

УДК 537.523

А.Н. Власов

МОЩНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ИНДУКЦИОННЫЙ РАЗРЯД С ПЛОТНОЙ ПЛАЗМОЙ ВНУТРИ ИНДУКТИВНОГО НАКОПИТЕЛЯ ЭНЕРГИИ

Предпринята попытка объяснения аномально высокого времени жизни плазмоидов, получаемых при электрическом взрыве свёрнутых в тор проволочных спиралей. На основе анализа схмотехники и физических процессов ввода электромагнитной энергии в мощный импульсный индукционный разряд показано, что введение электромагнитной энергии в плотную плазму наиболее эффективно обеспечивается при относительно пологом переднем и остром заднем фронтах импульса тока индуктора в индуктивном накопителе энергии тороидальной формы. Рассчитаны параметры импульсной магнитной системы, при которых внутри вращательно циркулирующей плотной плазмы возможно формирование тороидального токового слоя, проведена оценка его времени жизни, объясняющая относительно большое время жизни рассматриваемых плазмоидов.

Введение. Индукционные разряды (*H*-разряды) основаны на явлении электромагнитной индукции и широко используются в генераторах плотной низкотемпературной плазмы – ВЧ плазмотронах [1]. В этом случае через катушку, состоящую, как правило, из нескольких витков медной проволоки, пропускают ток высокой частоты (ВЧ) и под действием магнитного поля этого тока внутри катушки индуцируется вихревое электрическое поле. Это электрическое поле может зажигать и поддерживать разряд, причём токи замкнуты и протекают вдоль линий электрического поля. Главнейшим конструктивным моментом этих плазмотронов является тангенциальная подача газа. Это связано с тем, что при винтовом движении газ отжимает разряд от стенок, предохраняя их от действия высокой температуры.

Под мощным разрядом понимается такой газовый разряд, в котором создаваемое током I в разрядном канале радиусом r_m магнитное давление $p_m = \mu_0 I^2 / (8\pi^2 r_m^2)$ сравнимо с газодинамическим давлением плазмообразующей среды p_g , т.е. $p_m \geq p_g$. В этом случае в газовом разряде необходимо учитывать газодинамические процессы, связанные с существенными градиентами плотности плазмы.

Мощные импульсные индукционные разряды используются в технике управляемых термоядерных реакций – это так называемые z -пинчи и θ -пинчи [2, 3]. Однако при этом плазма имеет

относительно низкую плотность, поскольку предполагается существенное сжатие плазменного шнура. При плотной плазме подобные разряды не использовались из-за больших технологических проблем.

Для питания импульсных разрядов часто используются генераторы высоковольтных импульсов с индуктивными накопителями энергии, в которых в качестве размыкателей тока применяют тиратроны [4]. В большинстве случаев нагрузкой таких генераторов служат внешние потребители энергии, но принципиально возможно поглощение энергии и внутри индуктивного накопителя. Вопрос об импульсном индукционном разряде с плотной плазмой внутри индуктивного накопителя энергии возник в связи с необходимостью объяснения аномально большого времени жизни плазмоидов, получаемых при электрическом взрыве свёрнутых в тор проволочных спиралей [5]. В этом случае проволочную спираль можно рассматривать как индуктивный накопитель энергии, внутри которого вполне возможен импульсный индукционный разряд [6].

Цель работы: анализ физических процессов при электрическом взрыве свёрнутых в тор проволочных спиралей и попытка объяснения аномально высокого времени жизни получаемых плазмоидов.

Основные результаты экспериментов. На рисунке 1 приведена фотография текстолитовой пластины с установленной на ней свёрнутой в тор проволочной спиралью. Большой диаметр

тора составлял 15 мм, малый диаметр тора – диаметр спирали – 4 мм. В качестве материала использовалась медная проволока диаметром 0,5 мм, число витков спирали составляло 60. В центре пластины устанавливался формирователь вихревого газового кольца в виде полусферы из изолирующего материала, рисунок 1,а.

После подачи на спираль импульса тока с амплитудой порядка 1 кА происходил электровзрыв примерно через 1 мс, и образовывался долгоживущий плазмод [7], рисунок 1,б.

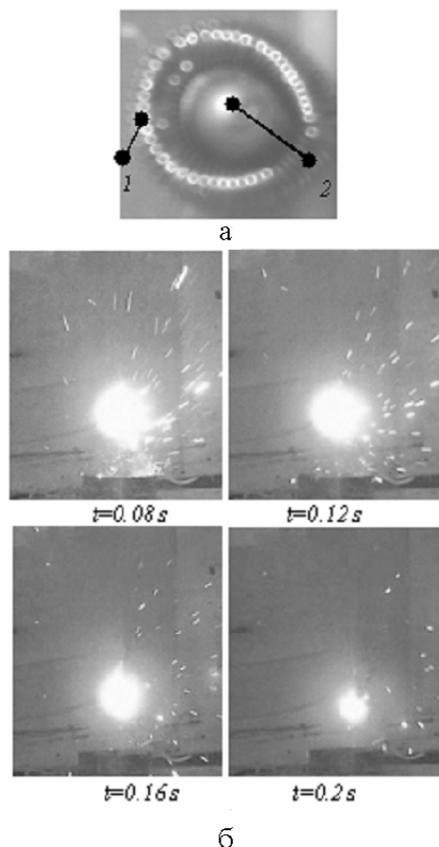


Рисунок 1 – Формирование плазмоида:
а – пластина со свернутой в тор проволоочной спиралью 1 и формирователем кольцевого вихря 2;
б – серия кадров с возникающим при электровзрыве плазмодом

Контрольные эксперименты, при которых взрывались линейные спирали с такой же массой, а также проволоочки других конфигураций, не приводили к появлению долгоживущих плазмодов.

Из сказанного следует, что тороидальная форма и режимы электровзрыва имеют существенное значение для формирования долгоживущих плазмодов.

Модель процесса ввода энергии в плазму. Как уже упоминалось выше, проволоочную спираль (рисунок 1,а) можно рассматривать как ин-

дуктивный накопитель энергии, а электрический взрыв можно рассматривать как процесс преобразования накопленной электромагнитной энергии внутри индуктивного накопителя в энергию плазмоида (рисунок 1,б).

Если бы плазмод образовывался при быстром нарастании магнитного поля, то формировалась бы токовая оболочка, которая сжималась бы благодаря взаимодействию быстро нарастающего продольного поля H_z с создаваемым им азимутальным током J_θ , т.е. происходил бы известный импульсный индукционный разряд θ -пинч [2, с. 192].

При взрыве спирали происходит резкий спад тороидального магнитного поля внутри плазмы. В этом случае взаимодействие быстро спадающего продольного поля H_z с создаваемым им азимутальным током J_θ приводит к выкачиванию плазмы из зоны поля. Таким образом, имеет место обратная ситуация по отношению к «классическому» θ -пинчу [2, с. 192], что позволяет такой разряд называть «обращённый θ -пинч» [8], или в английском варианте – «rotating θ -pinch», сокращенно – « $R\theta$ -pinch», или « $R\theta$ -пинч». Формируемая при этом токовая оболочка представляет собой кольцо с током, поддерживаемое в равновесии давлением наружного газа, а как показано в [9], такая магнитогидродинамическая конфигурация может быть устойчивой. Другой конфигурацией такого же типа является тороидальный токовый слой внутри вихревого газового кольца [10]. Здесь стабильность конфигурации обеспечивается потоком плазмы внутри вихревого газового кольца. Именно эта конфигурация представляет интерес с точки зрения электрического взрыва свернутой в тор проволоочной спирали.

На рисунке 2 схематично показано взаимное расположение свернутой в тор проволоочной спирали и формируемой тороидальной токовой оболочки. С точки зрения схемотехники спираль может рассматриваться как первичная обмотка трансформатора (индуктор), а образуемая тороидальная токовая оболочка – как вторичная обмотка трансформатора (индуцируемый элемент). При этом включение цепи происходит внешним ключом, не показанным на схеме, а отключение происходит автоматически при взрыве спирали, что условно на схеме представлено в виде замыкания и размыкания ключа \mathcal{S} .

Процесс передачи энергии в плазму удобно анализировать с точки зрения работы эквивалентных импульсных схем силовой электроники [11, 12]. Преобразователь энергии содержит ука-

занный выше трансформатор, в первичной цепи которого установлен ключ S , подключающий и отключающий источник энергии, а во вторичной цепи установлен потребитель энергии Z (плазма)

Работа схемы (рисунок 2,б) состоит в том, что во время замыкания силового ключа S (PHASE 1) ток первичной обмотки I трансформатора T индуцирует во вторичной обмотке напряжение U_f , создающее ток i_f , который передаётся потребителю Z . Одновременно при этом в трансформаторе накапливается энергия в форме магнитного поля, поскольку ток первичной обмотки трансформатора I линейно нарастает [11]. При размыкании ключа S (PHASE 2) самоиндукция «переворачивает» полярность напряжения на трансформаторе T , во вторичной обмотке индуцируется напряжение U_b и в нагрузку Z поступает ток i_b (передаётся запасённая энергия магнитного поля).

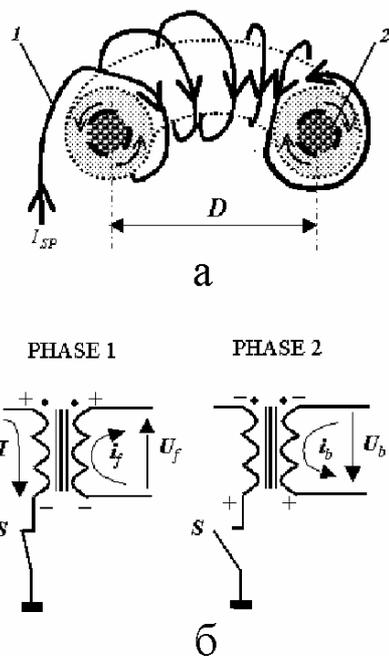


Рисунок 2 – Передача энергии в плазму при электровзрыве проволочной спирали:
а – взаимное расположение спирали 1 и формирующейся тороидальной токовой оболочки 2;
б – фазы передачи энергии в эквивалентной импульсной схеме с трансформатором, в котором первичной обмоткой является спираль 1, а во вторичной – формируемая токовая оболочка 2

Для анализа физических процессов поглощения энергии плазмой в рассматриваемом случае можно применить модель тороидальной токопроводящей оболочки – аналога модели металлического цилиндра [1, с. 456]. Физическим

основанием такой модели является то, что проводимость плазмы имеет крутую зависимость от температуры, в результате чего плазма резко теряет проводящие свойства за пределами области, где её температура начинает заметно снижаться.

Для грубых оценок можно принять $R_0 \gg r_0$, где R_0 и r_0 – соответственно большой и малый радиусы тороидальной токовой оболочки. Это позволяет свести задачу передачи энергии в плазму при электрическом взрыве свёрнутой в тор проволочной спирали к рассмотрению идеализированного одномерного процесса.

Захват магнитного поля плазмой. Эквивалентная электрическая схема контура захвата магнитного поля плазмой и эпюры соответствующих токов представлены на рисунке 3. Здесь в первом приближении учитывается лишь индуктивность намагничивания L_0 , индуктивности рассеяния не учитываются.

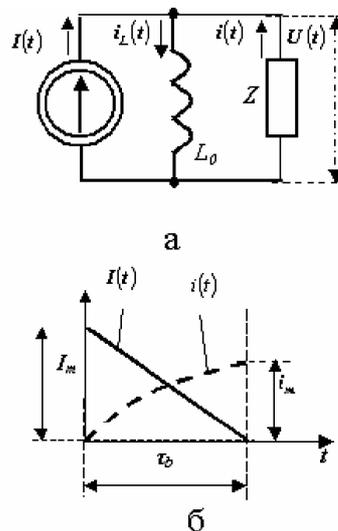


Рисунок 3 – Эквивалентная схема контура, определяющего захват тороидального магнитного поля (а), эпюры тока индуктора $I(t)$ и захватываемого тока $i(t)$ за период τ_b (б)

Поскольку на заднем фронте импульса тока индуктора плазма пытается удержать внутри себя проникшее магнитное поле, то можно говорить о коэффициенте захвата магнитного поля:

$$\xi = i_m / I_m, \quad (1)$$

где i_m - амплитуда импульса тока в оболочке; I_m - амплитуда импульса тока индуктора.

Электрическое поле в плоскости малого радиуса внутри тороидальной оболочки в рамках одномерного процесса можно найти из уравнения Максвелла

$$\oint_{(L)} E dl = - \int_{(S)} \frac{\partial B}{\partial t} dS, \quad (2)$$

где E – напряженность электрического поля в области вектора dl контура интегрирования $L = 2\pi r$ в плоскости малого радиуса тора с площадью $S = \pi r^2$, $B = \mu\mu_0 H$ – вектор индукции магнитного поля, перпендикулярный к поверхности S , H – напряженность магнитного поля.

Поскольку среда – это плазма или плазмообразующий газ, принимаем $\mu = 1$. Тогда выразив индукцию в виде $B = \mu_0 i_L / (2\pi R_0)$ и подставив в (2), получим после интегрирования величину наведенного электрического поля по линии окружности с произвольным радиусом r :

$$E(r) = - \frac{\mu_0 r}{4\pi R_0} (di_L / dt), \quad (3)$$

где (di_L / dt) – скорость изменения тока в области токовой оболочки.

Напряжение в контуре формирования плазменного шнура с радиусом r_0 согласно (3) и эквивалентной схеме (рисунке 3,а) составит

$$U(t) = -2\pi r_0 \cdot E(r_0) = -L_0 \cdot \frac{di_L}{dt}, \quad (4)$$

где L_0 – индуктивность тороидальной оболочки:

$$L_0 = \frac{\mu_0 r_0^2}{2R_0}. \quad (5)$$

Далее допустим, что ток индуктора на интервале времени заднего фронта импульса $0 \leq t \leq \tau_b$ спадает линейно от максимального значения до остаточного тока i_m :

$$dI/dt = -I_m / \tau_b, \quad (6)$$

где τ_b – время спада (длительность заднего фронта).

Тогда в соответствии с эквивалентной схемой (рисунок 3,а) система уравнений для токов и напряжений принимает вид:

$$\left. \begin{aligned} I(t) - i_L(t) + i(t) &= 0; \\ I(t) &= I_m \left(1 - \frac{t}{\tau_b} \right); \\ U(t) &= -L_0 \frac{di_L}{dt}; \\ U(t) &= Zi(t). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Система (7) при начальных условиях $i_L(0) = I_m$, $i(0) = 0$ и допущении $Z = \langle Z \rangle = const$ имеет решение на интервале $0 \leq t \leq \tau_b$:

$$i(t) = I_m \cdot \frac{1 - \exp(-t/\tau_0)}{\tau_b/\tau_0}, \quad (8)$$

где τ_0 – постоянная времени тороидальной оболочки:

$$\tau_0 = L_0 / \langle Z \rangle. \quad (9)$$

Здесь $\langle Z \rangle$ – усредненное значение сопротивления нагрузки.

Если в (8) положить $t = \tau_b$, то с учётом (1) можно получить коэффициент захвата магнитного поля индуктора после окончания действия заднего фронта импульса индуктора:

$$\xi = \frac{1 - \exp(-\tau_b/\tau_0)}{\tau_b/\tau_0}. \quad (10)$$

Здесь следует заметить, что допущение $Z = \langle Z \rangle = const$ является вполне оправданным, поскольку потери, отображаемые в виде $\langle Z \rangle$, связаны в основном с энергией, затрачиваемой на ускорение электронов. Теоретическая оценка на основе положений теории тороидального токового слоя [10] даёт для коэффициента захвата оценку

$$\xi \approx 0,3, \quad (11)$$

которую можно использовать для предварительных расчётов. Эта величина должна уточняться в ходе экспериментов.

Процесс накопления энергии (Фаза I). В этом случае плазмы ещё нет и $i_L(t) \equiv I(t)$.

При подаче на индуктор напряжения $U_f(t)$ (PHASE 1) происходит нарастание тока индуктора I по линейному закону в соответствии с формулой

$$L_i \frac{dI}{dt} = -U_f(t). \quad (12)$$

Здесь L_i – индуктивность индуктора (омиически потерями в индукторе можно пренебречь для оценочных расчётов).

Индуктивность индуктора L_i составляет величину по аналогии с (5)

$$L_i = \frac{\mu_0 r_i^2}{2R_0}, \quad (13)$$

где r_i – радиус витка индуктора, рисунок 3,а.

Интегрируя уравнение (12) с учётом (13) и опуская знак «минус», получаем

$$I_m = \frac{2R_0}{\mu_0 r_i^2} \int_0^{\tau_f} U_f(t) dt, \quad (14)$$

где τ_f – продолжительность переднего фронта.

Из (14) в приближении $U_f(t) \approx U_f = const$ получаем соотношение для продолжительности переднего фронта импульса тока индуктора

$$\tau_f \approx \mu_0 r_i^2 I_m / (2R_0 U_f). \quad (15)$$

Величина импульса тока индуктора I_m должна быть такой, чтобы магнитное давление p_m , создаваемое магнитным полем захваченного тока i_m , было бы примерно равно давлению плазмообразующего газа p_g :

$$p_g \cong p_m = \mu_0 H_0^2 / 2, \quad (16)$$

$$H_0 \cong i_m / (2\pi R_0). \quad (17)$$

Из (16) и (17) с учётом (1) следует:

$$I_m = i_m / \xi = (2\pi R_0 / \xi) \sqrt{2p_g / \mu_0}. \quad (18)$$

Это соотношение задаёт амплитуду импульса тока индуктора.

Для проведенных экспериментов ($R_0 = 0,0075$ м, $p_g \approx 1 \cdot 10^5$ Па) расчётное значение амплитуды составляет $I_m \approx 6,3 \cdot 10^4$ А, что даёт оценку тока в плазмоиде $i_m \approx 2 \cdot 10^4$ А.

Процесс передачи энергии (Фаза 2). После достижения током индуктора заданного значения I_m (18) производится разрыв первичного контура (PHASE 2). В нашем случае – это разрыв проволоочной спирали вследствие её плавления. В результате образуется плазменная тороидальная оболочка, в которой индуцируется ток, величина которого определяется током спирали в момент её разрыва и коэффициентом захвата, определяемым по формулам (10) или (11).

В момент разрыва спирали и короткое время после этого процесс протекания тока в первом приближении можно считать стационарным. Тогда время жизни тороидальной токовой оболочки с учётом проводимости плазмы, определяемой столкновениями электронов с ионами и атомами, можно при атмосферном давлении оценить в соответствии с рекомендациями работы [9] по формуле (в системе СИ):

$$t_\sigma = \left(\frac{v_e}{c} \right)^3 \cdot \frac{r_0^2}{\sigma_i}, \quad (19)$$

где v_e – скорость электронов, c – скорость света, $\sigma_i \approx 1 \cdot 10^{-5}$, м²/с – постоянная, связанная с сечением и частотой столкновений электронов с ионами и атомами.

Для токов разряда порядка десятков килоампер, характерных для рассматриваемого случая, можно принять в соответствии с рекомендациями работы [9] $v_e/c \approx 1 \cdot 10^{-2}$, и тогда форму-

лу (19) можно преобразовать к удобному для дальнейших оценок виду:

$$t_\sigma \approx K_\sigma \cdot r_0^2, \quad (20)$$

где $K_\sigma \approx 1 \cdot 10^{-1}$, с/м² – постоянная, соответствующая атмосферному давлению плазмы и соотношению $v/c \approx 1 \cdot 10^{-2}$.

Формула (20) фактически задаёт длительность заднего фронта импульса магнитного поля. При экспериментах необходимо обеспечить условие:

$$\tau_b \cong K_\sigma r_0^2. \quad (21)$$

Оценка по формуле (21) для рассматриваемого случая ($r_0 = 0,002$ м) даёт значение $\tau_b \approx 0,4 \cdot 10^{-6}$ с, что выглядит вполне реалистично и сопоставимо со временем отсечки тока в тиратронах [4].

Условия для перехода электронов в режим непрерывного ускорения. Если бы режим был стационарным, то время жизни плазмоида составляло бы всего $t_\sigma \approx 0,4$ мкс. Однако в действительности сразу после возникновения тороидальной токовой оболочки начинают проявляться нестационарные процессы взаимодействия электропроводной среды с магнитным полем. В этих условиях может возникать и развиваться известное явление Т-слоя [13, 14]. В рассматриваемом случае тороидальная оболочка с захваченным током i_m начинает работать как магнитный насос, выкачивающий плазму из пространства, занятого магнитным полем, поскольку $p_m \geq p_g$. В результате создаются благоприятные условия для формирования тока ускоренных электронов, и этот ток резко увеличивает время жизни плазменной конфигурации (примерно в 10^6 раз, как будет показано далее).

Процесс выкачивания плазмы из объёма тороидальной оболочки описывается системой уравнений одномерной нестационарной магнитной гидродинамики [14], при этом в первом приближении для оценки времени выкачивания плазмы вполне достаточно воспользоваться лишь уравнением для эволюции плотности плазмы:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v), \quad (22)$$

где ρ – плотность, v – скорость, r – текущий радиус произвольного плазменного слоя соответственно.

Задачу интегрирования уравнения (22) можно существенно упростить, если ограничиться грубыми оценками, рассматривая усреднённые

параметры: $\rho = \bar{\rho}(t)$, $v = \bar{v}_i = const$, где $\bar{\rho}(t)$ и \bar{v}_i – усреднённые по объёму тороидальной токовой оболочки значения плотности и скорости ионов плазмы. Тогда с учётом начальных и граничных условий ($\bar{\rho}(t=0) = \rho_0$, $0 \leq r \leq r_0$) после интегрирования (22) получаем:

$$\bar{\rho}(t) \approx \rho_0 \exp[-t/(r_0/\bar{v}_i)] = \rho_0 \exp[-t/t_p], \quad (23)$$

где t_p – время выкачивания плазмы, \bar{v}_i – тепловая скорость ионов:

$$\bar{v}_i = \sqrt{3kT_i/m_i}, \quad (24)$$

где k – постоянная Больцмана; T_i – ионная температура; m_i – масса ионов.

На основе (23) и (24) для времени выкачивания плазмы t_p получаем формулу:

$$t_p \approx r_0 \sqrt{m_i/(3kT_i)}. \quad (25)$$

Если выкачивание плазмы происходит быстрее, чем затухает ток в тороидальной токовой оболочке, то в связи с резким падением концентрации ионов открывается возможность для перехода электронов в режим непрерывного ускорения [2, с. 88]. Первый критерий такой возможности состоит в выполнении условия $t_p < t_\sigma$, которое с учётом (20) и (25) можно привести к соотношению, задающему минимальную ионную температуру плазмы тороидальной токовой оболочки, при которой принципиально возможен переход электронов в режим непрерывного ускорения:

$$T_i > \frac{m_i}{3kK_\sigma^2 r_0^2}. \quad (26)$$

Подстановка в (26) $m_i \cong 14 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг, что соответствует массе покоя иона азота, и параметров, указанных выше, даёт $T_i > 1,4 \cdot 10^4$ К, что выглядит вполне реалистично с учётом разрядного тока величиной порядка 20 кА.

Во время спада тока индуктора согласно рассмотренной выше модели должны создаваться условия для вовлечения электронов в процесс непрерывного ускорения, что с учётом (1), (3) и (6) накладывает ограничения на верхнюю границу времени спада τ_b (второй критерий для режима непрерывного ускорения):

$$\frac{\mu_0 r_0}{4\pi R_0} \cdot \frac{I_m(1-\xi)}{\tau_b} \geq E_k. \quad (27)$$

Здесь E_k – критическое значение напряженности электрического поля, задаваемое формулой Дрейсера [2, с. 89]:

$$E_k = D n / T_e, \quad (28)$$

где n – концентрация плазмы (m^{-3}), T_e – электронная температура, $D = 1 \cdot 10^{-12} B \cdot m^2 \cdot K$ – постоянная.

Концентрация плазмы в соответствии с результатами работы [10] определяется формулой:

$$n = \frac{I_m^2(1-\xi)^2 \mu_0}{4\pi^2 R_0^2 c \sqrt{3kT_i m_i}}. \quad (29)$$

Подставляя (28) в (27) с учётом (29), получаем:

$$\tau_b \leq \frac{\pi R_0 r_0 T_e c \sqrt{3kT_i m_i}}{D I_m (1-\xi)}, \quad (30)$$

Соотношение (30) задаёт условие для максимальной длительности заднего фронта импульса тока индуктора, которая обеспечивает переход электронов в режим непрерывного ускорения. Для грубой оценки величины τ_b примем $T_i \approx 1,4 \cdot 10^4$ К, а исходя из рекомендованной в работе [9] скорости электронов $v_e/c \approx 1 \cdot 10^{-2}$ электронная температура составит $T_e \sim m_e v_e^2/k \approx 6 \cdot 10^5$, К. Тогда при $I_m(1-\xi) \approx 2 \cdot 10^4$ (А) согласно (30) должно быть выполненным $\tau_b \leq 49 \cdot 10^{-6}$ (с), что выглядит вполне выполнимым на практике.

Энергия электронов. При выполнении условия (30) электроны вовлекаются в процесс непрерывного ускорения, и за время τ_b ускоренный электрон получает импульс

$$P_e = e E_m \tau_b, \quad (31)$$

приобретая кинетическую энергию

$W_e = \sqrt{(P_e c)^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2$, где e , m_e – заряд и масса электрона соответственно, c – скорость света. Тогда с учётом (3), (6) и (27) приобретаемая ускоренными электронами энергия может быть оценена формулой

$$W_e = \sqrt{\mu_0 e^2 c^2 r_0^2 p_g (1-\xi)^2 / (2\xi^2) + m_e^2 c^4} - m_e c^2. \quad (32)$$

Учитывая высокий уровень кинетической энергии, приобретаемой электронами в процессах непрерывного ускорения, в соотношении (32) можно пренебречь слагаемыми $m_e c^2$, и если для удобства использовать Лоренц-фактор γ , то с учётом (32) при $W_e \gg m_e c^2$ можно записать:

$$\gamma - 1 = \frac{W_e}{m_e c^2} \approx \frac{e r_0 (1-\xi) \sqrt{\mu_0 p_g / 2}}{m_e c \xi}. \quad (33)$$

При этом за счет эффекта взаимного притяжения параллельных токов тороидальная оболочка с захваченным током i_m уменьшает свою толщину и превращается в тороидальный токовый слой (ТТ-слой), отличающийся от токовой оболочки (рисунок 2,а) тем, что внутри оболочки пространство занято тороидальным магнитным полем в вакууме [10].

Оценка времени жизни ТТ-слоя. Благодаря резкому снижению сечения кулоновских столкновений электронов с ионами при релятивистских скоростях [15] и выкачиванию плазмы из объёма, занятого захваченным тороидальным магнитным полем, электроны приобретают скорости, близкие к скорости света. Такая система допускает макроскопическое описание уравнениями двухжидкостной гидродинамики [16]. Поэтому электронная составляющая плазмы в ТТ-слое может рассматриваться как независимая жидкость, взаимодействующая с ионами лишь через создаваемое зарядами электрическое поле.

Эволюция во времени размеров ТТ-слоя может рассматриваться в рамках изобарического процесса термодинамики, и в принятом одномерном приближении должна соблюдаться закономерность

$$r_m^2/W_m = const. \quad (34)$$

Здесь W_m – внутренняя энергия, запасенная магнитным полем (соответствует термодинамической температуре), r_m – радиус магнитного поля (определяет объём конфигурации). Если положить в первом приближении, что скорость потерь энергии постоянна, то радиус токового слоя, исходя из соотношения (35), будет уменьшаться в соответствии с формулой:

$$r_m(t) = r_0 \sqrt{1 - \lambda t}, \quad (35)$$

где $\lambda = (\partial W_m / \partial t) / W_{m(t=0)}$ – относительная скорость потерь энергии магнитного поля.

Скорость энергетических потерь в (35) оценим по формуле

$$\lambda = \sum_k \lambda_k = \sum_k (1/\tau_k), \quad (36)$$

где $\lambda_k = (dW_k/dt)/W_{\Sigma}$ – скорость потерь энергии электронов, обусловленная k -м фактором, τ_k – время жизни ТТ-слоя, ограниченное k -м фактором.

Источником поддержания движения релятивистских электронов после окончания действия импульса накачки является энергия захваченного тороидального магнитного поля W_m . Очевидно, что основными факторами, ограничивающими время жизни токового слоя, для рассматри-

ваемого случая являются столкновения электронов с ионами и синхротронное излучение. Потери, связанные с пучково-плазменными неустойчивостями, обусловленные отрицательностью диэлектрической проницаемости плазмы [17], не будем принимать во внимание, поскольку они могут иметь место лишь в очень короткий период коррекции размеров ТТ-слоя.

Если учитывать в первом приближении факторы столкновений τ_{90} и синхротронного излучения τ_{sy} , то в соответствии с работой [10] они с учётом (29) могут быть заданы соотношениями:

$$\tau_{90} = \tau_{090} (\gamma - 1)^2, \quad (37)$$

$$\tau_{sy} = \tau_{0sy} (\gamma - 1)^4, \quad (38)$$

где τ_{090} и τ_{0sy} в соответствии с данными работы [10] равны:

$$\tau_{090} = \frac{1}{\sigma_{90}} \cdot \frac{\sqrt{3kT_i m_i}}{2p_g}, \quad (39)$$

$$\tau_{0sy} = \frac{3\pi r_0^3 \epsilon_0}{e} \sqrt{\frac{p_g \mu_0}{2}}. \quad (40)$$

Здесь ϵ_0 – электрическая постоянная, σ_{90} – сечение многократного кулоновского рассеяния [15]. Согласно формулам (39, 40) для дейтерия $\sigma_{90} = 2.6 \cdot 10^{-28}$, м², $\tau_{090} \approx 0,2$, с, $\tau_{0sy} \approx 1000$, с.

Подставляя (37) и (38) в (36), получаем оценку для времени жизни токового слоя:

$$\tau = 1/\lambda = \left[\tau_{090}^{-1} (\gamma - 1)^{-2} + \tau_{0sy}^{-1} (\gamma - 1)^4 \right]^{-1}. \quad (41)$$

В рассматриваемом случае обычно $\gamma < 5$ и, как следует из (39) и (40), $\tau_{0sy}^{-1} \ll \tau_{090}^{-1}$. В этом случае вторым слагаемым в квадратных скобках (41) можно пренебречь. Тогда время жизни токового слоя с учётом (41) и (33) можно оценить по формуле:

$$\tau \approx \tau_{090} (\gamma - 1)^2 = C_{\tau} \cdot r_0^2, \quad (42)$$

где

$$C_{\tau} = \frac{\mu_0 (e/m_e)^2 (1 - \xi)^2 \sqrt{3kT_i m_i}}{4c^2 \xi^2 \sigma_{090}}. \quad (43)$$

Для рассматриваемого случая при $T_i \cong 1,4 \cdot 10^4$ К, $m_i \cong 14 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг, $\xi \approx 0,3$, $\sigma_{90} = 2.6 \cdot 10^{-28}$, м² и табличных значений параметров в (43) имеем $C_{\tau} \approx 2,6 \cdot 10^5$, м⁻².

Подстановка в формулу (42) вычисленного значения C_{τ} даёт при $r_0 = 0,002$ (м) результат

$$\tau \approx C_{\tau} \cdot r_0^2 = 2,6 \cdot 10^5 \cdot (0,002)^2 \approx 1 \text{ с},$$

который вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Максимальное время жизни плазмоида, полученное в одном из экспериментов, достигало одной секунды, хотя типичное время жизни составляло около 0,3 с.

Для оценки амплитуды тока в спирали перед её взрывом можно пользоваться формулой (18), в которой необходимо сделать поправку на число витков спирали N ,

$$I_m = H_L \cdot \frac{R_0}{N}. \quad (44)$$

где

$$H_L = \frac{2\pi}{\xi} \cdot \sqrt{\frac{2p_g}{\mu_0}} \approx 8,4 \cdot 10^6, \text{ А/м}, \quad (45)$$

– коэффициент взаимосвязи тока индуктора с радиусом плазмоида.

При $N = 60$ и $R_0 = 7,5 \cdot 10^{-3}$ (м) вычисления по формуле (44) с учётом (45) приводят к результату

$$I_m = 8,4 \cdot 10^6 \cdot \frac{7,5 \cdot 10^{-3}}{60} \approx 1050, \text{ А},$$

который хорошо согласуется с экспериментальными данными. Именно такую величину составляла амплитуда импульса тока спиралей при электровзрывах, когда наблюдались плазмоиды с наибольшим временем жизни.

Заключение. Таким образом, объяснение аномально большого времени жизни плазмоида, получаемого при электрическом взрыве свёрнутых в тор проволочных спиралей, возможно при использовании модели мощного импульсного индукционного разряда с плотной плазмой внутри индуктивного накопителя энергии тороидальной формы. При этом установлена квадратичная зависимость времени жизни плазмоида от малого радиуса тора и определена линейная зависимость необходимой величины импульса тока индуктора от большого радиуса тора.

Несмотря на использование упрощенных моделей, полученные соотношения вполне удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Это даёт чёткие ориентиры при проведении дальнейших экспериментов.

Библиографический список

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
2. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: ГИФМЛ, 1963. 496 с.

3. Fusion Energy Research. <http://www-afrd.lbl.gov/fusion.html>

4. Верецагин Н.М., Фокин Р.В. Тиратрон ТГИ1-270/12 как размыкатель тока для индуктивного накопителя энергии // Вестник РГРТА. Вып.13. – Рязань. – 2003 – С.69-71.

5. Vlasov A. (Alec) and Vlasov A. (Alexey). Getting a Fireball by Means of Electric Explosion of Wire Spiral Twisted into a Ring // Proceeding 9th International Symposium on Ball Lightning (ISBL-06). 16-18 August 2006. Eindhoven University of Technology. Eindhoven, the Netherlands. P. 234-242.

6. Власов А.Н., Власов Д.А., Киселёв Ю.В. Особенности индукционного разряда при однополярном импульсном питании // Известия Академии Наук. Серия физическая. 2003. Том 67. № 9. С. 1241-1243.

7. Власов А.Н., Колесников С.А., Маношкин А.Б. Об особенностях электрического взрыва проволочной спирали, свёрнутой в тор // XXII международная конференция «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество»: Тез. докл. – Эльбрус – 2007 – С. 192-193.

8. Власов А.Н. О возможности создания и стабилизации обращенного θ -пинча // Сборник рефератов НИОКР, обзоров, переводов и депонированных рукописей. Сер. «ЭЛ». № 3. М.: ЦНИИ «Электроника». 1986. № 10296.

9. Шафранов В.Д. О равновесных магнитогидродинамических конфигурациях // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 710-722.

10. Власов А.Н. О возможности формирования тороидального токового слоя при искровом разряде // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. С. 468-475.

11. Бас А.А., Миловзоров В.П., Мусолин А.К. Источники вторичного электропитания с бестрансформаторным входом. М.: Радио и связь, 1987. – 160 с.

12. Семёнов Ю.Б. Силовая электроника для любителей и профессионалов. М.: СОЛОН-Р, 2001. 327 с.

13. Керкис А.Ю., Соколов В.С., Трынкина Н.А. и др. Экспериментальное исследование эффекта токового слоя // ДАН СССР. 1973. Т. 211. № 1. С. 69-72.

14. Тихонов А.Н., Самарский А.А., Заключинский Л.А. и др. Нелинейный эффект образования самоподдерживающегося высокотемпературного электропроводного слоя газа в нестационарных процессах магнитной гидродинамики // ДАН СССР. 1967. Т. 173. № 4. С. 808-811.

15. Кролл Н., Трайвелтис А. Основы физики плазмы. М.: Мир, 1975. 527 с.

16. Мейерович Б.Э. К теории устойчивости беннетовского пинча // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 1646-1655.

17. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. // Под ред. А.А. Рухадзе. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. 544 с.