

Физические процессы в заключительной фазе плазменного фокуса

© Ю.Н. Жуков, А.И. Марколия, А.Ф. Попов, А.Ф. Чачаков

Сухумский физико-технический институт АН Республики Абхазия,
384914 Сухуми, Республика Абхазия

(Поступило в Редакцию 2 марта 2000 г. В окончательной редакции 31 января 2001 г.)

Предложено описание заключительной фазы плазменного фокуса в рамках классических представлений физики плазмы. Показано, что учет кумулятивного нагрева плазмы и возможности возникновения отраженной от оси ударной волны позволяют качественно объяснить наблюдаемые экспериментально явления, такие как срыв тока, индуктирование сильного электрического поля и другие сопутствующие явления. При наличии в шнуре слабого продольного магнитного поля может происходить усиление его до величины напряженности азимутального магнитного поля.

Введение

Современное состояние эксперимента и теории по исследованию мощных импульсных разрядов достаточно подробно изложено в обзорах [1–3], в которых приведена также обширная литература. Достигнут высокий уровень понимания физики ряда процессов. Однако по некоторым явлениям, наблюдаемым после момента кумуляции плазмы на оси системы, таким как резкое уменьшение проводимости плазмы и генерация различных излучений, все еще нет полной ясности. Существуют различные точки зрения на физику процессов в этой фазе. Наиболее развитыми являются модели термоядерного механизма генерации нейтронов в дейтериевой плазме с учетом осевого растекания частиц из горячей области [2] и генерации жестких излучений в результате ускорения частиц в индуцированном электрическом поле [3]. В работе [3] рассчитаны спектры дейтонов и выход нейтронов, хорошо согласующиеся с экспериментом. Однако в этой работе не учитываются кумулятивный нагрев плазмы и возможность возникновения отраженной от оси ударной волны. В предлагаемой работе показано, что учет этих факторов позволяет, по крайней мере качественно, объяснить экспериментально наблюдаемые явления, такие как срыв тока (без привлечения микронеустойчивостей), генерация электрического поля и другие сопутствующие явления. Более того, в рамках предложенной модели возможно описание усиления слабого продольного поля до величины порядка напряженности азимутального магнитного поля пинча.

Физика процессов в пинче после момента кумуляции ударной волны на оси системы

Известно [1,4], что пинчевый разряд в экспериментальной установке начинается с пробоя газа вблизи изолятора, здесь формируется токовая оболочка. Под действием электродинамической силы плазменная токовая оболочка ускоряется в направлении оси системы, увлекая в движение нейтральный газ. При приближении

сходящейся ударной волны к оси системы начинается процесс кумуляции [5]. Температура и давление на фронте волны возрастают, в то время как плотность не изменяется и равна величине плотности на фронте сильной ударной волны. После схлопывания возникает отраженная от оси ударная волна, которая распространяется навстречу нестационарному потоку плазмы.

В описанной выше картине плазменный шнур считался однородным вдоль оси. Однако наиболее высокие параметры плазмы получены в областях развития на шнуре перетяжек, когда выброс плазмы в продольном направлении существен. Особенно характерно это для плазменных фокусов, в которых токовая оболочка принимает форму воронки, обращенной горловиной к выходу. Тем не менее и в этих случаях в областях, где угол между касательной к токовой оболочке и осью меньше критического [6] ($\alpha_c = \arcsin 1/\gamma$, где γ — показатель адиабаты), процесс кумуляции будет близок к рассмотренному выше.

На стадии сжатия плазменной оболочки температура плазмы из-за больших потерь на ионизацию и излучение не высока, порядка десятка электрон-вольт [4]. Поэтому фактор замагниченности электронов $\omega_{ce}\tau_e \leq 1$, где $\omega_{ce} = eH/m_e c$ — электронная циклотронная частота, τ_e — время рассеяния электронов, и связь между током и электрическим полем определяется простым законом Ома. В результате кумуляции температура плазмы существенно возрастает и в мощных разрядах достигает нескольких килоэлектрон-вольт. При этом фактор замагниченности становится значительно больше единицы. Условия протекания тока существенно изменяются. Как известно, закон Ома в простой форме к высокотемпературной плазме применим только при выполнении условия равновесия [7]

$$\text{grad } P = 1/c [\mathbf{JH}], \quad (1)$$

где P — давление плазмы.

Из уравнения (1) следует, что плотность тока, текущего поперек магнитного поля, равна

$$\mathbf{J} = c[\mathbf{H} \text{grad } P]/H^2 \quad (2)$$

и она полностью определяется градиентом давления плазмы. Характерной особенностью отраженной ударной волны, возникающей на заключительной стадии фокуса [5], является то, что давление плазмы в ней изменяется в несколько раз вблизи ее фронта и остается почти постоянным в остальной области. Поэтому за фронтом отраженной ударной волны плотность тока, обусловленного градиентом давления, мала и не может дать существенного вклада в полный ток разряда. Обычно считается, что в результате небольшого разделения зарядов в рамках квазинейтральности в плазме возникает холловское электрическое поле [7]

$$E_h = 1/eN_e c [\mathbf{JH}] = \omega_{ce} \tau_e / \sigma_{\perp 0} H [\mathbf{JH}],$$

$$|E_h| = \omega_{ce} \tau_e E_0, \quad (3)$$

где $E_0 = J_0 / \sigma_{\perp 0}$ и $\sigma_{\perp 0} = 10^7 T_e^{3/2}$ — проводимость поперек магнитного поля в невозмущенной плазме, которое уравнивает действующую на электроны электродинамическую силу и восстанавливает ток в плазме поперек магнитного поля; при этом предполагается, что ионы находятся в равновесии с холловским полем, что заранее не очевидно для высокотемпературной плазмы.

Таким образом, можно ожидать, что распространение отраженной ударной волны сопровождается волной исчезновения токов проводимости и генерацией токов смещения. Однако вследствие большого тока разряда напряженность индуцируемого электрического поля велика и важную роль в процессе токопереноса начинают играть ионы и холловское электрическое поле. Действительно, электроны при $\omega_{ce} \tau_e \gg 1$ под действием скрещенных электрического и магнитного полей дрейфуют в радиальном направлении и лишь редкие столкновения приводят к их смещению вдоль вектора E , давая незначительный вклад в продольную плотность тока. За время $t < T_{ci} = 2\pi/\omega_{ci}$, где $\omega_{ci} = eH/m_i c$ — ионная циклотронная частота, ионы не успевают выйти в дрейф и электроны в этот промежуток времени дрейфуют относительно ионов, создавая радиальный электрический ток $J_r = eN_e (cE_z/H_\varphi - U_{ir})$, где U_{ir} — радиальная скорость ионов. Этот ток приводит к разделению зарядов, избыток которого определяется выражением

$$\rho = - \int \operatorname{div} J_r dt. \quad (4)$$

Подставляя это выражение в уравнение $\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho$, для радиального электрического поля имеем

$$E_r = 4\pi e N_e \Delta r, \quad (5)$$

где

$$\Delta r = \int (cE_z/H_\varphi - U_{ir}) dt.$$

В принципе это поле может восстановить ток в плазме поперек магнитного поля. Очевидно, что в этом случае напряженность электрического поля должна быть равна холловской.

Для выяснения дальнейшего пути развития процесса воспользуемся уравнением движения ионов

$$N_e m_i d\mathbf{U}_i / dt = eN_e \mathbf{E} + eN_e / c [\mathbf{U}_i \mathbf{H}] - \operatorname{grad} P_i - m_e N_e / \tau_e (\mathbf{U}_i - \mathbf{U}_e). \quad (6)$$

Поскольку за фронтом отраженной ударной волны в достаточно мощном разряде плазма сильно нагрета и в этой области $\omega_{ce} \tau_e \gg 1$, то напряженность холловского электрического поля (3) велика. В то же время можно считать, что градиент давления и сила трения малы по сравнению с электрической силой, и ими можно пренебречь. В эксперименте выполняется также условие $\omega_{pi} \gg \omega_{ci}$, где $\omega_{pi} = (4\pi e^2 N_e / m_i)^{1/2}$ — ионная плазменная частота. Тогда, используя уравнение (5), для радиальной компоненты скорости ионов получим

$$dU_{ir} / dt = \omega_{pi}^2 \Delta r. \quad (7)$$

Согласно этому уравнению, ионы непрерывно ускоряются сильным электрическим полем. В результате этого движения первоначально степень разделения зарядов, напряженность радиального электрического поля, а следовательно, и продольный ток уменьшаются, что равносильно повышению сопротивления поперек магнитного поля. Поэтому вследствие самоиндукции в плазме вновь будет генерироваться продольная составляющая электрического поля, стремящаяся поддержать неизменной величину продольного тока. Однако, поскольку в этом случае радиальная скорость ионов растет со временем, должна также расти скорость дрейфа электронов, чтобы сохранить необходимую степень разделения зарядов. Последнее возможно только при убывании напряженности радиального электрического поля и росте E_z . Очевидно, что решение должно быть нестационарным и ионы будут давать существенный вклад в этот процесс.

Поскольку индуцируемое продольное электрическое поле значительно превосходит критическое поле Драйзера $E_d = 4\pi e^3 N_e \ln \lambda / T_e$, то практически все электроны плазмы в области слабого магнитного поля вблизи оси шнура должны уйти в режим убегания. Однако, вследствие того что ускорение происходит в плотной нейтральной плазме, максимальная величина тока пучка убегающих электронов определяется условием самоограничения тока собственным магнитным полем и она равна предельному току Альфвена [8]

$$I_a = m_e c^3 / e \cdot \beta \gamma = 17\beta \gamma, \text{ kA}, \quad (8)$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор, $\beta = v/c$.

Если приравнять классическое выражение для тока $I_k = \pi r^2 e N_e v$ предельному току Альфвена, получим для радиуса пучка следующее выражение:

$$r_a = 2c / \omega_{pe} \cdot \gamma^{1/2}, \quad (9)$$

где $\omega_{pe} = (4\pi e^2 N_e / m_e)^{1/2}$ — электронная плазменная частота.

Предельный ток пучка при энергии электронов в несколько сотен keV составляет несколько десятков килоампер и он значительно меньше тока пинча. Однако поперечный размер его чрезвычайно мал, поэтому напряженность собственного азимутального магнитного поля пучка $H_\varphi = 0.2I_a/r_a$ велика, она значительно больше напряженности магнитного поля пинча в этой области. Таким образом, происходит существенное перераспределение магнитного поля, что несомненно приводит к усложнению задачи.

В зависимости от распределения тока и магнитного поля в поперечном сечении плазменного шнура могут наблюдаться значительные отличия от представленной выше картины. В случае сильного скинирования, когда толщина скин-слоя $\delta \ll r$, прежде всего происходит увеличение глубины скинирования из-за возрастания сопротивления в скин-слое при прохождении в нем отраженной ударной волны. В результате срыва продольного тока в слое возбуждается сильное электрическое поле. Электроны в этом случае ускоряются этим полем и отклоняются магнитным полем пинча внутрь шнура. В результате формируется трубчатый электронный пучок с относительно небольшой энергией. По порядку величины ток трубчатого пучка $I_p = r/\Delta r_0 \cdot I_a$, где Δr_0 — толщина стенки.

Приближенные уравнения для описания процессов в плазменном фокусе после момента кумуляции получим, используя уравнения Максвелла и уравнения движения ионов. В цилиндрической системе координат их можно представить в виде

$$\partial E_z / \partial r = 1/c \cdot \partial H_\varphi / \partial t, \quad (10)$$

$$1/r \cdot \partial / \partial r (r H_\varphi) = 4\pi/c \left\{ \sigma_\perp / (1 + \omega_{ce}^2 \tau_e^2) (E_z + \omega_{ce} \tau_e [\mathbf{h} \mathbf{E}_r]) + e N_e U_{iz} + 1/4\pi \cdot \partial E_z / \partial t + J_a \right\}. \quad (11)$$

Плотность продольного тока равна сумме плотностей тока проводимости, ионного тока, тока смещения и плотности тока пучка электронов J_a . Дифференцируя по времени уравнение (5), для плотности радиального тока имеем

$$J_r = e N_e U_{ir} - e N_e c E_z / H_\varphi + 1/4\pi \cdot \partial E_r / \partial t = 0. \quad (12)$$

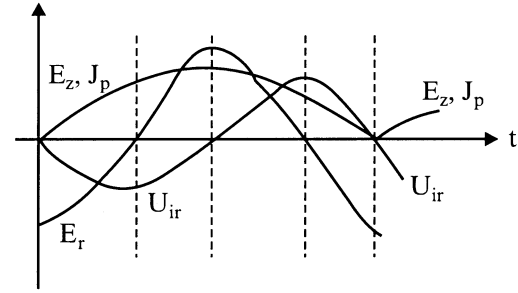
В приближении, что за фронтом ударной волны градиентом давления и силой трения можно пренебречь, для компонент скорости ионов имеем

$$\begin{aligned} dU_{ir}/dt &= e/m_i \cdot E_r - \omega_{ci} U_{iz}, \\ dU_{iz}/dt &= e/m_i \cdot E_z + \omega_{ci} U_{ir}. \end{aligned} \quad (13)$$

Начальные условия следуют из факта, что после срыва тока проводимости он в точности заменяется током смещения и холловским током

$$\begin{aligned} (-e N_e c E_r / H_\varphi + 1/4\pi \cdot \partial E_z / \partial t)_{t_1} &= \sigma_\perp E_{z0}, \\ E_a(r_1, t_1) = 0, \quad U_{iz}(r_1, t_1) = U_{ir}(r_1, t_1) &= 0, \quad t_1 r_1 / v_d, \end{aligned} \quad (14)$$

где v_d — скорость расходящейся ударной волны.



Качественная картина изменения токов и электрических полей за фронтом отраженной ударной волны в плазменном фокусе при электронном токе проводимости, превышающем ионный.

Поскольку волна является слабой, то ее скорость близка к звуковой. Точные начальные распределения плотности плазмы и азимутального магнитного поля неизвестны. Распределение магнитного поля может быть аппроксимировано функцией, как линейно нарастающей к границе шнура, так и с более сильной зависимостью от радиуса. Плотность плазмы в расходящейся ударной волне минимальна на оси и убывает со временем.

Анализ полученной системы уравнений позволяет сделать ряд качественных выводов относительно характера процессов, протекающих в плазменном фокусе. Поскольку радиальный дрейфовый ток электронов велик, то можно считать, что холловское электрическое поле $E_r = \omega_{ce} \tau_e E_\theta$ устанавливается в шнуре практически мгновенно и ток пинча восстанавливается. Однако в дальнейшем ионы ускоряются этим полем и вследствие этого напряженность радиального электрического поля и величина продольного холловского тока уменьшаются. Сопротивление токового канала нарастает. В результате вновь генерируется продольное электрическое поле E_z . В принципе максимальная величина этого поля E_{zm} ограничена значением, при котором полный продольный ток пинча без учета холловского тока достигает своей первоначальной величины. Если электронный ток проводимости $J_p = \sigma_\perp E_z / \omega_{ce}^2 \tau_e^2$ больше ионного тока, $E_{zm} = 2\omega_{ce}^2 \tau_e \tau_e E_\theta$. Качественно изменение токов и электрических полей для этого случая показано на рисунке. В итоге ионы совершают радиальные колебания. Поскольку радиальная скорость дрейфа электронов пропорциональна E_z , то они с переменной скоростью смещаются внутрь токового шнура, в результате этого полупериоды ионных колебаний различны.

Если ионный ток больше электронного продольного тока, то холловское электрическое поле исчезает за время порядка ионного циклотронного периода. Ионы выходят в дрейф и поляризационный ток

$$\mathbf{J}_n = N_e m_i c^2 / H^2 \cdot \partial \mathbf{E} / \partial t \quad (15)$$

дает основной вклад в ток пинча. Предполагается, что вследствие свободного вытекания плазмы из области перетяжки невозможно возникновение в ней заметного градиента давления, достаточного для восстановления

продольного тока пинча. Это равносильно значительному увеличению продольного сопротивления пинча. В общем случае вследствие радиальной неоднородности плазмы в токовом канале и нелинейности процессов следует ожидать возникновения турбулентного движения с генерацией широкого спектра высокочастотных пульсаций с частотами порядка ионной плазменной частоты.

Как и в случае электронов, часть ионов плазменного шнура совершает бетатронные колебания вблизи оси пинча, непрерывно набирая продольную энергию. Вследствие сильного увеличения магнитного поля в этой области пучок образует ионы, находящиеся в канале ускоренного электронного пучка. Поскольку генерируемое поле может изменяться периодически, то энергия ускоренных частиц будет промодулирована и энергичные частицы будут распространяться в виде сгустков с длительностью порядка ионного колебания [9].

Одной из важнейших характеристик плазменного фокуса является достаточно высокий уровень выхода жесткого рентгеновского и нейтронного излучений. Экспериментально установлено, что жесткое рентгеновское излучение обусловлено взаимодействием ускоренного пучка электронов с веществом анода. Временная задержка излучения относительно момента максимального сжатия пинча (20–30 ns) удовлетворительно согласуется со временем распространения отраженной ударной волны.

Нейтронный выход в дейтериевом разряде за импульс $\sim 10^{10}$ при разрядном токе порядка 1 МА. Экспериментально установлена пространственная анизотропия нейтронного излучения. В предлагаемой физической модели в нейтронное излучение дают вклад ионы двух групп. Ионы первой группы набирают энергию в процессе кумуляции и в возбуждаемом электрическом поле. Они длительно взаимодействуют с плазмой пинча до тех пор, пока не потеряют энергию в результате кулоновских столкновений. Ионы второй группы образуют выходящий из области перетяжки поток энергичных ионов с энергией $eE_z L$, где L — продольная длина перетяжки. Этот поток ионов генерирует излучение в результате взаимодействия с мишенью, образуемой плазмой в кумулятивной струе и остаточным газом. Качественно в этой модели находят удовлетворительное объяснение большая пространственная протяженность источника нейтронов и анизотропия излучения [1].

Усиление продольного магнитного поля и бессиловые конфигурации в плазменном фокусе

Очевидно, что слабое продольное магнитное поле порядка нескольких Ое не может оказать существенного влияния на конечные параметры плазмы в плазменном фокусе. Однако после схлопывания токовой оболочки напряженность продольного магнитного поля возрастает и становится порядка напряженности азимутального магнитного поля [10–12]. Поэтому в дальнейшей эволюции

плазменного образования роль продольного магнитного поля в плазменном фокусе не изучена, и представляет существенный интерес исследование возможных механизмов этого процесса.

Известно, что на стадии схлопывания токовой оболочки, если выполняется условие $4\pi\Delta x^2/c^2 < r(t)/v(t)$, где Δx — толщина плазменного слоя, $v(t)$ — скорость токовой оболочки, продольное магнитное поле "вморожено" в плазму шнура и магнитный поток в шнуре сохраняется. Напряженность продольного магнитного поля в момент максимального сжатия $H_z = H_0(r_0/r_1)^2$, где H_0 — первоначальная напряженность магнитного поля; r_0 , r_1 — начальный и конечный радиусы шнура соответственно. При сжатии токовой оболочки с большого радиуса величина напряженности будет достаточно большой. Так, при $r_0 = 5$ см, $r_1 = 0.2$ см и $H_0 = 1$ Ое напряженность конечного магнитного поля $H_z = 625$ Ое.

После момента кумуляции в высокотемпературной плазме при выравнивании давления в отраженной от оси ударной волне происходит дальнейшее усиление полоидального магнитного поля. Действительно, если пренебречь инерцией, то вектор плотности тока в замагниченной плазме равен выражению

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{\parallel} + \mathbf{J}_{\perp} = \sigma(\mathbf{E}\mathbf{H})/H^2 \cdot \mathbf{H} + c[\mathbf{H} \text{ grad } P]/H^2. \quad (16)$$

Вследствие выравнивания давления за фронтом отраженной ударной волны первоначальный ток в шнуре не может быть им обеспечен. Поэтому можно считать, что распространение отраженной ударной волны сопровождается срывом перпендикулярной магнитному полю составляющей первоначального тока проводимости и генерацией поперечного тока смещения $J = 1/4\pi \cdot \partial \mathbf{E}_{\perp} / \partial t$.

Как и в ранее рассмотренном случае, в замагниченной плазме индуцированное электрическое поле \mathbf{E}_{\perp} вызывает дрейф частиц в радиальном направлении и не создает значительного тока вдоль вектора \mathbf{E}_{\perp} . Поскольку электроны выходят в дрейф раньше ионов и плотность создаваемого ими дрейфового тока $eN_e c \mathbf{E}_{\perp} / H$ велика, то первоначально вследствие разделения зарядов в плазме возникает холловское электрическое поле, которое восстанавливает ток пинча. Однако, если ионная циклотронная частота ω_{ci} значительно больше частоты ионного рассеяния ν_i , ионы также выходят в дрейф и холловское электрическое поле исчезает.

Основной вклад в поперечный ток пинча в это время дает поляризационный ток, плотность которого определяется выражением (15). Величина поляризационного тока значительна только при достаточно большой напряженности электрического тока, что равносильно существенному увеличению сопротивления пинча поперек магнитного поля, создаваемого поперечным током. Плазма в этом процессе дрейфует в скрещенных электрическом и магнитном полях. Вследствие свободного вытекания плазмы из области перетяжки дрейф не может привести к образованию заметного градиента в этой области и к восстановлению поперечного тока. Плазма

стремится к бессилловому состоянию. Из выражений (15) и (16) следует, что в этом процессе полоидальная компонента тока убывает, а азимутальная растет, поскольку вклад поляризации тока в эти компоненты противоположного знака. Таким образом, за фронтом отраженной ударной волны происходит дальнейшее увеличение напряженности полоидального магнитного поля. Из выражения (16) для параллельной плотности тока следует, что продольный и азимутальный магнитные потоки связаны и каждый из магнитных потоков может поддерживаться при определенных условиях за счет энергии другого.

Таким образом, в высокотемпературной плазме восстановление тока поперек магнитного поля в перетяжке осуществляется в результате вращения вектора магнитного поля и перехода плазмы в бессилловое состояние.

В переходном процессе в перетяжке индуцируется достаточно сильное электрическое поле, в котором частицы плазмы ускоряются и могут приобрести значительную энергию за период циклотронного вращения. В результате часть энергии магнитного поля диссипирует в тепловую энергию частиц.

Заключение

Таким образом, после момента кумуляции плазмы в пинче в полном качественном согласии с экспериментом должны наблюдаться следующие основные явления: увеличение омического сопротивления пинча, сопровождаемое индуцированием сильного продольного электрического поля; генерация надтеплого электромагнитного излучения с частотами порядка ионной плазменной частоты; формирование электронного пучка, ускорение ионов плазмы и связанная с этим эмиссия жесткого рентгеновского и нейтронного излучений; модуляция энергии и плотности ускоренных частиц на частотах электромагнитного излучения; при наличии в перетяжке слабого полоидального магнитного поля должно происходить усиление его до величины порядка напряженности азимутального магнитного поля пинча.

Результаты данной работы являются подтверждением ускорительного механизма генерации нейтронов в пинчах, развиваемого в работах Б.А. Трубникова [3].

Список литературы

- [1] Бурцев В.А., Грибков В.А., Филиппова Т.И. // Физика плазмы. М., 1981. Т. 2. С. 80.
- [2] Вихрев В.В. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. Вып. 4.
- [3] Трубников Б.А. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. Вып. 4.
- [4] Вихрев В.В., Брагинский С.И. Динамика зет-пинча. Вопросы теории плазмы. Вып. 10. М.: Атомиздат, 1980.
- [5] Сомон Д. Кумулятивные процессы, автомодельные решения в газодинамике. Физика высоких плотностей энергии. М.: Мир, 1974.
- [6] Анисимов С.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. Вып. 5.

- [7] Брагинский С.И. Явления переноса в плазме. Вопросы теории плазмы. Вып. 1. М.: Атомиздат, 1963.
- [8] Бенфорд Ф., Бук Д.Л. Равновесие релятивистского пучка. Достижения физики плазмы. М.: Мир, 1974.
- [9] Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1964.
- [10] Herziger G. // 16th Intern. Conf. Phen. Ionized Gases. Dusseldorf, 1983. P. 259.
- [11] Rout R.K. and Shyam A. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1989. Vol. 31. P. 873.
- [12] Sestere A., Robouch R., Podda S. // Plasma Physics. 1980. Vol. 22. P. 1039.