи, что приводит к движению электронов от катода к аноду и увеличению толщины электронного потока. После ППТ формирование электронного потока и его движение к аноду обусловлены резким возрастанием вакуумного импеданса передающей линии по сравнению с импедансом ППТ.

При использовании электронных диодов в качестве нагрузки этот электронный поток при подборе соответствующей геометрии диода и уменьшении длины передающей линии будет переключаться в диод, вно-

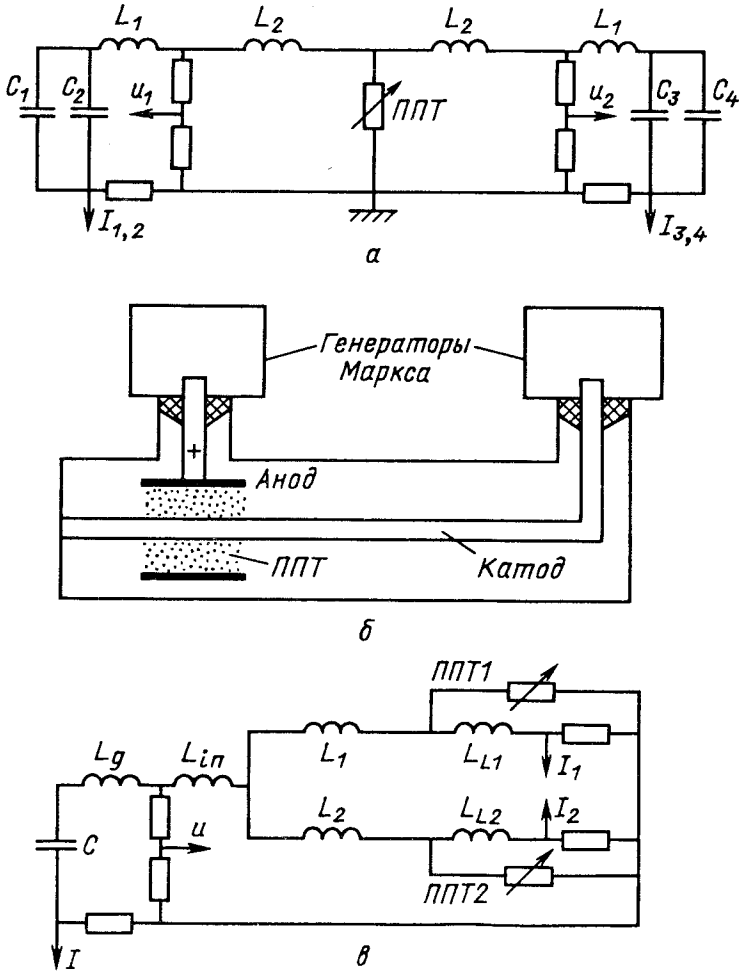


Рис.10. Модифицированные схемы работы МППТ [51-53]

ся свой вклад в генерируемый электронный пучок. Гораздо серьезней обстоит дело при работе с ионными диодами. В этом случае представляется затруднительным пропускание дрейфующего электронного потока в межэлектродном зазоре ионного диода, особенно при использовании в нем внешних магнитных полей. Более того, за счет электродинамического сноса плазма может достигать области диодной нагрузки, если последняя располагается в нескольких десятках сантиметров от ППТ [31]. В этом случае плазма выходит за пределы физического катода и при разры-



в ППТ может формироваться электронный пучок, распространяющийся к торцу внешнего электрода. Распространение электронного пучка в вакууме связано с его зарядовой нейтрализацией ионами, вытягиваемыми электрическим полем объемного заряда электронов из плазменной границы ППТ и коллективно ускоряемыми по ходу дрейфа. Измерения характеристик распространения электронного пучка и энергетического спектра коллективно ускоренных ионов качественно согласуются с результатами исследований газодинамического ускорения ионов в отражательных системах [55].

При использовании ПП с импульсным напуском дейтерия в режиме работы МППТ были получены нейтронные потоки до  $5 \cdot 10^{10}$  нейтр./имп. при взаимодействии  $H^+$  и  $D^+$  с литиевой мишенью. Энергия коллективно ускоренных ионов  $H^+$  достигала 4 МэВ при максимальной энергии электронов 1,2 МэВ [56].

Как уже отмечалось выше, МППТ является разновидностью ионного диода с магнитной самоизоляцией электронного потока [57]. Так, в геометрии ППТ, близкой к «квазидиодной» плазмофокусного типа, был зарегистрирован мощный ионный пучок (МИП) с энергией  $\geq 600$  кэВ до  $10^{17}$  частиц за импульс ( $\bar{I}_i \cong 300$  кА), что соответствовало 30-35 % полного тока через ППТ, но угловая расходимость такого МИП, формирующегося в области «квазидиода», была на уровне 15-20°. При этом отсутствовала какая-либо возможность активного управления его параметрами.

Включение дополнительного ионного диода в качестве нагрузки МППТ возможно двумя способами: до и после МППТ. Как показал численный анализ [58] и проведенные эксперименты [43], при включении ионного диода до МППТ первый оказывается изолированным магнитным полем тока, протекающим в фазе проводимости. При этом возможно предельно близкое расположение диода к размыкателю. Однако при разрыве, в случае  $R_g < R_s$ , возможно шунтирование МППТ. Для устранения этого явления было предложено [59] использовать токоотвод, т.е. часть тока генерируемого в диоде МИП направлять с помощью специального проводника в область МППТ, катод которого выполняется в виде многозаходной спирали. Проведенные исследования генерации МИП в коаксиальных магнитно-изолированных диодах (МИД) с пассивным источником плазмы на аноде и установленных до ППТ [48] показали высокую эффективность (до 90 %) генерации ионного пучка. Основным недостатком являлась большая (до 15 нс) временная задержка образования анодной плазмы относительно начала генерации вихревой ЭДС. В связи с этим плотность ионного тока достигала чайлд-ленгмюровского значения только через 20-25 нс. Для увеличения ионного тока и устранения временной задержки его появления использовался активный источник анод-

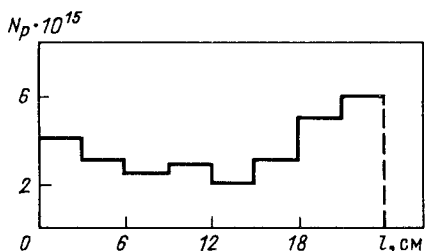
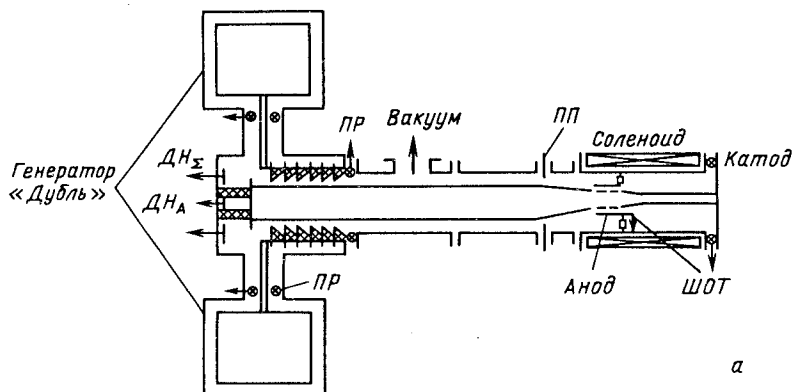


Рис. 11. Схема эксперимента по генерации МИП в магнитно-изолированном диоде, установленном после МППТ на генераторе «Дубль» (а), и распределение высокоэнергетической протонной фракции по длине ионного диода (б)

ной плазмы, позволивший при амплитуде тока в МППТ 250 кА генерировать ионный пучок с  $\bar{I}_i \cong 50+60$  кА с энергозапасом примерно 3,3 кДж. Установка ионного диода после МППТ устраняет недостаток, связанный с шунтированием последнего, однако в этом случае приходится решать проблемы, связанные как с электронным потоком из области МППТ, так и с электродинамическим сносом плазмы. При работе на генераторе «Марина» с коаксиальным ионным диодом без внешней магнитной изоляции и установленным после ППТ на расстоянии 50 см от него был получен ионный пучок с энергосодержанием 2,5 кДж. Диод работал в режиме самоизоляции с ранним образованием плазмы и эффективностью генерации МИП около 30 %.

Для уменьшения электродинамического сноса плазмы и возможности расположения ионного диода в непосредственной близости от ППТ в [80] (рис.11,а) использовалось внешнее магнитное поле, выполняющее одновременно магнитную изоляцию электронов в межэлектродном зазоре ди-

ода. Проведенные исследования показали слабую зависимость характеристик размыкания от импеданса диода в широком диапазоне его значений. Основным фактором являлась длительность высоковольтного импульса, зависящая от межэлектродного зазора и скорости переключения его анодной и катодной плазмой. При накопленной энергии в генераторе 96 кДж и переданной в индуктивность 50 кДж энергозапас МИП, генерируемого в МИД при разрыве МППТ, составил 9 кДж при амплитуде ионного тока 120 кА, энергии ионов 850 кэВ и мощности ионного пучка  $10^{11}$  Вт.

## 5. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ РАБОТЫ МППТ

Имеющиеся модели ППТ условно можно разделить на описывающие фазу проводимости и фазу обрыва тока. В свою очередь, модели фазы обрыва тока различаются по тому, учитывают они или пренебрегают эффектами, связанными с собственным магнитным полем тока ППТ. К последним относятся работы [61,62], в которых рассматривается плазмонаполненный диод плоской геометрии при допущении  $\tau_p \gg 4\pi\sigma l^2/c^2$  и наличии внешнего магнитного поля  $\omega_{eH} \gg \omega_{ep}$ . Приложение нарастающего импульса напряжения к анодно-катодному зазору диода вызывает рост ДС у катодного электрода с соответствующим нарастанием тока через диод до значений, определяемых параметрами плазмы - ее концентрацией  $n_i$ , температурой  $T_i$ , направлением потоковой скорости  $v_p$ . Напряженность электрического поля в ДС оказывается достаточной для возникновения взрывной эмиссии и формирования биполярного электронно-ионного потока, подчиняющегося соотношению  $I_i/I_e = (m_e/m_i)^{1/2}$ , при этом сопротивление ДС не превышает  $10^{-2}$  Ом. Ширина ДС в течение длительности этой фазы ( $t_1 \gg \omega_{pi}^{-1}$ ) возрастает от  $\chi_0 = v_p/\omega_{pe}$  до  $\chi = v_p/\omega_{pi}$  с постоянной скоростью, равной  $v_x = (dI/dt)/en_i S \omega_{pe}$ . Переход ко второму этапу развития ДС связывается с исчерпанием ионно-эмиссионной способности плазмы вблизи катода и началом ее эрозии, что соответствует выполнению условия  $I_i > I_{ip}$ , где  $I_{ip}$  - предельный ток насыщения плазмы, равный

$$I_{ip} = Z e n_i v_{iT} S \text{ для } v_p = 0;$$

$$I_{pi} = Z e n_i S (v_{iT} + v_p) \text{ для } v_p > 0 \text{ в направлении катода};$$

$$I_{ip} = \left(\frac{m_i}{2\pi kT_i}\right)^{1/2} \int_{v_p}^{\infty} n_i v_{iT} \exp\left[-\frac{m_i(v_{iT} - v_p)^2}{2kT_i}\right] dv_{iT}$$

для  $v_p < 0$  в направлении анода.

Дальнейшее расширение ДС может протекать различным образом в зависимости от скорости нарастания полного тока в цепи. При  $(dI_i/dt) \gg v_{is} n_i ZeS\omega_{pe}$  реализуется сверхзвуковой нестационарный режим, при обратном неравенстве - квазистационарный. В первом случае плазменный зазор диода разделяется на три зоны: невозмущенную плазму вблизи анода, переходную зону и ДС. В течение этой фазы электрическое поле проникает в плазму на глубину переходной зоны, ускоряя плазменные электроны к аноду и позволяя ионам уходить из этой области к катоду. Продолжительность этого процесса зависит от параметров внешней цепи, ограничивающей скорость ввода энергии в диод, что приводит к установившемуся дозвуковому режиму эволюции ДС со скоростью  $v_{iT}$  и термоэмиссией ионов с границы анодной плазмы. В дозвуковом режиме эрозия плазмы на границе ДС сопровождается убеганием к аноду волны разрежения со скоростью  $v_{is}$ , так что в этом случае область невозмущенной плазмы отсутствует.

Формирующийся в фазе эрозии плазмы ионный пучок испытывает пространственно-временную компрессию (банчирование), причем в фазе нестационарного расширения заметное банчирование реализуется в самом ДС, что вызывает увеличение электронного потока с катода.

В рассмотренной модели не учитывается собственное магнитное поле тока, которое существенно влияет на характеристики прерывателя. Такой учет выполнен в модели коаксиального ППТ [63], выводы которой в большинстве своем подтвердились при работе прерывателя в наносекундном диапазоне. Процесс протекания и обрыва тока в этой модели разделяется на четыре фазы: проводимости, эрозии, усиленной эрозии и магнитной изоляции. В двух фазах происходящие явления описываются так же, как и в работе [62], с учетом коаксиальной геометрии. Фаза эрозии продолжается до тех пор, пока зазор ДС не становится сравнимым с лармовским радиусом электрона в магнитном поле тока, протекающего по катоду. Искривление траекторий электронов приводит к возрастанию времени пребывания электронов в ДС и увеличению их объемного заряда. Для нейтрализации возросшего отрицательного заряда требуется больший ионный заряд и скорость отбора ионов с анодной границы ДС увеличивается. Это приводит к значительному возрастанию скорости расширения ДС, импеданс прерывателя и напряжение на нем резко увеличиваются, начинается переключение тока в нагрузку. Эта фаза назы-

вается фазой усиленной эрозии, в ней вклад ионной компоненты в полный ток определяется соотношением

$$I_i / I_e \cong [2m_e Z (\gamma_{\text{ДС}} - 1) / m_i]^{1/2} l / x_{\text{ДС}}$$

При быстром расширении ДС в фазе усиленной эрозии последняя переходит в фазу магнитной изоляции, когда начинает выполняться условие

$$I_s > I_c \cong (m_e c^3 / e) [\ln(R/r)]^{-1} (\gamma_{\text{ДС}}^2 - 1)^{1/2}.$$

Отсечка электронной компоненты тока сопровождается резким спадом полного тока в цепи и генерацией вихревой Э Д С.

Как отмечалось выше, выводы модели [63] нашли экспериментальное подтверждение для ППТ наносекундного диапазона. Вместе с тем при работе с МППТ были отмечены отклонения от модели [63]. Так, для МППТ характерно: а) меньшее значение предельного тока  $I_s$  при работе МППТ идентичной конструкции, что и наносекундный аналог; б) иная, чем в наносекундном диапазоне, зависимость от концентрации плазмы  $n_i$  (в наносекундном режиме ток  $I_s$  пропорционален  $n_i$ , а в микросекундном  $I_s$  пропорционален  $n_i^{0,25}$ ); в) отсутствие явно выраженного понятия критического тока; г) значительно меньшее значение импеданса ( $R_s$ ) при размыкании при одинаковых токах  $I_s$ .

Некоторые из перечисленных свойств МППТ объясняются моделью [64], представляющей собой модификацию модели [63]. Она основана на том, что в фазе проводимости вблизи катода формируется ДС такой ширины, что магнитное поле протекающего в ключе тока оказывается достаточным для искривления траекторий электронов в пределах ширины этого слоя еще до того, как в плазме возникает нехватка ионов для токопереноса в биполярном режиме. Таким образом, фаза проводимости сменяется фазой усиленной эрозии. Из модели следует, что максимальный ток в ключе  $I_s$  при концентрации плазмы  $\leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$  оказывается выше максимального тока модели [63], так что в области низких концентраций справедлива модель [63]. Однако в области высоких концентраций ( $\geq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) справедлива новая модель, так как здесь  $I_s < I_{BP}$ , где  $I_{BP}$  - чайлд-ленгмюровский биполярный ток. Анализ показывает, что модель [64] объясняет максимальные токи, полученные в экспериментах на POP, PAWN и EYESS, при этом зависимость  $I_s$  от  $n_i$  имеет вид  $I_s \sim n_i^{0,25}$ .

Следствием данной модели является также вывод о том, что предельный ток в ППТ уменьшается с ростом его длины  $l$ :  $I_s \sim l^{-0,5}$ . Эта зависимость могла бы объяснить возрастание предельного тока при увеличении скорости ввода тока в ППТ, если бы при этом уменьшалась ширина токового слоя, что не нашло экспериментального подтверждения. Точно так

же модель не объясняет значительно больший предельный ток в ключе в экспериментах на GAMBLE I по сравнению с экспериментом POP, поскольку в этих экспериментах использовался один и тот же прерыватель.

Отметим, что зависимость  $I_s \sim n^{0,25}$  следует также из допущения о том, что разрыв в плазме возникает при смещении центра массы плазмы под действием сил магнитного давления на некоторое фиксированное (по сравнению с длиной ключа) расстояние [65].

Описанные модели фактически не рассматривают процесс проникновения тока в плазму в фазе проводимости и не могут объяснить такие экспериментально наблюдаемые явления, как срыв тока при  $(dI_s/dt) \leq 0$ . В работах [66-70] предложены модели, рассматривающие процессы проникновения магнитного поля тока в плазму. Общими для этих работ являются учет эффекта Холла, развитие плазменных неустойчивостей, а также изменение плотности плазмы в течение фазы проводимости.

В модели [66] начальный этап фазы проводимости рассматривается аналогично [62], поскольку глубина бесстолкновительного скин-слоя  $\delta_s \gg x_{DC}$  и справедливо одномерное приближение. В дальнейшем траектории электронов, поступающих из ДС в плазму, искривляются собственным магнитным полем ( $r_{ce} \cong \delta_s$ ), и они смещаются в сторону нагрузки, формируя два стыкующихся слоя - аксиальный катодный и радиальный токовый, при этом последний записывается электронами из катодного слоя (КС) и эмитированными с катода. В КС реализуется режим магнитной самоизоляции электронного потока, нейтрализованного ионами. Рост тока в цепи обеспечивается продвижением ТК в глубь плазмы до его выхода на ее границу с одновременным расширением КС. Скорость движения ТК определяется «сгребанием» плазмы аналогично модели «снежного плуга». С выходом ТК на нагрузочную сторону плазмы возникает индуктивное напряжение -  $L(di/dt)$  за счет уменьшения тока и магнитного давления на ТК, что приводит к его нагреву и расширению с образованием шлейфа. Последнее способствует еще большему разгону ТК и размагничиванию электронов в части ТК, где  $v_{ef} > \omega_{ce}$ . Это приводит к выходу электронов из плазмы, ускорению под действием их поля ионов и формированию электрон-ионного потока, распространяющегося к нагрузке. Недостатком данной модели является ее применимость только для случая, когда слой электронов, дрейфующих в аксиальном направлении, занимает весь КС и не учитывает вклад ионного пространственного заряда. Кроме этого, не рассматриваются механизмы, ответственные за аномальный рост сопротивления ТК. Тем не менее такие экспериментально наблюдаемые явления, как искривление токовых линий,

срыв тока при  $(dI_s/dt) \leq 0$  и формирование электрон-ионного потока при разрыве ППТ, находят объяснение в этой модели.

Безусловный интерес представляет работа [67], в которой в отличие от модели [63] процессы, протекающие в ППТ, являются следствием движения и сжатия плазмы при взаимодействии тока, протекающего через ППТ, с собственным магнитным полем. Для описания проникновения тока в плазму вводится эффективная частота электрон-ионных столкновений, являющаяся суперпозицией кулоновских столкновений и коллективных эффектов, связанных с развитием в плазме микронеустойчивостей. Проведенный анализ изменения плотности  $n_i \cong f(x, t)$  при «сгребании» плазмы показывает возникновение ее расходимости за  $\tau \cong 2/(\omega_{ce} \omega_{ci})^{1/2}$ , что приводит к появлению электрического потенциала в ТК  $\varphi_0 \cong B_0^2/8\pi n_0 e^2$ , ответственного за генерацию отраженного ионного потока. Следствием этого является развитие трения между входящими и выходящими в ТК ионами. Предполагая уменьшение плотности плазмы от анода к катоду, авторы получают большую скорость «сгребания» плазмы  $v = B_0/(8\pi n_0 m_i)^{1/2}$  вблизи электродов, что приводит к образованию в этих областях вакуумных зазоров. Прерывание электронного тока через плазму наступает при увеличении образовавшихся зазоров до значений, когда перестают выполняться граничные условия для существования равновесного двумерного электронного потока. Важным является вывод об образовании не только катодного, но и анодного слоев. Однако предположение о меньшей концентрации плазмы вблизи катода вряд ли корректно для реальной экспериментальной ситуации.

В работах [68-70] проникновение магнитного поля в плазму рассматривается с точки зрения электронной магнитной гидродинамики (ЭМГ), в которой пренебрегается движением ионов и рассматриваются времена  $t \gg \omega_{ce}^{-1}$ , размер плазмы  $c/\omega_{pi} \gg a \gg c/\omega_{pe}$ . Наиболее важным следствием ЭМГ-теории является возможность проникновения магнитного поля в плазму не только за счет диффузных процессов, но и за счет сноса магнитного поля током, протекающим через плазму. Конвективный перенос тока реализуется при наличии градиента плотности плазмы, криволинейности силовых линий магнитного поля и даже в случае идеальной проводимости плазмы.

Анализ уравнений эволюции магнитного поля с учетом эффекта Холла показывает уменьшение времени его проникновения на глубину скин-слоя по сравнению с классическим значением в  $\beta = \sigma H/(enc)$  раз ( $\beta$  - параметр Холла), при этом значение холловского потенциала в плазме достигает  $\varphi_H = H^2/8\pi en$ , а скорость ионов  $v_i = H/(4\pi n_i m_i)^{1/2}$ .

Рассматривая случай с  $\sigma \rightarrow \infty$  и протеканием тока вдоль линий  $n_i r^2 = \text{const}$  в цилиндрической геометрии, авторы [70] пришли к выводу, что за счет резкого градиента плотности на границах плазма – электрод возникает усиленная диффузия  $D = (\beta^2 c^2 / 4\pi\sigma) > c^2 / 4\pi\sigma$  магнитного поля с образованием токовых слоев  $\delta = a / (\omega_{ce} \tau_e)$ . Скорость проникновения магнитного поля оказывается более быстрой вблизи анода в связи с равенством нулю касательной к электроду компоненты электрического поля (холловской ЭДС), при этом угол входа электронов в анод  $\theta = (\omega_{ce} \tau_e)^{-1} \rightarrow 0$ . Кроме этого, за счет  $(\mathbf{j} \times \mathbf{B})$ -силы происходит отрыв плазменной границы от анодной поверхности с диссипацией в образующемся слое энергии магнитного поля.

Следствием быстрого проникновения магнитного поля в плазму является замагничивание электронов и образование узких приэлектродных слоев, на которых сосредоточивается полное напряжение, приложенное к плазме. Появляющееся холловское напряжение, как уже отмечалось выше, приводит к ускорению ионов, изменению плотности с альфвеновской скоростью и соответственно к увеличению напряжения. Сопротивление плазмы может быть оценено как  $R = \varphi_H / I$ . Уменьшение плотности плазмы в ТС может вызвать развитие токовых неустойчивостей (ионно-звуковой, а затем бунемановской), которые будут оказывать существенное влияние на процесс размыкания. При малых концентрациях плазмы происходит нарушение ее квазинейтральности и образование вакуумного зазора  $d \sim c / \omega_{pe}$ . За счет дальнейшего протекания ионного тока происходит увеличение этого зазора и напряжения на нем. Скорость расширения вакуумного зазора, исходя из зарядово-ограниченной ионной эмиссии, можно оценить по формуле  $v = v_A c (\gamma - 1) (d\omega_{pe} i_{\min})^{-1}$ , а длительность фазы проводимости до момента образования вакуумного зазора:  $\tau_c = (ar_c c / I) (\pi n_i m_i)^{1/2}$ . Таким образом, в фазе обрыва тока ППТ становится подобен ионному диоду с магнитной самоизоляции электронного потока, что соответствует экспериментальным данным. Следует отметить, что эта модель предсказывает наклон токовых линий и более быстрое проникновение магнитного поля вблизи анода, что также подтверждается экспериментом.

Кроме описанных аналитических моделей имеется ряд работ, посвященных численным расчетам процессов, протекающих в МППТ. В работе [58], не включающей расчеты фаз проводимости, описаны результаты расчетов по модели при учете таких факторов, как конечная длина размыкателя, распределение по его длине электронных потерь, наработка вторичной плазмы вблизи катода и движение плотной катодной плазмы в



глубь коаксиального зазора ППТ. Расчеты показали, что при достижении током, протекающим через ППТ, критического значения начинается расширение ДС с  $v \cong 10^8$  см/с, при этом по его длине распространяется волна магнитной изоляции, которая уже за  $t < 10^{-8}$  с захватывает до 80% всей длины ключа. Электронные потери сосредоточены на конечном участке ППТ, пока магнитное поле тока, переключенного в нагрузку, не превысит критическое значение. Длительность фазы усиленной эрозии возрастает по длине ППТ, вследствие чего ДС приобретает форму расширяющегося в сторону нагрузки раструба, что определяет неоднородность его волнового сопротивления и возникновение электронных потерь даже при  $B > B_c$ . Расчеты также показали предпочтительность использования высокоскоростных потоков легкой (водородной) плазмы для получения лучших характеристик размыкания и ухудшение последних при учете образования вторичной плазмы.

Исследование влияния импеданса, тока нагрузки и аспектного отношения  $l/d$ , где  $l$  и  $d$  - длина и ширина вакуумного зазора в ППТ, на амплитуду тока срыва проведено в работе [71], посвященной численному моделированию электронных орбит в рамках двумерной гидродинамической модели в вакуумном прикатодном зазоре, образованном за счет эрозии плазмы или действия ( $j \times B$ )-сил. Было показано существование критического значения тока нагрузки, необходимого для обрыва тока (электронной компоненты) через ППТ. Характер траекторий электронов в зазоре определял распределение потенциала, магнитного поля и плотности электронов в последнем.

Численные эксперименты, включающие расчеты фазы проводимости ППТ, были выполнены в [72-76]. Простая модель фазы проводимости ППТ, включающая одномерную гидродинамику и двумерные орбиты электронов, рассмотрена в [72] при допущении постоянства скорости движения ТК (определяемой электронным током с катода в режиме зарядово-ограниченной эмиссии). Возникающее поперечное электрическое поле ( $\epsilon \sim d(LI)/dt$ ) и азимутальное собственное магнитное поле обеспечивают дрейф электронов, что приводит к поляризации плазмы (эффект Холла) и радиальному дрейфу в  $(E_z \times B_\theta)$ -полях, восстанавливая тем самым проводимость плазмы поперек зазора. Модель приводит к заключению о том, что ширина ТК определяется комбинацией гидродинамической компрессии плазмы и магнитной изоляцией электронов со стороны генератора вблизи катода.

Численное исследование фазы проводимости с помощью 1,5-мерного гидродинамического кода [73] подтвердило основные выводы анализа об определяющей роли зарядово-ограниченной эмиссии с катода и эффекта Холла на протекание тока через ППТ и формирователь ТК в плазме. В то

же время расчетные толщины последнего оказались значительно меньше экспериментально наблюдаемых. Введение дополнительных механизмов рассеяния и энергопотерь электронов вблизи катода привели к нарушению магнитной изоляции, сбросу электронов на анод и расширению ТК, что улучшило согласование с экспериментом.

В качестве возможных механизмов проникновения магнитного поля тока в плазму и уширения ТК в двумерной модели [74] рассматривались ионно-акустическая и нижнегибридная неустойчивости. Наличие аномальных электронных столкновений приводило к появлению в плазме микротурбулентных полей, являющихся дополнительными центрами рассеяния для электронов. Проведенные расчеты также показали, что если в начале фазы проводимости реализуется омический характер переноса тока электронами, то в последующем он носит конвективный характер.

Наиболее полно численное исследование ППТ выполнено в работах [75] самосогласованным решением уравнений Максвелла для трехжидкостной модели - электронный поток с катода и электрон-ионные потоки из плазмы. Расчеты показали наличие в фазе проводимости в плазме диагональных потоков электронов, эмитируемых катодом, существование которых ограничивается временем наступления магнитной изоляции, а также образование слоев не только у катода, но и у анодной поверхности. Процесс проникновения магнитного поля носил конвективный характер, однако был более сложен, чем это следует из рассмотренной выше модели [70]. Формирующийся со стороны генератора зазор вблизи катода расширяется в основном в сторону анода поперек ППТ, а зазор со стороны анода образуется вдоль него, разрастаясь по направлению к нагрузке. Протекание тока вдоль анода приводит к появлению градиента магнитного давления, которое отталкивает ионы от анода, ускоряя тем самым проникновение магнитного поля в этой области. Вычисления показали, что в случае нарушенной проводимости анода анодное проникновение магнитного поля становится минимальным по отношению к катодному, что приводит к более быстрому обрыву тока и находится в согласии с результатами экспериментов [76]. Определяющим процессом является проникновение магнитного поля вблизи катода, что также совпадает с результатами экспериментальных работ [38]. Расчеты показывают постепенную эволюцию катодного зазора с замагниченным электронным потоком внутри него. Быстрая фаза обрыва тока наступает только тогда, когда катодный зазор достигает нагрузочной стороны плазмы. Далее эволюция этого зазора протекает подобно описанной в работе [62]. Проведенные численные эксперименты с геометрией ППТ, аналогичной ГИТ-4 [76], показали соответствие зависимости размера зазора и предельного тока в ППТ от скоро-

сти ввода тока в МППТ. Было показано улучшение характеристик ППТ с уменьшением его аксиальной протяженности.

Таким образом, можно отметить, что имеющиеся модели и проведенные численные эксперименты позволяют качественно объяснить многие явления, наблюдаемые в экспериментальной ситуации при работе МППТ. В то же время отсутствует единая теория, которая была бы способна не только объяснить полученные данные, но и прогнозировать работу вновь проектируемых генераторов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Пятилетние усилия по разработке концепции мощных импульсных генераторов с индуктивным накоплением энергии на базе МППТ позволили создать действующие установки, собрать значительный экспериментальный материал о происходящих в МППТ процессах и некоторые из них проанализировать теоретически. Совокупность полученных результатов позволяет рассматривать проделанную работу как первый этап в разработке названной концепции, сформулировать основные ее черты и задачи на будущее.

Основным итогом является доказательство конкурентоспособности МППТ для создания генераторов с мощностью в несколько тераватт. Эти генераторы имеют первичные накопители в виде быстрых генераторов Маркса и индуктивные накопители смешанного типа, использующие индуктивность как самих генераторов Маркса, так и вакуумной коаксиальной нагрузки, закороченной плазмой МППТ. Продемонстрирована способность МППТ сохранять низкоомное состояние на фазе ввода энергии в индуктивный накопитель в течение 1 мкс, позволяя практически без потерь переводить энергию электрического поля в энергию магнитного поля. Показана способность МППТ увеличивать свое сопротивление на 3-4 порядка за время  $\approx 10^{-7}$  с, обеспечивая переключение энергопотока на нагрузку с мощностью, в несколько раз превышающей мощность первичного накопителя. Подобно наносекундному аналогу показана возможность надежного управления моментом срабатывания МППТ за счет изменения параметров создаваемой плазмы. Сформулирован принцип и показана экспериментально возможность синхронизации отдельных МППТ введением обратной токовой связи. Получены обнадеживающие результаты по получению мощных ионных пучков, электронных пучков и жесткого рентгеновского излучения, мягкого рентгеновского излучения в экспериментах по обжатию лайнеров на генераторах с МППТ.

Усилиями различных групп получены дублирующие и дополняющие друг друга сведения об особенностях протекания тока в МППТ в фазах

проводимости и обрыва. Так, в коаксиальном МППТ токовый канал движется в фазе проводимости от генератора к нагрузке с возрастающей скоростью, достигающей  $10^8$  см/с. К моменту переключения тока в нагрузку ТК находится на расстоянии свыше 20 см от плоскости расположения пушек, за пределами области предварительно созданной плазмы. Ширина ТК (несколько сантиметров) указывает на пониженную в  $10^2 - 10^3$  раз проводимость плазмы, свидетельствуя о развитии столкновительных процессов.

Анализ электрон-ионных потерь на электроды МППТ указывает на то, что в момент обрыва тока токоперенос в МППТ осуществляется преимущественно ионами. При этом резкое возрастание импеданса МППТ обусловлено процессами, происходящими вблизи отрицательного центрального проводника. При смене полярности ("плюс"-режим) параметры МППТ существенно ухудшаются. Использование внешнего аксиального магнитного поля позволяет улучшить параметры в «плюс»-режиме, но приводит к снижению параметров МППТ в «минус»-режиме. Направление инъекции плазмы в МППТ не оказывает существенного влияния на его работу.

Важнейшим фактором, определяющим характеристики МППТ в «минус»-режиме, является диаметр центрального проводника. Уменьшение этого диаметра приводит к улучшению характеристик обрыва тока в ключе, но одновременно снижает максимальную амплитуду тока, при которой происходит обрыв. Это противоречие является главным препятствием на пути создания генераторов мультитераваттного уровня мощности.

В настоящее время можно указать несколько возможных путей решения этого противоречия.

Во-первых, это использование второй ступени обострения мощности, что позволит почти удвоить мощность генераторов с МППТ.

Во-вторых, это использование дополнительного импульсного изолирующего азимутального магнитного поля. Работоспособность этой идеи была продемонстрирована в экспериментах на генераторе «Тайна», где напряжение на прерывателе удалось увеличить с 1,5 до 2,6 МВ.

В-третьих, это подбор оптимального состава предварительно созданной плазмы. В этом направлении показателен эксперимент на генераторе «Дубль», где импеданс МППТ при водородной и дейтериевой плазме оказался вдвое выше, чем при аргоновой или криптоновой плазме.

Наконец, более тщательного исследования требует факт уменьшения энергозатрат при работе в «минус»-режиме и инъекции плазмы с внутреннего электрода для достижения тех же амплитуд тока в МППТ, что и при обратном направлении инъекции. Это, возможно, позволит поднять

уровень тока в МППТ без увеличения диаметра внутреннего проводника и ухудшения характеристик прерывателя.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бенфорд Дж., Келвин К., Смит Я., Аслин Г. - Накопление и коммутация больших мощностей: Пер. с англ. М.: Мир, 1979, с.56-73.
2. Ottinger P. - Proc. of the 7th Intern. Conf. on High Power Part Beams, 1988, p. 408-415.
3. Mendel C.W., Jr., Goldstein S.A. - J. Appl. Phys., 1977, vol.48, p.1004.
4. Stinnett R.W., Moore W.B., Meger R.A. et al. - Bull. Amer. Phys. Soc., 1984, vol.29, p.1027.
5. Калмыков А.А. - Физика и применение плазменных ускорителей. Минск: Наука и техника, 1974, с.48-77.
6. Арефьев В.М., Лесков Л.В. - Плазменные ускорители. М.: Машиностроение, 1973, с.191-195.
7. Вальков Ю.А., Молчанов В.С., Скворцов Ю.В. - Там же, с.233-244.
8. Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Концевой Л.М. - Физика плазмы, 1976, т.2, вып.1, с.72-81.
9. Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Димитрова В.Д. - Физика плазмы, 1984, т.10, вып.1, с.151-169.
10. Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Целуйко А.Ф. - ЖТФ, 1988, т.58, вып.7, с.1299-1308.
11. Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Целуйко А.Ф., Бизюков А.А. - Письма в ЖТФ, 1984, т.10, вып.22, с.1349-1353.
12. Мхендзе Г.П., Плюто А.А., Короп Е.Д. - ЖТФ, 1971, т.41, вып.56, с.952-963.
13. Суладзе К.В., Цхакая Б.А., Плюто А.А. - Письма в ЖТФ, 1969, т.10, с.282-285.
14. Абдуллин Э.Н., Баженов Г.П., Ким А.А. и др. - Физика плазмы, 1985, т.11, вып.1, с.109-110.
15. Ковальчук Б.М., Месяц Г.А. - ДАН СССР, 1985, т.285, 4, с.857-859.
16. Абдуллин Э.Н., Баженов Г.П., Ким А.А. и др. - Физика плазмы, 1986, т.12, 10, с.1260-1264.
17. Bugaev S.P., Kovaltchuk V.M., Kim A.A. et al. - IEEE Trans. Plasma Sci., 1987, vol.PS-18, N 1, p.115-118.
18. Humphries S., Jr., Mendel C.W., Jr., Kuswa E.W., Goldstein S.A. - Rev. Sci. Instrum., 1979, vol.50, p.993-996.
19. Ефремов А.М., Захаров В.П. - Тез. докл. 7 Всесоюз. симп. сильнот. электр., Томск, 1988, ч.3, с.46-48.
20. Hinshelwood D.D., Veber V., Comisso V. et al. - IEEE Intern. Conf. Plasma Science. Abstracts, 1985, p.12.
21. Быстрицкий В.М., Красик Я.Е., Синебрюхов А.А. и др. - Тез. докл. 7 Всесоюз. симп. сильнот. электр. Томск, 1988, ч.3, с.37-39.
22. Ananjin P.S., Kargov V.B., Krasik Ya.E. - Proc. Intern. Conf. on High Power Part. Beams. Novosibirsk, 1990, p.219.
23. Miyamoto S., Imasaki K., Ozaki T. et al. - Proc. 5 IEEE Pulsed Power Conf., Arlington, V.A., 1985, p.432-435.
24. Лебедев А.Н., Тимофеев В.Ф. - ЖТФ, 1985, т.56, вып.1, с. 83-88.
25. Красик Я.Е., Матвиенко В.М., Синебрюхов А.А. - ПТЭ, 1987, 2, с.115-117.
26. Крастелев Е.Г., Мозговой А.Г., Соловьев М.Ю. - Тез. докл. 7 Всесоюз. симп. сильнот. электр. Томск, 1988, ч.3, с. 13-15.
27. Бастриков А.Н., Бугаев С.П., Быстрицкий В.М. и др. - Тез. докл. Межд. совещ. по физике и технике мощных прерывателей тока, Новосибирск, 1-2 июля, 1989. Томск, 1989, с. 27.
28. Ковальчук Б.М., Кокшенев В.А., Фурсов Ф.И. - Тез. докл. 6 Всесоюз. симп. сильнот. электр. Томск, 1986, ч.2, с.139-141.

29. Ананьин П.С., Быстрицкий В.М., Красик Я.Е. и др. - Ред. журн. Изв. высш. учебн. завед. Физика. Томск, 1987, Деп.ВИНИТИ 24.03.87, 2116-В87.
30. Долгачев Г.И., Голованов Ю.П., Гуслияков С.Е. и др. - ВАНТ. Термояд. синтез. 1987, вып.4, с.30-31.
31. Mesyats G.A., Bugaev S.P., Kim A.A. et al. - IEEE Trans. Plasma Sci., 1987, vol.PS-15, p.649-653.
32. Weber V.V., Comisso R.J., Cooperstein G. et al. - Proc. Intern. Conf. on High Power Part of Beams. Novosibirsk, 1990, p.63.
33. Weber V.V., Comisso R.J., Cooperstein G. et al. - IEEE Trans. Plasma Sci., 1987, vol.PS-15, N 6, p. 635-648.
34. Бастриков А.Н., Бугаев С.П., Волков А.М. и др. - Тез. докл. 7 Всесоюз. симп. сильнот. электр. Томск, 1988, ч. 3, с. 4-6.
35. Мозговой А.Г. - Тез. докл. 7 Всесоюз. симп. сильнот. электр. Томск, 1988, ч. 3, с. 7-9.
36. Долгачев Г.И., Закатов Л.П., Скорюпин В.А. - Тез. докл. 7 Всесоюз. симп. сильнот. электр. Томск, 1988, ч. 3, с. 34-36.
37. Голованов Ю.П., Долгачев Г.И., Закатов Л.П. и др. - Тез. докл. 7 Всесоз. симп. сильнот. электр. Томск, 1988, с. 28-30.
38. Bystritsky V.M., Krasik Ya.E., Lisitsin I.V. et al. - Proc. Intern. Conf. on High Power Part. Beams. Novosibirsk, 1990, p.219.
39. Hinshelwood D.D., Comisso R.J., Goodrich R.J. et al. - Ibid., p.230.
40. Хиншелвуд Д.Д., Боллер Дж.Б., Коммиссо Р.Дж. - См. [27], с. 20.
41. Weber V.V., Bolter J.R., Comisso R.J. et al. - J. Appl. Phys., 1984, vol. 45, p. 1043-1053.
42. Ковальчук В.М., Кокшенев В.А., Фурсов Ф.И. - См. [28], с. 142-144.
43. Месяц Г.А., Диденко А.Н., Абдуллин Э.Н. и др. - ДАН СССР, 1986, т. 289, 1, с.83-87.
44. Долгачев Г.И., Закатов Л.П., Скорюпин В.А. - ВАНТ. Термояд. синтез, 1986, вып. 2, с. 31.
45. Голованов Ю.П., Долгачев Г.И., Закатов Л.П. - Физика плазмы, 1988, 7, с. 880-885.
46. Ananjin P.S., Karpov V.B., Krasik Ya.E. et al. - Proc. 14 Intern. Symp. Disch. Electr. Insul. Vacuum. Santa-Fe, 1990, p. 417-420.
47. Габович М.Д. - Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972.
48. Абдуллин Э.Н., Баженов Г.П., Быстрицкий В.М. и др. - Физика плазмы, 1987, т. 13, вып. 9, с. 1027-1034.
49. Ананьин П.С., Быстрицкий В.М., Иванов И.Б. и др. - См. [27], с. 28.
50. Ананьин П.С., Бугаев С.П., Быстрицкий В.М. и др. - См. [19], ч. 1, с. 118-120.
51. Голованов Ю.П., Долгачев Г.И., Закатов Л.П. - См. [27], с. 35.
52. Голованов Ю.П., Долгачев Г.И., Закатов Л.П. и др. - См. [32], с. 43.
53. Голованов Ю.П., Долгачев Г.И., Закатов Л.П. и др. - См. [19], с.31-33.
54. Mendel C.W., Rochau G.E., Sweeney M.A. et al. - Proc. 7 Intern. Conf. on High Power Part Beams. Karlsruhe, 1988, p. 204-208.
55. Бурдаков А.В., Койдан В.С., Рогозин А.И. и др. - ЖЭТФ, 1981, т.80, вып. 4, с. 1057-1061.
56. Ananjin P.S., Karpov V.B., Krasik Ya.E. et al. - Proc. 14 Intern. Symp. Piseb Electr. Insul. Vacuum. Santa-Fe, N.M., 1990, p.213-217.
57. Быстрицкий В.М., Диденко А.Н., Красик Я.Е., Матвиенко В.М. - Физика плазмы, 1985, т. 11, вып. 9, с. 1057-1061.
58. Быстрицкий В.М., Красик Я.Е., Синебрюхов А.А. - См. [33], с. 678-686.
59. Быстрицкий В.М., Красик Я.Е., Синебрюхов А.А. - См. [28], ч. 1, с. 38-40.
60. Ананьин П.С., Карпов В.Б., Красик Я.Е., и др. - ЖТФ, 1990, т. 60, вып. 10, с. 143-147.
61. Иваненков Г.И. - Физика плазмы, 1982, т. 8, вып.6, с. 1184-1191.
62. Иваненков Г.И. - Физика плазмы, 1986, т.12, вып. 6, с. 733-741.
63. Ottinger P.F., Goldstein S.A., Meger R.A. - J. Appl. Phys., 1984, vol. 56, p. 774-784.

64. Goyer J.R., Sincerny P.S., Krishman M. - Proc 7 IEEE Pulsed. Power Conf. Monterey, SA, 1989, p. 573.
65. Weber B.V., Commisso R.J., Cooperstein G. et al. - Proc. Intern. Conf. on High Power Part Beams. Novosibirsk, 1990, p. 35.
66. Крастелев Е.Г., Иваненков Г.В., Мозговой А.Г., Соловьев М.Ю. - См. [27], с. 26.
67. Sudan R.N., Similon P.L. - Cornell Univ. LPS88-9, 1988.
68. Кингсеп А.С., Рудаков Л.И., Чукбар Е.В. - ДАН СССР, 1982, т. 262, 5, с. 1131-1135.
69. Кингсеп А.С., Чукбар К.В., Яньков В.В. - Вопросы теории плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1987, вып. 16, с. 209-247.
70. Чукбар К.В., Яньков В.В. - ЖТФ, 1988, т.58, вып.11, с.2130-2135.
71. Sudan R.N. - Cornell. Univ. LPS90-11, 1990.
72. Mosher D., Grossman J.M., Ottinger P.F., Colombant D.C. - See [33], p.695-708.
73. Grossman J.M., Mosher D., Ottinger P.F. - See [33], p. 704-714.
74. Mason R.J., Wallace J.M., Grossman J.M., Ottinger P.F. - See [33], p. 715-724.
75. Mason R.J. - Preprint Los-Alamos National Lab., Los-Alamos, 1990, LA-UR-89-4283.
76. Bugaev S.P., Volkov A.M., Iskoljdsky A.M. et al. - Abstracts of IEEE Intern. Conf. Plasma Sci., 1988, p.77.