

Динамическая модель плазменных прерывателей тока

© П.И. Зубков

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН.
630090 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 26 декабря 1997 г.)

Предложена динамическая модель плазменных прерывателей тока. В основу модели положены возникновение и развитие силовых неустойчивостей (пинчей и перетяжек) в пространственно неоднородной плазме, ускоряемой магнитным полем как толкающим поршнем. Предлагаемая модель на этапе схлapyвания пинчей не требует превлечения тонких эффектов, позволяет, не выходя за рамки магнитной гидродинамики, качественно объяснить основные закономерности работы плазменных прерывателей тока и получить количественные оценки, согласующиеся с экспериментально полученными величинами.

Введение

Плазменные прерыватели тока (ППТ) являются одними из наиболее мощных генераторов электрических импульсов. Дальнейшее повышение их мощности, согласование с нагрузкой, расширение области применения, управление их работой и др. требуют создания модели, удовлетворительно описывающей их работу. Часто цитируемая модель [1], основанная на образовании двойных слоев и дефиците носителей, не описывает основные характерные закономерности работы ППТ и, как указывается в [2–4], неудовлетворительна. Модели [3–6] позволяют объяснить лишь отдельные стороны явления, не давая целостной картины процессов в ППТ. Они не учитывают динамики плазмы и взаимного влияния на нее накопителя и нагрузки.

В настоящей работе предложена динамическая модель ППТ, в основу которой положены возникновение и развитие силовых неустойчивостей (пинчей и перетяжек) в ускоренно двигающейся под действием магнитного поля пространственно неоднородной плазме. При схлapyвании плазмы в пинчах и перетяжках генерируются импульсы высокого напряжения, переключающие ток из накопителя ППТ в нагрузку.

Оценки характерных величин

ППТ, как правило, представляет собой отрезок коаксиальной линии, один конец которой подсоединен к источнику энергии или передающей линии, другой — к нагрузке. Обычно нагрузкой является вакуумный диод, в качестве источника энергии используется конденсаторная батарея емкостью C . Во внешнем электроде коаксиальной линии по азимуту располагаются плазменные пушки (ПП), инжектирующие плазму вдоль радиуса в направлении центрального электрода. Индуктивность источника и передающей линии до ПП является индуктивным накопителем L_0 ППТ. Относительный зазор между внешним электродом диаметра D и внутренним диаметром d , равный $(D - d)/2d$, для различных конструкций меняется от 0.5 до 10 и более. Это приводит к

различию магнитных давлений у внутреннего и внешнего электродов на порядок и больше. Оценки характерных величин приведены для радиуса r внутреннего электрода ≈ 2 см.

Основные исследования ППТ проведены при максимальных значениях тока $10^4 - 10^6$ А с полупериодом разряда от $2 \cdot 10^{-7}$ до $1.5 \cdot 10^{-6}$ с и скоростью нарастания тока $10^{12} - 10^{14}$ А/с. Время работы ПП, как правило, значительно превосходит время запитки индуктивного накопителя током. Несмотря на многочисленность работ по ППТ, инжектируемая (в основном углеродная) плазма изучена недостаточно. Наиболее часто приводимые плотности n частиц от 10^{12} до 10^{14} см $^{-3}$ [1,7]. Во многих работах плотность частиц оценивается по модели [1]. В ряде работ [8] говорится об оптимальной плотности $\sim 10^{13}$ см $^{-3}$, при которой еще происходит срабатывание ППТ.

Скорость инжектируемой плазмы $\sim 5 \cdot 10^6$ см/с [1,9,10]. Если считать, что разлет плазмы происходит в вакуум, то для скорости звука в отсутствие магнитного поля хорошим приближением, видимо, будет 10^6 см/с, откуда для температуры получим оценку $T_0 \approx 5 \cdot 10^4$ К. Здесь предполагается равенство электронной и ионной температур. В работе [7] рассчитанная температура лежит в границах $4 < T < 8$ eV. Естественно предположить, что инжектируемая плазма разлетается и вдоль электродов. Тогда к моменту запитки индуктивного накопителя током ее характерный аксиальный размер $R \sim V\tau_0 \approx 10$ см, где τ_0 — время задержки между моментом инжекции плазмы и началом запитки. В некоторых конструкциях ППТ разлет вдоль электродов ограничен конструктивно.

При выбранных параметрах плазмы дебаевский радиус экранирования $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$ см, что значительно меньше любых размеров плазменного образования, поэтому ее можно считать квазинейтральной. Длина свободного пробега электронов $\sim 0.1 - 10$ см и может оказаться порядка наибольшего размера плазменного образования. Ларморовский радиус электронов при скорости нарастания тока $\sim 10^{12}$ А/с становится много меньше длины свободного пробега и любых размеров плазмы через время $\sim 10^{-10}$ с после включения тока запитки. Оно много меньше характерных времен нарастания тока.

Приведенные оценки показывают, что вопрос о возможности магнитодинамического описания движения плазмы требует детального рассмотрения для каждого конкретного случая. Что касается движения поперек магнитного поля, то ввиду малости ларморовского радиуса условие такого приближения будем предполагать выполненным [11]. В дальнейшем рассматривается практически только такое движение.

Будем предполагать плазму полностью ионизованной, тогда ее электропроводность $\cong 10^7 \cdot T_0^{3/2} \approx 10^{14}$ 1/s [11]. За время нарастания тока $10^{-7} - 10^{-6}$ s магнитное поле в неподвижную плазму проникнет за счет скин-эффекта на глубину $\sim 0.3 - 1$ cm, что значительно меньше размера плазменного образования вдоль накопителя. В связи с этим будем считать магнитное поле непроникающим в плазму.

Магнитное давление $B^2/8\pi$ сравнивается с газокинетическим ($nkT_0 \sim 10^2$ din/cm) при скорости нарастания тока 10^{12} A/s за время $\sim 10^9$ s, что по крайней мере на два порядка меньше времени запитки накопителя током. За такое же время по порядку величины возникнет ударная волна, движущаяся в дальнейшем по невозмущенной бестоковой плазме. Поэтому будем считать ток распределенным по тонкому слою сжатой плазмы, а для оценок и качественного рассмотрения пользоваться моделью "снежного плуга". Распространение магнитного поля вдоль ППТ будет определяться не диффузией, а движением плазмы.

Характерная скорость по модели "снежного плуга" с синусоидальным нарастанием тока и равномерным распределением плотности ρ к моменту его максимального значения, согласно [12], будет $U = 2 \cdot 10^{-2} I_0 / (\rho^{1/2} d)$, здесь I_0 — амплитуда тока в кА. Для установки $GambI$ [13] при $n = 10^{12}$ cm $^{-3}$ это выражение дает значение $U \approx 2 \cdot 10^8$ cm/s, что на несколько порядков превосходит спиновую, чем и снимается кажущееся противоречие между экспериментально измеренным значением скорости распространения магнитного поля [13] (измеренное $\approx 5 \cdot 10^8$ cm/s) с рассчитанным по его диффузии.

Для приведенных параметров плазмы длина свободного пробега квантов всех видов излучения много больше любых размеров плазмы, поэтому будем считать ее прозрачной.

Качественная модель переключения

Граница однородной плазмы, ускоряемой однородным магнитным полем, параллельным ей, неустойчива. Динамика ускорения такова, что инициирует возникновение и развитие рэлей-тейлеровской неустойчивости.

В ППТ плазма, инжектированная дискретными ПП, пространственно неоднородна. В [14] указывается на распределение плотности плазмы вдоль накопителя. Из-за отражения ее от внутреннего электрода и геометрии разлета она будет неоднородна и вдоль направления

инжекции. Естественно предположить ее неоднородность и по азимуту, что подтверждается прямыми измерениями плотности электронов в [7].

Неоднородность плотности плазмы, различие в направлениях скоростей ее разлета приведут к неоднородности ускорения фронта ударно сжатой плазмы, к неоднородности приобретаемых им скоростей и к сложной геометрии его поверхности. Картина может усугубляться и отличаем на порядок и больше магнитных давлений у центрального и внешнего электродов. Между ПП, где плотность плазмы меньше, в аксиальном направлении образуются "языки" магнитного поля. После прохождения плоскости расположения ПП "языки" магнитного поля, непроникающего в плазму, начнут расширяться из-за неоднородности плотности и градиентного ускорения и возможно перезамыкания силовых линий и образование пинчей [15,16]. Хорошо известно [17], что плоский слой даже в случае однородной плазмы неустойчив по отношению к пинчеванию и перетяжкам. Образованию пинчей может способствовать и прозрачность плазмы. Прозрачная плазма подтверждена перегретой неустойчивости, переходящей в пинчи [17]. Иными словами, мы имеем все условия для возникновения и развития силовых неустойчивостей и, в частности, пинчей и перетяжек.

В предлагаемой динамической модели мы предполагаем, что плазма в ППТ подвержена пинчеванию. По нашим представлениям, плазма ускоряется магнитным полем вдоль накопителя и сжимается в пинчах, по отношению к которым она неустойчива. Ясно, что такое предположение требует более детального рассмотрения и обоснования. Однако предположение о возникновении и развитии пинчей и перетяжек позволяет качественно объяснить основные особенности работы ППТ и получить количественные оценки характерных величин, согласующиеся с экспериментальными.

Косвенным подтверждением возникновения пинчей и перетяжек в плазме ППТ может служить генерация пучков заряженных частиц [18], такие пучки наблюдались уже в первых исследованиях Z-пинчей для управляемых термоядерных реакций [19]. Локализация сильных электрических полей, обнаруженная экспериментально в плазме ППТ [20], может являться результатом развития перетяжек и подтверждением их возможного возникновения.

Схлопывание плазмы в пинчах приводит к увеличению индуктивности проводящих плазменных каналов. На увеличивающейся индуктивности генерируются импульсы высокого напряжения, переключающие ток из накопителя ППТ в нагрузку. Торможение разлета плазмы и сжатие пинчей начнется при условии

$$B^2/8\pi \geq p + \rho V^2, \quad (1)$$

где B — индукция магнитного поля на границе пинча; p , ρ и V — давление, плотность и скорость разлета плазмы.

Выразив индукцию поля через ток I , получим выражение

$$I \geq Rc (2\pi (p + \rho V^2))^{1/2}, \quad (2)$$

в котором R — характерный размер неоднородности плазмы при возникновении пинча, c — скорость света.

Соотношения (1) и (2) являются основными при качественном объяснении механизма работы ППТ. Из (2) следует, что предложенная модель безразлична к направлению протекающего тока, а следовательно, и к полярности электродов. В [21] указывается, что ППТ работает при любой комбинации полярности электродов и инжекции плазмы. Полярный же эффект [9] может быть обусловлен асимметрией движения фронта сжатой плазмы, вызванной существенным различием магнитных давлений у внешнего и внутреннего электродов, протекающим по плазме током ПП и продолжающейся инжекцией плазмы в область, занятую магнитным полем. Модель [1] разрешает ППТ работать только при одной полярности электродов, при которой внешний коаксиал — анод, внутренний — катод, а плазма инжектируется из внешнего электрода.

Выражение (2) объясняет существование критического тока I^* , называемого током срыва. Экспериментально ток срыва и его зависимость от различных факторов исследовалась многими авторами. Из (2) следует, что при небольшом числе K ПП, при котором плазма от отдельных пушек не перекрывается в большей части пространства между электродами, $I^* \sim K$. Такая зависимость экспериментально наблюдалась в [22]. При большом числе ПП потоки плазмы перекрываются, что уменьшает ее неоднородность, чем обеспечивается ее стабилизация. В этом случае увеличивается I^* и соответственно время до начала переключения или ППТ перестает срабатывать, реализуется режим короткого замыкания [8].

По модели [1] критический ток определяется скоростью ионов и площадью, перекрываемой плазмой на центральном электроде, и не зависит от количества плазменных пушек. Из (2) следует, что ток срыва $I^* \sim n^{1/2}$. Во многих работах при исследовании зависимости тока срыва от плотности плазмы отмечают его увеличение при росте последней и увеличение времени срабатывания ППТ. Сравнение с экспериментальными данными затруднительно ввиду узкого диапазона исследований и части их ненадежности.

Обычно источником энергии для запитки ППТ является конденсаторная батарея, заряжающая индуктивность накопителя. Для более полного использования накопленной энергии условия работы подбирают таким образом, чтобы критический ток I^* был практически равен максимальному току $I_0 \approx V_0 \cdot (C/L_0)^{1/2}$ в "жестком" контуре, здесь V_0 — начальное напряжение на емкости. В этом случае и $I_0 \sim n^{1/2}$. Многими исследователями отмечается, что увеличение плотности плазмы сверх оптимальной приводит к прекращению срабатывания ППТ [8], он работает в режиме короткого замыкания. Действительно, увеличение плотности частиц на порядок

требует трехкратного увеличения амплитуды тока и на порядок запасенной энергии. В практических случаях это сделать невозможно, так как требует увеличения на порядок емкости батареи или в три раза начального напряжения.

Многими авторами [7,23] при исследовании зависимости тока срыва от времени задержки между моментом инжекции плазмы и началом запитки индуктивного накопителя показано, что вместе с ростом времени задержки растет и ток срыва, достигая срабатывания, ППТ работает в режиме короткого замыкания.

В предлагаемой модели увеличение времени задержки приводит к одновременному увеличению R характерного размера неоднородности и плотности плазмы. Рост R обусловлен разлетом инжектируемой плазмы, увеличение плотности — непрерывной инжекцией плазмы ППТ и отражением ее от электродов. Из (2) следует, что это требует увеличение тока срыва. При дальнейшем увеличении времени задержки R и n достигают величин, соответствующих току срыва, большему I_0 , срабатывание прекращается, реализуется режим короткого замыкания.

Срабатывание может опять начаться по истечении длительного ($\sim 100 \mu s$) времени задержки, как это наблюдалось экспериментально [23]. Непрерывно инжектируемая ПП плазма заполняет большой объем и стабилизирована по отношению к токам, большим, чем I_0 . С другой стороны, она непрерывно рекомбинирует и распадается. Наиболее интенсивный распад происходит на границе плазменного образования. В центре она длительное время восполняется инжекцией. После прекращения работы ПП рекомбинация и распад уменьшают объем, занятый плазмой. Характерный размер и плотность снова начинают удовлетворять соотношению (2), ППТ начинает срабатывать.

Рекомбинация и распад плазмы требуют некоторого времени. Этим временем может определяться временной сдвиг между срабатыванием ППТ и переходами тока ПП через нуль при периодическом его изменении, наблюдающийся экспериментально [2]. Характерно, что после перехода тока ПП через нуль ток срыва уменьшается вначале, затем снова увеличивается и срабатывание прекращается до нового перехода тока ПП через нуль. ППТ срабатывает именно после перехода тока ПП через нуль, когда R и n практически минимальны. Особенно убедительно подтверждают эту картину эксперименты с апериодическим током ПП. Таким образом, предлагаемая динамическая модель ППТ качественно объясняет удивительную зависимость тока срыва от формы тока ПП [2].

Торможение разлета плазмы и ее сжатие в пинчах могут начаться при увеличивающемся токе вблизи I_0 . Сжатие приведет к уменьшению характерного размера R неоднородности, обеспечивающему дальнейшее сжатие уже при токе $I < I_0$, т.е. на спадающем участке тока. Этот экспериментально обнаруженный факт [2] находит естественное объяснение в предлагаемой модели и совершенно не объясним с точки зрения модели [1].

В предлагаемой модели, естественно, возникает вопрос об устойчивости сжатия параллельных пинчей. Нетрудно показать в электротехническом приближении в предположении малой начальной индуктивности пинчей, что два параллельных пинча работают устойчиво.

Оценка времени переключения и напряжения

Соотношение (2) из-за неоднородности плазмы, цилиндрической геометрии, отражения плазмы от электродов и ускорения ее вдоль накопителя неоднородным магнитным полем не может выполняться по всей длине неоднородности одновременно, что приводит к развитию нецилиндрического Z-пинча, заканчивающегося перетяжками [24]. Как уже указывалось выше, локализация сильных электрических полей, обнаруженная экспериментально в плазме ППТ [20], может являться результатом развития перетяжек и подтверждением их возможного возникновения.

Схлопывание плазмы в пинчах приводит к увеличению индуктивности проводящих плазменных каналов. На увеличивающейся индуктивности генерируются импульсы высокого напряжения, переключающие ток из накопителя ППТ в нагрузку. Как показано в [25], при времени развития неустойчивости, много меньшем времени нарастания тока, генерируемые напряжения могут значительно превосходить начальное напряжение на емкости и определяются в основном скоростью увеличения индуктивности пинча. Действительно, при сделанных предположениях можно считать магнитный поток сохраняющимся за время срабатывания ППТ и при малой индуктивности L пинча получим

$$L_0 \cdot I_0 = (L_0 + L)I,$$

откуда $U = -L_0 \dot{I} = \dot{L}I_0$. Согласно [25], в рамках магнитной гидродинамики в перетяжке \dot{L} растет неограниченно, а вместе с \dot{L} и генерируемое напряжение.

Исходя из модели "снежного плуга", удовлетворительно описывающей начальную стадию Z-пинча и дающую правильный порядок времени сжатия [26,27] для характерной величины времени сжатия, а следовательно, и переключения, получим $\tau = \pi c \rho^{1/2} R / I_0$. При изменении n от 10^{12} до 10^{14} cm^{-3} и токов от 10^5 до 10^6 A это выражение дает для τ значение от 10^{-8} до 10^{-7} s . Эти времена переключения удовлетворительно согласуются с экспериментальными [2,7].

Как показано в [25], характерная величина напряжения при развитии неустойчивости дается выражением $U_0 = V_0 T / 4\pi\tau$, в котором T — период разряда в "жестком" контуре. Исходя из этого выражения, при $\tau \approx 10^{-8} \text{ s}$ получим характерные величины развиваемых при переключении напряжений. Для ППТ [7] с $T = 2.5 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ приведенное выше выражение дает $U_0 \approx 3V_0$, для микросекундных с $T = 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ получим

$U_0 \approx 10V_0$. Обычно ППТ работает на диодную нагрузку, максимальные напряжения ограничены пробоем диода и поэтому не достигают полученных значений. При работе ППТ на индуктивную нагрузку развиваемые напряжения определяются ее величиной и, согласно [25], равны

$$L_n \dot{I} \approx \frac{L_n}{L_0 + L_n} \cdot \frac{L_0 \cdot I_0}{\tau} \approx 2V_0,$$

что также находится в удовлетворительном согласии с экспериментом [2].

В конструкциях с относительным зазором меньше 1 и значительном количестве ПП инжектируемая плазма пространственно более однородна и может оказаться стабилизированной по отношению к пинчам и перетяжкам. В этом случае картина явления будет сильно отличаться от описанной выше. Оценим по экспериментальным данным для проекта KALIF [28] скорость движения плазмы. Этот проект мы выбрали в связи с тем, что его параметры представлены наиболее полно.

Из энергетического подхода в предположении, что вначале запасенная энергия в накопителе переходит в энергию магнитного поля в индуктивности и в кинетическую энергию движения всей плазмы, получим $V \approx 4 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$, из динамики ускорения всей плазмы как целого — $V \approx 3 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$. Модель "снежного плуга" дает значение максимальной скорости $V \approx 3.5 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$. При такой скорости напряженность электрического поля у центрального электрода $\approx 3 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$, а напряжение $\approx L \dot{I}_0 \approx 2 \cdot 10^6 \text{ V}$. В лучшем эксперименте, представленном в [28], максимальное напряжение, измеренное ядерной методикой, равно $3.8 \cdot 10^6 \text{ V}$. Совпадение полученных значений с экспериментальными неслучайно. Разгон плазмы в таких конструкциях является следствием развития силовых неустойчивостей, приводящих к росту индуктивности.

Заключение

Предложенная динамическая модель ППТ, основанная на возникновении и развитии силовых неустойчивостей, естественным образом объясняет наличие критического тока (тока срыва), зависимость его от плотности частиц, количества плазменных пушек, времени задержки между моментом инжекции плазмы и моментом запитки накопителя и формы тока, объясняет работу ППТ при смене полярности электродов, срабатывание не спадающем токе, скорость проникновения магнитного поля вдоль накопителя, генерацию заряженных частиц. Предложенная модель позволяет получить оценку времени срабатывания и величину генерируемого напряжения.

Автор надеется, что предложенная динамическая модель ППТ может иметь место и отдает отчет в том, что в изложенном виде она слишком груба и требует детальной разработки.

Автор выражает благодарность за финансовую поддержку работы Российскому фонду фундаментальных исследований по гранту № 95-02-04411.

Список литературы

- [1] *Ottinger P.F., Goldstein S.A., Meger R.A.* // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56 (3). P. 774–784.
- [2] *Абдуллин Э.Н., Баженов Г.П., Ким А.А.* и др. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. Вып. 10. С. 1260–1264.
- [3] *Иваненков Г.В.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 5. С. 46–54.
- [4] *Гордеев А.В., Гречиха А.В., Гулин А.В.* и др. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. Вып. 6. С. 650–653.
- [5] *Сасоров П.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 56. Вып. 14. С. 614–617.
- [6] *Долгачев Г.И., Закатов Л.П., Калинин Ю.Г.* и др. // Физика плазмы. 1966. Т. 22. Вып. 11. С. 1017–1022.
- [7] *Weber B.V., Comisso R.J., Cooperstein G.* et al. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1987. PS-15. N 6. P. 635–648.
- [8] *Голованов Ю.П., Долгачев Г.И., Закатов Л.П.* и др. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. Вып. 7. С. 880–885.
- [9] *Быстрицкая В.М., Диденко А.Н., Волков С.Н.* и др. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. Вып. 10. С. 1178–1183.
- [10] *Абдуллин Э.Н., Ерохин Г.П., Киселев В.М.* и др. // Сб. тез. докл. VII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск, 1988. Ч. III. С. 49–51.
- [11] *Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З.* Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 320 с.
- [12] *Великович А.Л., Либерман М.А.* Физика ударных волн в газах и плазме. М.: Наука, 1987. 296 с.
- [13] *Hinshilwood D.D., Boller J.R., Comisso R.J.* et al. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1987. Vol. PS-15. N 5. P. 564–570.
- [14] *Абдуллин Э.Н., Баженов Г.П., Быстрицкий В.М.* и др. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. Вып. 9. С. 1027–1034.
- [15] *Кокшениев В.А.* // Тез. докл. на VII Всесоюз. симпозиуме по сильноточной электронике. Томск, 1988. Ч. III. 1988. С. 16–18.
- [16] *Кадолицев Б.Б.* // Нелинейные волны. М.: Наука, 1979. С. 131–150.
- [17] *Александров А.Ф., Рухадзе А.А.* Физика сильноточных электроразрядных источников света. М.: Атомиздат, 1976. 184 с.
- [18] *Месяц Г.А., Диденко А.Н., Абдуллин Э.Н.* и др. // ДАН СССР. 1986. Т. 289. № 1. С. 84–87.
- [19] *Арцимович Л.А.* Управляемые термоядерные реакции. М.: ГНФМЛ, 1961. 468 с.
- [20] *Голованов Ю.П., Долгачев Г.И., Закатов Л.П.* и др. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. Вып. 7. С. 799–803.
- [21] *Ковальчук Б.М., Кокшениев В.А., Фурсов Ф.И.* // Тез. докл. на VI Всесоюз. симпозиуме по сильноточной электронике. Томск, 1986. Ч. II. С. 139–141.
- [22] *Мозговой А.Г.* // Тез. докл. на VI Всесоюз. симпозиуме по сильноточной электронике. Томск, 1988. Ч. III. С. 7–9.
- [23] *Месяц Г.А., Абдуллин Э.Н., Быстриков А.Н.* и др. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. Вып. 1. С. 109–110.
- [24] *Дьяченко В.Ф., Имшенник В.С.* Вопросы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1974. № 8. С. 164–246.
- [25] *Зубков П.И.* // ПМТФ. 1993. № 4. С. 24–41.
- [26] *Зубков П.И., Ищенко С.М., Тен К.А.* // Тез. докл. на VII Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственными экспериментам. Саров, 1996. С. 41–42.
- [27] *Зубков П.И., Лукьянчиков Л.А., Тен К.А.* // ПМТФ. 1990. № 2. С. 182–187.
- [28] *Bluhm H., Bohnel K., Hoppe P.* et al. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1987. Vol. Ps-15. N 6. P. 654–666.