

УДК 533.95

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ ТИПА ФИЛИППОВА

*С.С. Ананьев, С.В. Суслин, А.М. Харрасов*

*НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Проведено численное моделирование движения токонесущей плазменной оболочки (ТПО) с образованием плазменного пинча в установке ПФ-3 — плазменном фокусе типа Филиппова. Предложена упрощённая модель учёта эффекта Холла вблизи электродов в рамках одножидкостной магнитной гидродинамики. На основании моделирования была подтверждена предсказанная ранее ключевая роль эффекта Холла в явлении скольжения ТПО вдоль анода. Моделирование движения ТПО с учётом эффекта Холла находится в хорошем соответствии с полученными ранее экспериментальными результатами на установке ПФ-3. Показано, что на параметры аксиального плазменного потока значительно влияет степень сжатия пинча.

**Ключевые слова:** плазменный фокус, численное моделирование, одножидкостная МГД-модель, магнитозондовые измерения, электронно-оптические методы диагностики плазмы.

## SIMULATION OF PLASMA DYNAMICS IN THE FILIPPOV-TYPE PLASMA-FOCUS FACILITY

*S.S. Ananyev, S.V. Suslin, A.M. Kharrasov*

*NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

We have simulated motion of the current-carrying plasma sheath (CPS) in the PF-3 facility — from discharge start to appearance of plasma focus. For this purpose, we modified one-component MHD model to take into account the Hall effect near electrodes. The simulation reaffirmed the key role of the Hall effect in the phenomenon of the CPS slip along the electrode, which was assumed earlier. The extended simulation results are in agreement with the CPS «runaway» mode, obtained in the PF-3 facility. Modeling of CPS movement taking into account the Hall effect is in good agreement with the experimental results, which were obtained at the facility PF-3 previously. It was shown that the parameters of the axial plasma stream are significantly affected by the degree of the pinch compression.

**Key words:** the plasma focus, numerical simulation, one-component MHD model, probe measurements of the magnetic field, electron-optical plasma diagnostics methods.

DOI: 10.21517/0202-3822-2016-39-2-69-80

### ВВЕДЕНИЕ

Установки «плазменный фокус» являются одними из наиболее ярких представителей широкой разновидности систем, использующих явление «пинч-эффекта». Плотный плазменный фокус (ПФ) образуется в области кумуляции токовой оболочки (ТПО) на оси газоразрядной камеры [1]. В результате резкого повышения плотности энергии в плазме стимулируется ряд процессов, приводящих к генерации мощных импульсов излучения. Также в ПФ образуется сверхзвуковая струя за счет нецилиндрического характера сжатия ТПО, развивающаяся в аксиальном направлении. В последнее время множество работ ведутся в прикладных направлениях, используя ПФ в качестве источника интенсивных потоков вещества (например, для моделирования воздействия плазмы на стенку ИТЭР при срывах [2] или для модификации поверхности [3]). В связи с необходимостью трактовки экспериментальных результатов ведутся работы по численному моделированию эффектов в ПФ.

Явление «плазменного фокуса» было открыто в середине XX века независимо друг от друга Н.В. Филипповым (СССР) и Дж. Мейзером (J. Mather, США) в исследованиях, проводившихся по программе управляемого термоядерного синтеза (УТС). С тех пор в мире широко распространены два типа ПФ — в геометрии Филиппова и Мейзера. Принципиальным отличием является геометрия электродов — в первом случае используются плоские электроды, во втором — цилиндрические.

Как отмечалось в работе [1], основные интегральные параметры плазмы и излучений были получены ещё в первых работах по ПФ. Дальнейшие исследования были направлены на выяснение основных физических процессов, ответственных, в частности, за механизмы генерации излучений и попытки их интенсификации. К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал, часто достаточно противоречивый. Эти противоречия можно объяснить тем, что при кажущейся схожести объекта, исследуемого в различных лабораториях, физические процессы в них могут существенно отличаться. Без понимания этого факта, часто игнорируемого, невозможно составление цельной картины явления.

Для численного моделирования формирования ПФ при сжатии ТПО необходима верификация путем сравнения с экспериментально получаемыми данными. При этом моделирование процессов для каждой физической установки должно быть индивидуальным в связи с влиянием на результат конструктивных особенностей каждой конкретной установки.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ МОДИФИКАЦИИ РАСЧЁТНОЙ МОДЕЛИ

Для интерпретации полученных на установке с геометрией Мейзера «Тюльпан» ранее была создана двумерная одножидкостная магнитогиродинамическая (МГД) модель. Результаты моделирования [4] согласуются с полученными ранее экспериментальными результатами, приведёнными в работе [5]. Благодаря тому, что на установке «Тюльпан» развита интерферометрия ранней стадии развития струи, экспериментальные результаты было удобно использовать для верификации расчётной модели.

Моделирование ПФ в геометрии Филиппова (рис. 1) показало значительную сложность подбора параметров для получения соответствия моделирования с экспериментальными результатами, получаемыми на установке «ПФ-3» — крупнейшей в мире установке типа «плазменный фокус» в геометрии Филиппова. При моделировании движения к оси, ещё до момента формирования пинча на оси установки, профиль ТПО начал быстрое расширение в аксиальном направлении (на внутренней границе катодного диска — радиус 30 см) и сильно деформировался в связи с преобладанием аксиальной скорости над радиальной. В связи с тем, что наблюдение за поведением ТПО над плоскостью катодного диска в экспериментах не производилось, сравнивать результаты моделирования и эксперимента было возможно только в области катод-анодного промежутка. Время образования пинча в эксперименте и при моделировании сильно расходилось.

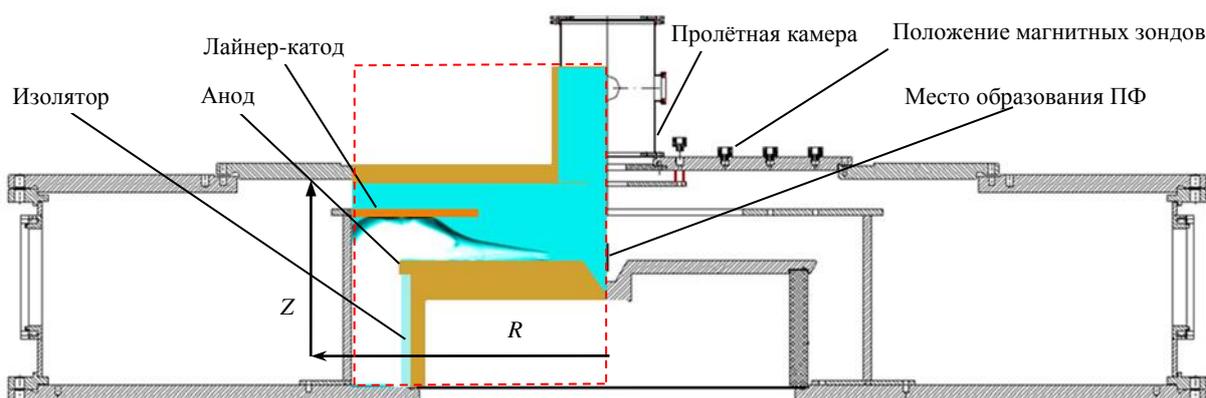


Рис. 1. Схема моделируемой установки ПФ-3: - - - — расчётная область (в этой области показано расчётное распределение электронной плотности плазмы)

Для сравнения с результатами моделирования использовались данные электронно-оптического фотографирования области пинча в режиме кадров и линейной развёртки как наиболее наглядные. Электронно-оптические методы диагностики позволяют получить двумерное распределение собственного излучения плазмы в случае скоростного фотографирования или динамику во времени одномерного распределения — в случае щелевой развёртки. Сложность трактовки полученных экспериментальных данных состоит в том, что, во-первых, невозможно наблюдать сразу весь объём установки, следовательно, получаемые данные фрагментарны. Также есть области, наблюдение в которых конструктивно затруднено. Во-вторых, все детекторы имеют ограниченный динамический диапазон, и, следовательно, аппаратура настраивается таким образом, чтобы максимально наглядно визуализировать наблюдаемое явление. Извлечение большей информации зачастую невозможно. В-третьих, плотность почернения соответствует квадрату концентрации плазмы интегрально по всему направлению наблюдения (в наших условиях — когда излучение сформировано мягкой частью тормозного спектра). Следовательно, прямое сравнение экспериментальных данных и результатов моделирования также затруднительно.

В связи с перечисленными недостатками данных электронно-оптических диагностик в дальнейшем для сравнения с данными моделирования были использованы измерения магнитными зондами, по которым можно восстановить величину магнитного поля и динамику ТПО во времени. Существенной сложностью определения распределения величины поля по пространству является то, что в одном разряде зондом воз-

можно определить значение только в одной точке по высоте над анодом на каждом из заданных положений по радиусу установки. Следовательно, точность таких измерений и восстановленных профилей распределения магнитного поля существенно зависит от идентичности получаемых в процессе работы результатов и, в значительной степени, путём набора статистики. Как отмечается в работе [6], в ПФ возможно образование шунтирующего пробоя разрядного промежутка в области изолятора установки после так называемого момента «особенности» на осциллограмме электрического тока разряда или даже ранее. При этом характер сигналов магнитных зондов свидетельствует о формировании автономных замкнутых токовых контуров, уже не связанных с основной разрядной цепью установки. В этом случае магнитные зонды, расположенные на различных радиусах, регистрируют магнитное поле в разных контурах. Это вносит дополнительную неопределённость в трактовку данных с магнитных зондов.

В данной работе ставилась задача сравнения имеющихся экспериментальных данных, полученных на установке ПФ-3, с результатами компьютерного моделирования и коррекции расчётного кода для получения их наибольшего соответствия экспериментальных и расчётных данных.

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для моделирования развития разряда в ПФ нами был взят за основу код [5]. Он реализовывал идеальную одножидкостную двумерную МГД-модель плазменного фокуса (в приближении среднего иона, соответствующего наличию ионов одного сорта частиц и одного зарядового состояния, которое в наших расчётах условно принято как состояние однократной ионизации):

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n\mathbf{V}) = K(r, z, t); \quad (1)$$

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial r}(V_r B_\theta) - \frac{\partial}{\partial z}(V_z B_\theta); \quad (2)$$

$$\frac{\partial(nV_r)}{\partial t} + \frac{\partial(rnV_r^2)}{r\partial r} + \frac{\partial(nV_r V_z)}{\partial z} = -\frac{2}{rm_i} \frac{\partial}{\partial r}(rnT) + \frac{1}{4\pi m_i} \frac{\partial r B_\theta}{r\partial r} B_\theta; \quad (3a)$$

$$\frac{\partial(nV_z)}{\partial t} + \frac{\partial(nV_z^2)}{\partial z} + \frac{\partial(rnV_r V_z)}{r\partial r} = -\frac{2}{m_i} \frac{\partial}{\partial z}(nT) + \frac{1}{4\pi m_i} \frac{\partial B_\theta}{\partial z} B_\theta; \quad (3b)$$

$$\frac{3}{2} \left( \frac{\partial(nT)}{\partial t} + \operatorname{div}(nT\mathbf{V}) \right) = -nT \operatorname{div}(\mathbf{V}), \quad (4)$$

где  $n$  — ионная плотность плазмы;  $V$  — скорость плазмы, имеющая осевую и радиальный компоненты  $V_z$  и  $V_r$ ;  $B_\theta$  — азимутальный компонент напряжённости магнитного поля;  $t$  — время;  $r$  и  $z$  — радиальная и осевая координаты;  $T$  — температура плазмы;  $m_i$  — масса ионов;  $K$  — источник заряженных частиц плазмы за счёт ионизации нейтрального газа.

Процессы ионизации учтены только на поверхности изолятора в виде искусственно введённого источника плазмы  $K(r, z, t)$ . Влияние величины  $K(r, z, t)$  на динамику ТПО моделировалось в тех случаях, когда плотность генерируемой плазмы вблизи изолятора не превышала 1% от начальной плотности плазмы. В этом случае влияние величины  $K(r, z, t)$  на динамику ТПО оказалось несущественным.

Данная система уравнений замыкалась уравнениями электрической цепи и граничными условиями — равенством нулю скорости и температуры на стенках, непрерывностью величины магнитного поля на границе с электродами:  $V_r = 0$ ;  $V_z = 0$ ;  $T = 3$  эВ;  $\frac{\partial r B_\theta}{\partial r} = 0$  — на вертикальной границе;

$\frac{\partial B_\theta}{\partial z} = 0$  — на горизонтальной границе.

Величина магнитного поля на внешней поверхности изолятора определялась из величины тока, текущего в цепи:

$$B_\theta = \frac{\mu_0 I}{2\pi r},$$

где  $I$  — ток в электрической цепи.

В приведённой системе уравнений (1)—(4) рассматривается только азимутальный компонент магнитного поля, при этом не учитывается влияние диффузии магнитного поля и эффекта Холла на эволюцию этого поля. Для учёта этих эффектов уравнение (2) следует дополнить следующим образом:

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{D}{r} \frac{\partial (r B_\theta)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ D \frac{\partial B_\theta}{\partial z} \right] - \frac{\partial}{\partial r} (V_r B_\theta) - \frac{\partial}{\partial z} (V_z B_\theta) + B_\theta \left( \frac{2\kappa}{r} - \frac{\partial \kappa}{\partial r} \right) \frac{\partial B_\theta}{\partial z} + B_\theta \frac{\partial \kappa}{\partial z} \left( \frac{B_\theta}{r} + \frac{\partial B_\theta}{\partial r} \right), \quad (5)$$

где  $\kappa = \frac{c^2 \chi}{4\pi}$ ;  $\chi = \frac{1}{n_e e c}$  — коэффициент Холла;  $D = \frac{c^3}{4\pi \sigma_e}$  — коэффициент диффузии.

Использование уравнения (5) выводит модель за рамки идеальной одножидкостной МГД, так как эффект Холла является следствием движения электронов, а не квазинейтральной плазмы, а учёт диффузии нарушает идеальность МГД.

Подбором параметров и граничных условий даже в идеальной МГД-модели удаётся добиться визуального совпадения модельных профилей плотности плазмы и данных, полученных с помощью электронно-оптического кадрового фотографирования (здесь и далее рассматривались эксперименты с рабочим газом Ne,  $P_0 = 1—1,5$  торр,  $U = 8—9$  кВ,  $W = 290—370$  кДж). Тем не менее соответствия результатов моделирования сигналов магнитных зондов и экспериментальных данных добиться не удавалось. Одним из ключевых несоответствий явилось расхождение угла наклона моделируемого профиля ТПО при приближении к оси установки (рис. 2). В результате этого динамика образования ПФ также отличалась от наблюдаемых в эксперименте.

На кадровых изображениях ТПО на заключительной стадии радиального сжатия для тяжёлых газов (Ne, Ar и др.) обращает на себя внимание относительно небольшая  $\sim 3$  см высота оболочки вблизи оси системы. При этом высота оболочки на периферии гораздо больше, часто оболочка к этому моменту успевает достичь боковой стенки и верхнего фланца камеры. Подобную форму оболочки нельзя объяснить только результатом

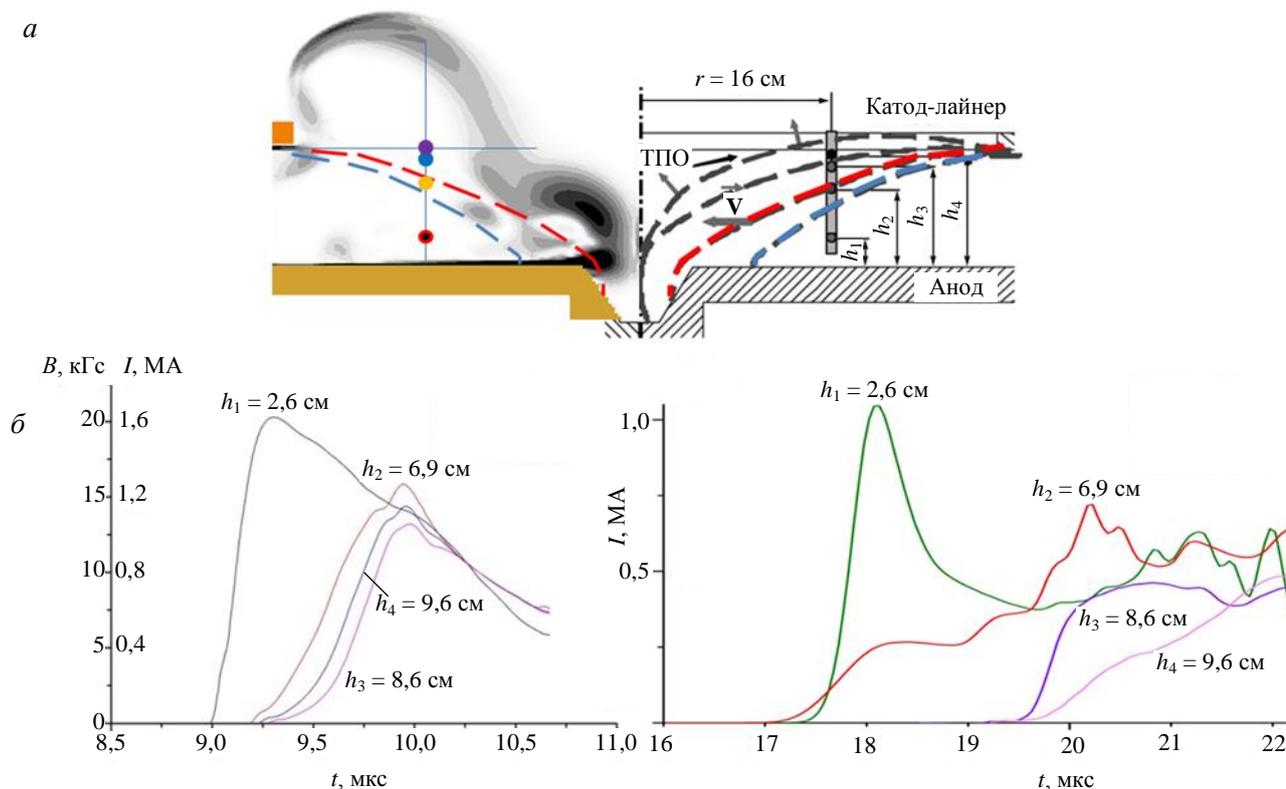


Рис. 2. Результаты моделирования движения ТПО без учёта эффекта Холла (результаты приведены в условных цветах, бóльшая интенсивность соответствует большей величине): а — расчётный профиль токовой оболочки (распределение плотности тока) (слева) и схематичные последовательные положения ТПО по результатам измерения азимутальных магнитных полей в плазме ТПО [8] (справа), условно показано положение (по вертикали) магнитных зондов; б — токи, смоделированные (слева) и измеренные в экспериментах (справа) [8] на радиусе 16 см, на различной высоте относительно плоскости анодного электрода

расширения оболочки под действием магнитного давления, более того, подбором начальных условий в эксперименте (величина внешней индуктивности, состав и давление рабочего газа, форма и материал анода) был получен режим так называемого «срыва» [7]. В этом режиме происходит быстрое скольжение к оси прианодного участка ТПО клиновидной формы. Этот эффект трактуется авторами работы [8] как результат поступления в оболочку металлических паров материала анода, ухудшения проводимости в приэлектродном слое и, как следствие, диффузии в оболочку магнитного поля, что приводит к перераспределению тока в сторону переднего фронта оболочки без изменения распределения вещества. В работе [9] отмечается, что на стадии движения оболочки электронный компонент сильно замагничен, что приводит к доминированию холловских электрических полей над омическими. Возникающий при этом радиальный компонент тока создаёт «магнитный поршень», отталкивающий плазму от анода. Скорость движения прианодного участка ТПО резко возрастает (до  $10^8$  см/с) из-за уменьшения массы увлекаемого газа [1].

Для учёта возможного влияния этих эффектов была оценена скорость нарастания магнитного поля при прохождении ТПО через точку наблюдения (здесь и далее оценка для  $r = 10$  см) за счёт МГД-течения, диффузии магнитного поля и эффекта Холла. Механизм влияния эффекта Холла на распространение магнитного поля состоит в следующем. В ТПО в установках типа плазменный фокус магнитное поле (в отличие от идеальной МГД) заморожено в электронный компонент плазмы. Поэтому при протекании тока происходит «снос» магнитного поля вдоль линии тока с токовой скоростью. Если плазма неоднородна вдоль линии тока, то по мере увеличения концентрации электронов токовая скорость падает. Это приводит к накоплению магнитного поля в области повышенной концентрации. Как следствие, возникает дополнительная сила магнитного давления, отклоняющая линии тока в направлении плазмы, не содержащей поля. Таким образом, ток распространяется вглубь ТПО, что приводит к переносу тока без сгребания плазмы. Этот эффект подробно описан в работе [10], где также указаны предшествующие теоретические работы, включая двумерное двухжидкостное численное моделирование с учётом эффекта Холла [11] и аналитическое решение задачи проникновения магнитного поля в плазму вдоль электрода в приближении МГД [12].

Из уравнения (5) видно, что эффект Холла наиболее значим в тех областях, где, во-первых, имеется перепад электронной плотности, во-вторых, плотность достаточно низка и, в-третьих, имеется также значительный перепад магнитного поля. По этим причинам его часто можно отбросить. Однако в рассматриваемом случае этого делать нельзя. Оценим скорость нарастания магнитного поля за счёт плазменного течения, диффузии и эффекта Холла.

Наибольшее влияние плазменного течения на эволюцию магнитного поля возможно при прохождении ТПО через рассматриваемую область. Действительно, магнитное поле нарастает с нуля до максимального значения за короткое время. Скорость возрастания магнитного поля составляет

$$\left(\frac{\partial B_9}{\partial t}\right)_{\text{flow}} = -\frac{\partial}{\partial r}(V_r B_9) - \frac{\partial}{\partial z}(V_z B_9) \approx \frac{V_{\text{ТПО}} B_9}{\Delta_{\text{ТПО}}} \approx \frac{10^7 \cdot 10^4}{3} = 0,33 \cdot 10^{11} \text{ Гс/с}, \quad (6)$$

где  $V_{\text{ТПО}}$  — скорость движения плазменной оболочки;  $\Delta_{\text{ТПО}}$  — её толщина. Из экспериментальных измерений и численного моделирования следует толщина ТПО, равная 3 см [6].

Теперь оценим вклад диффузионного члена. Для этого вычислим коэффициент диффузии

$$\sigma_e = 1,96 \frac{0,9 \cdot 10^{12}}{\lambda} T_e^{3/2} \approx 1,96 \frac{0,9 \cdot 10^{12}}{10} 32 = 0,56 \cdot 10^{13} \text{ с}; \quad (7)$$

$$D = \frac{c^2}{4\pi\sigma_e} = \frac{0,9 \cdot 10^{20}}{4\pi \cdot 0,56 \cdot 10^{13}} = 1,3 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{с}. \quad (8)$$

Здесь предполагается, что температура плазмы составляет 10 эВ, кулоновский логарифм  $\lambda = 10$ , оценка проводимости сделана для замагниченной плазмы, так как  $\omega\tau \approx 10^4$ .

Для диффузии важен перепад магнитного поля. Наиболее сильный перепад имеет место в ТПО. Таким образом, максимальная скорость изменения магнитного поля за счёт диффузии равна

$$\left(\frac{\partial B_9}{\partial t}\right)_D = \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{D}{r} \frac{\partial(rB_9)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ D \frac{\partial B_9}{\partial z} \right] = \frac{DB_9}{\Delta_{\text{ТПО}}^2} = 0,11 \cdot 10^4 \cdot 1,3 \cdot 10^7 \text{ Гс/с} = 0,12 \cdot 10^{11} \text{ Гс/с} \ll \left(\frac{\partial B_9}{\partial t}\right)_{\text{flow}}. \quad (9)$$

Это приводит к тому, что за 20 мкс разряда диффузия магнитного поля способна вызвать изменение напряжённости магнитного поля не более чем на величину

$$\left(\frac{\partial B_z}{\partial t}\right)_D \tau = 0,11 \cdot 10^8 \text{ Гс}/\text{с} \cdot 2 \cdot 10^{-5} = 2 \text{ кГс}. \quad (10)$$

Поэтому диффузией и омическим сопротивлением плазмы можно пренебречь.

Наконец, оценим вклад эффекта Холла. Простейшая оценка заключается в сравнении токовой и гидродинамической скоростей в плазме. Если  $V_{\text{cur}} > V_{\text{flow}}$ , то эффект Холла следует учитывать:

$$V_{\text{cur}} = \frac{j}{en_e} = \frac{c|\text{rot}(\mathbf{B})|}{4\pi en_e} \approx \frac{cB_z}{4\pi en_e \Delta_{\text{ТПО}}} \approx \frac{10^{22}}{n_e} \geq V_{\text{flow}} \gg 10^7 \frac{\text{см}}{\text{с}}, \quad (11)$$

что выполняется при  $n_e < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

На самом деле основная доля тока концентрируется в задней части ТПО — наиболее значительный перепад магнитного поля происходит на заднем фронте ТПО. Это следует из зондовых характеристик (рис. 3). К тому же действие эффекта Холла приводит к истончению оболочки и соответственно более резкому перепаду магнитного поля. Поэтому его значимость может возрастать.

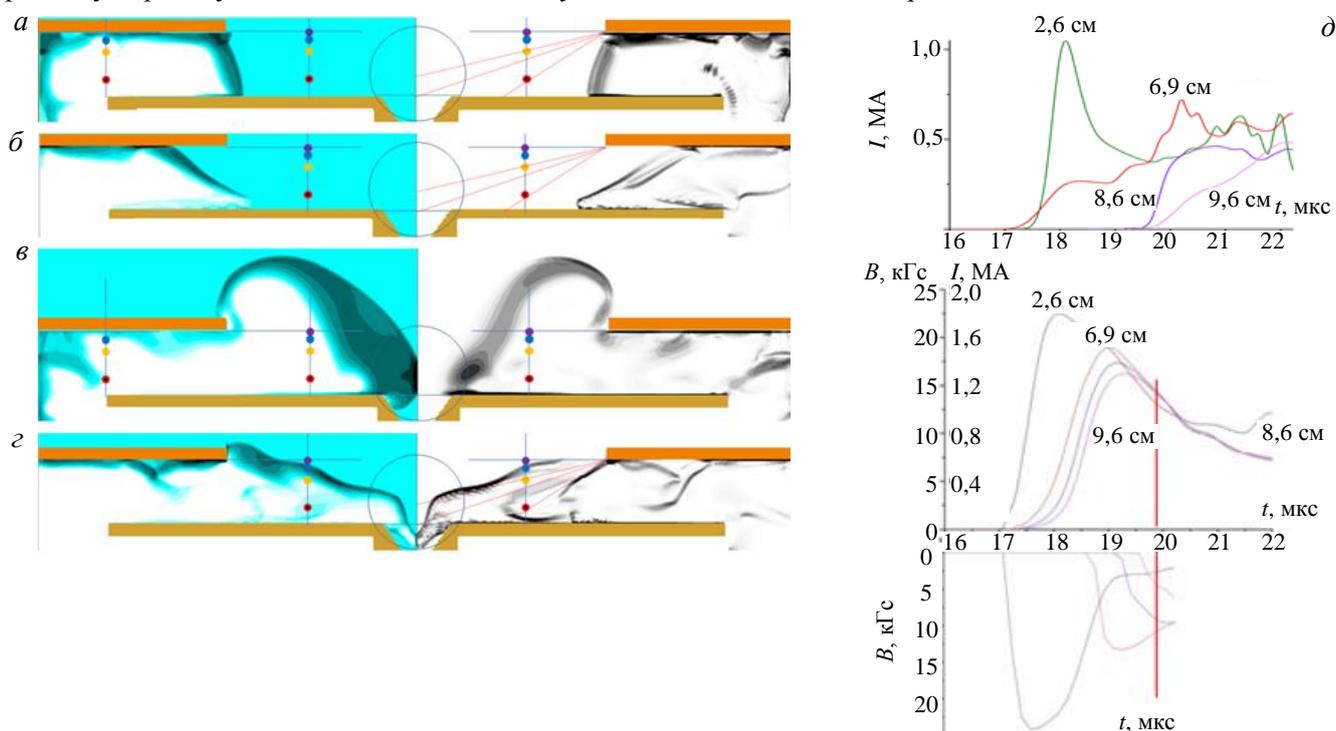


Рис. 3. Результаты моделирования движения ТПО и токи магнитных зондов на различных высотах относительно анодного электрода с учётом эффекта Холла (б, г) и без учёта (а, в) в равные моменты времени (а, б — 15 мкс от начала тока, в, г — 20 мкс): а—г — профили распределения плотности тока — слева от оси, электронной плотности плазмы — справа от оси; д, е — экспериментально наблюдаемые [8] токи и модельные соответственно; е — сигналы зондов: сверху — без учёта эффекта Холла, снизу — с учётом, вертикальный маркер указывает момент 20 мкс от начала тока, что соответствует профилям на рис. в и г

Оценим теперь скорость изменения магнитного поля за счёт эффекта Холла:

$$\left(\frac{\partial B_z}{\partial t}\right)_{\text{Hall}} = B_z \left( \frac{2\kappa}{r} - \frac{\partial \kappa}{\partial r} \right) \frac{\partial B_z}{\partial z} + B_z \frac{\partial \kappa}{\partial z} \left( \frac{B_z}{r} + \frac{\partial B_z}{\partial r} \right). \quad (12)$$

Здесь играет роль перепад коэффициента Холла и соответственно концентрации электронов. На основе расчёта, сделанного с помощью кода, не учитывающего эффект Холла, принято, что минимальная концентрация электронов достигается на расстоянии  $h = 1 \text{ см}$  над анодом, т.е. величина  $1/n$  достигает максимума. Очевидно, что со стороны анода перепад более резкий, чем со стороны объёма камеры, т.е. именно в этой области эффект Холла должен сказываться наиболее сильно. Отметим, что непосредственно над анодом имеет место радиальный перепад магнитного поля в районе ТПО (рис. 4), в то время как зависимость от аксиальной координаты значительно слабее. Поэтому

$$\left(\frac{\partial B_z}{\partial t}\right)_{\text{Hall}} = B_z \frac{\partial \kappa}{\partial z} \left( \frac{B_z}{r} + \frac{\partial B_z}{\partial r} \right). \quad (13)$$

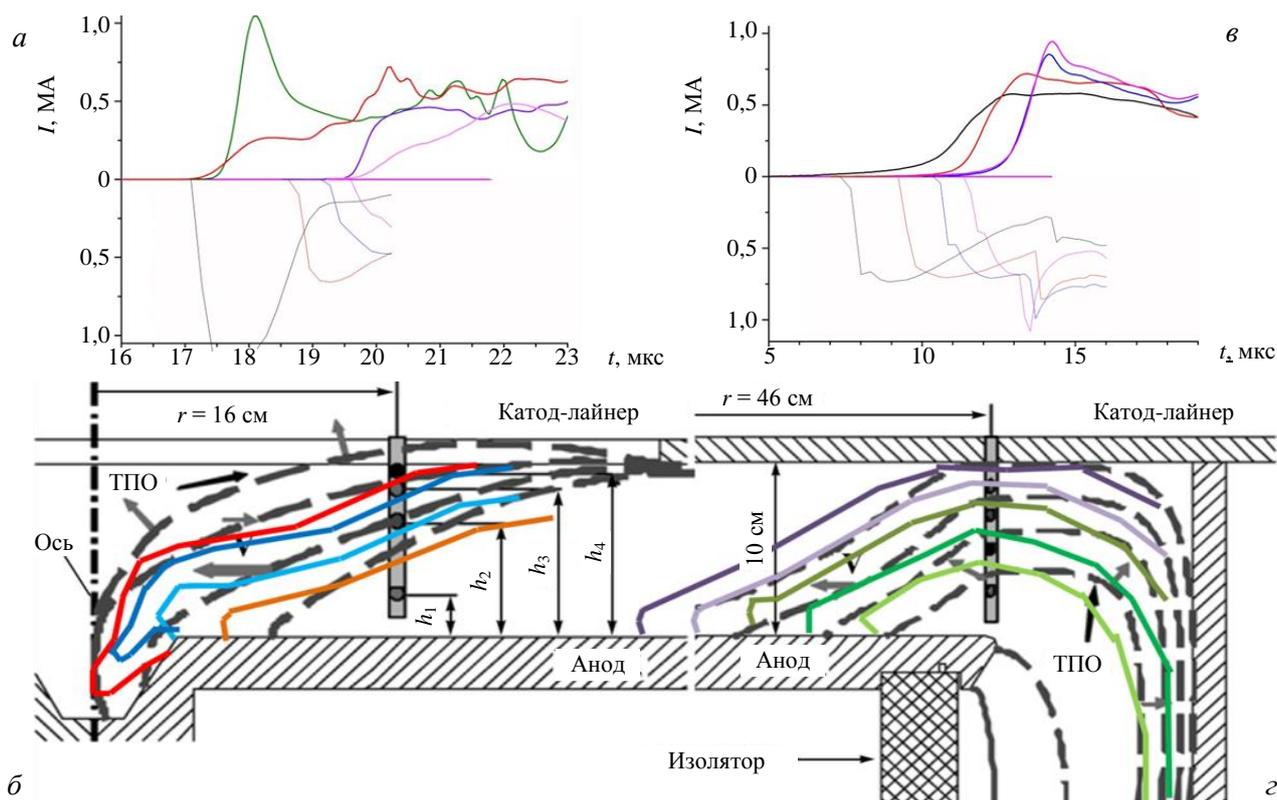


Рис. 4. Результаты моделирования и измерения азимутальных магнитных полей в плазме ТПО [8]: *a* — токи на радиусе 16 см в зависимости от высоты расположения зондов относительно плоскости анодного электрода  $h$  (сверху оси — экспериментальные результаты, снизу — результаты моделирования); *б* — схематическое изображение положения ТПО в разные моменты времени в области магнитного зонда  $r = 16$  см (восстановленное по зондовым измерениям — чёрные линии, моделирование — цветные линии); *в* — токи на радиусе 46 см в зависимости от высоты расположения зондов относительно плоскости анодного электрода  $h$  (сверху оси — экспериментальные результаты, снизу — результаты моделирования); *г* — схематическое изображение положения ТПО в разные моменты времени в области магнитного зонда  $r = 46$  см (восстановленное по зондовым измерениям — чёрные линии, моделирование — цветные линии)

На расстоянии 10 см от оси

$$\left(\frac{\partial B_{\theta}}{\partial t}\right)_{\text{Hall}} = -B_{\theta} \frac{c}{4\pi n_{e, \min} e h} \left(\frac{B_{\theta}}{\Delta_{\text{ТПО}}}\right) = 10^4 \frac{3 \cdot 10^{10}}{4\pi \cdot 10^{15} \cdot 1 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10}} \frac{10^4}{3} = 0,17 \cdot 10^{12} \text{ Гс/с}, \quad (14)$$

отсюда для  $n_{e, \min}$  взято минимальное значение (в процессе сгребания газа ТПО формируются области низкой концентрации за токонесящим слоем, где  $n_{e, \min}$  достигает величины  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), что делает вклад члена  $1/n$  максимальным. Таким образом, в прианодном слое сантиметровой толщины эффект Холла создаёт нарастание поля в 5 раз более быстрое, чем за счёт течения плазмы. По мере приближения к оси возрастает значимость члена  $\frac{B_{\theta}}{r}$  на расстоянии, равном толщине оболочки

$$\frac{B_{\theta}}{r} \approx -\frac{\partial B_{\theta}}{\partial r}.$$

Приведённые оценки показывают, что при моделировании движения ТПО в приосевой области можно пренебречь диффузией, но следует учитывать эффект Холла в прианодной области. Отметим, что в эксперименте часть газа остаётся неионизованной, т.е. концентрация электронов может быть существенно ниже. Поэтому влияние эффекта Холла может быть и более значительным.

К сожалению, задача создания численной модели, учитывающей эффект Холла во всём объёме разрядной камеры, довольно сложна [13], однако нам удалось использовать приведённую оценку для построения приближенной модели. Для этого уравнение (2) оставлено неизменным во всём объёме, кроме сантиметрового слоя над поверхностью анода. В этой области эволюция магнитного поля задана уравнением

$$\frac{\partial B_{\theta}}{\partial r} = - \left( k_x + \frac{k_x^*}{r} + 1 \right) \frac{\partial}{\partial r} (V_r B_{\theta}) - \frac{\partial}{\partial z} (V_z B_{\theta}), \quad (15)$$

где  $k_x$  и  $k_x^*$  — коэффициенты, вводимые для учёта эффекта Холла. Таким образом, можно сформулировать задачу поиска положительных значений таких коэффициентов  $k_x$  и  $k_x^*$ , чтобы совместное решение системы уравнений (1)—(4), в которой в прианодном слое уравнение (2) заменяется на (15), качественно совпадало с экспериментальными измерениями, а также имело те же временные параметры движения ТПО. Строго говоря, задача содержит ещё один параметр — толщину слоя  $h$ , в котором учитывается эффект Холла. Однако в рамках данной работы этот параметр не варьировался. Для упрощения задачи выбрано значение  $h = 1$  см, полученное на основе более раннего моделирования.

К сожалению, физически оценить эти величины в настоящее время не представляется возможным, поэтому их значения подобраны эмпирически, исходя из косвенных данных — зондовых измерений и электронно-оптических диагностик. В рамках данной работы они составили  $k_x = 2,7$ ,  $k_x^* = 13,2$ .

В центре анода установки ПФ-3 имеется воронкообразная вставка, внутри которой эффект Холла также присутствует. Причём за счёт наклона образующей воронки относительно плоскости анода появляется аксиальная составляющая эффекта Холла. К сожалению, экспериментально наблюдать поведение плазмы в воронке весьма затруднительно, однако регистрация сжатия пинча в рентгеновском и оптическом диапазонах указывает на то, что пинч образуется внутри воронки [6]. Тот факт, что ТПО опускается в воронку, можно объяснить влиянием эффекта Холла. Для моделирования движения ТПО в области воронки необходимо наблюдать профиль плотности плазмы внутри воронки, что, как уже говорилось, затруднительно, тем не менее подбором уравнения эволюции магнитного поля для этой области нам удалось добиться максимального соответствия динамики плазмы пинча с экспериментальными измерениями.

Предложенная модель является сильным упрощением. Однако такая упрощённая модель позволяет воспроизвести результаты экспериментов.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 3 представлены результаты моделирования движения ТПО и токи магнитных зондов на различной высоте относительно анодного электрода с учётом эффекта Холла и без учёта. Показаны профили распределения плотности тока (слева от оси) и электронной плотности плазмы (справа от оси). Видно отличие поведения ТПО в прианодной области по сравнению с расчётами без учёта эффекта Холла — «скольжение» ТПО наблюдается только при учёте этого эффекта. Проникновение магнитного поля в плазму ТПО, которое является следствием эффекта Холла, приводит к изменению её конфигурации, а также формы образующегося пинча. Таким образом, очевидно, что учёт эффекта Холла оказывается важен как для моделирования самого пинча, так и для более точного задания начальных условий формирования аксиальных потоков плазмы. Форма ТПО, восстановленная из щелевых развёрток в работе [8], сходна с результатом моделирования с учётом эффекта Холла.

Подтверждением правильности учёта эффекта Холла является то, что удаётся воспроизвести результаты зондовых измерений только в случае учёта эффекта Холла. В случае более крутой оболочки (без учёта эффекта Холла) сигналы с зондов, находящихся на различной высоте, регистрировались бы с малой задержкой во времени, что не соответствует экспериментально наблюдаемым сигналам. В работе [6] приведены зондовые измерения, демонстрирующие значительную разницу между радиальной и аксиальной скоростью распространения ТПО (см. рис. 4, б, з). В ходе моделирования были симулированы измерения магнитных зондов, расположенных так же, как и в экспериментах (рис. 4, а, в). И хотя точного соответствия экспериментальных и модельных (с учётом эффекта Холла) измерений нет, временные параметры совпадают. Расчётные профили ТПО хорошо соответствуют наблюдаемым сигналам зондов (см. рис. 4, б, з).

На рис. 5 показан формирующийся плазменный фокус (квадрат плотности, проинтегрированный вдоль направления наблюдения). Результаты моделирования имеют пространственные параметры, сходные с кадровыми изображениями, получаемыми в экспериментах с помощью электронно-оптических методов регистрации.

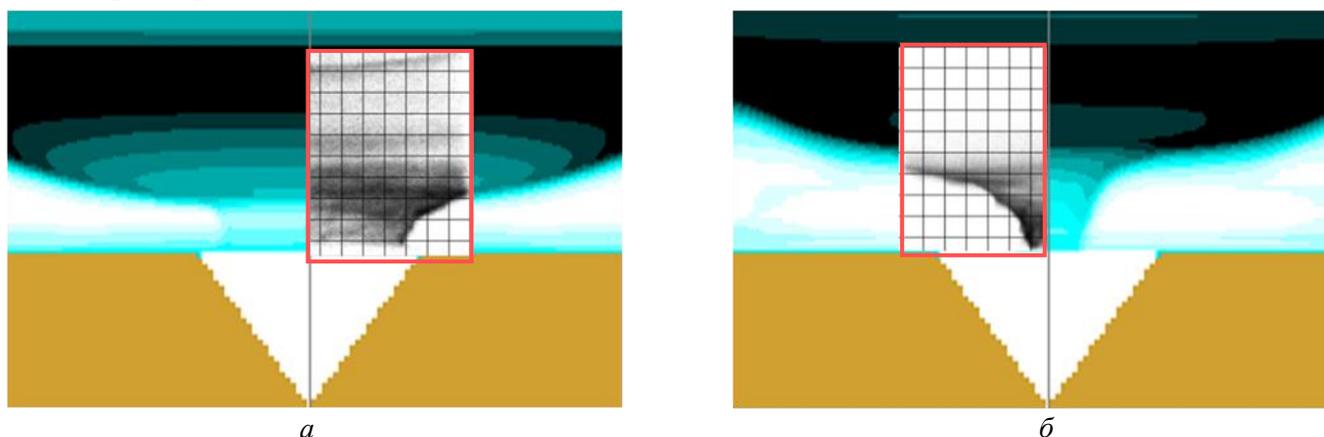


Рис. 5. Формирующийся плазменный фокус в различные моменты времени. Результаты моделирования (квадрат электронной плотности, проинтегрированный вдоль направления наблюдения) (а) в сравнении с экспериментальными данными (кадровые изображения плазмы в собственном излучении видимого диапазона — в красной рамке, экспозиция кадра 10 нс) (б), приведёнными в одном масштабе

В ряде случаев при моделировании, несмотря на общее сходство, высота ТПО у оси оказывается меньше, чем на снимках, полученных с помощью ЭОПов. Эффект Холла создаёт более резкие перепады магнитного поля, чем те, которые учитывались при оценке диффузии. Поэтому диффузия магнитного поля может оказывать большее влияние на эволюцию магнитного поля в области, где эффект Холла значим. И, как следствие, быстрое движение ТПО наблюдается в большем слое. Другим возможным объяснением может быть изменение распределения плотности в прианодном слое вследствие эффекта Холла.

Моделирование на качественном уровне воспроизводит основные свойства динамики ТПО на всех стадиях её эволюции, наблюдаемые в экспериментах [1]. После столкновения ударных фронтов оболочки на оси стадия радиального сжатия переходит в фазу радиальной компрессии плазмы (со скоростью более  $10^7$  см/с), во время которой достигает своего пикового значения сигнал производной разрядного тока (рис. 6). В результате нецилиндричности токовой оболочки на стадии радиального сжатия пинч сначала образуется вблизи поверхности анода. В дальнейшем длина пинча увеличивается за счёт «зиппер-эффекта» — последовательного схождения оболочки вдоль оси. Высота плотного пинча определяется положением ТПО над поверхностью анода и не превышает 3 см, как говорилось ранее. В течение этой фазы плотность падает при постоянном радиусе пинча, что свидетельствует о наличии интенсивного аксиального истечения плазмы со скоростью до  $10^8$  см/с. Далее наступает нестабильная фаза, когда наблюдаются неустойчивости в виде перетяжек, приводящие к дроблению шнура на части. Последняя фаза — фаза разрушения пинча, в течение которой плотность падает до величины менее  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

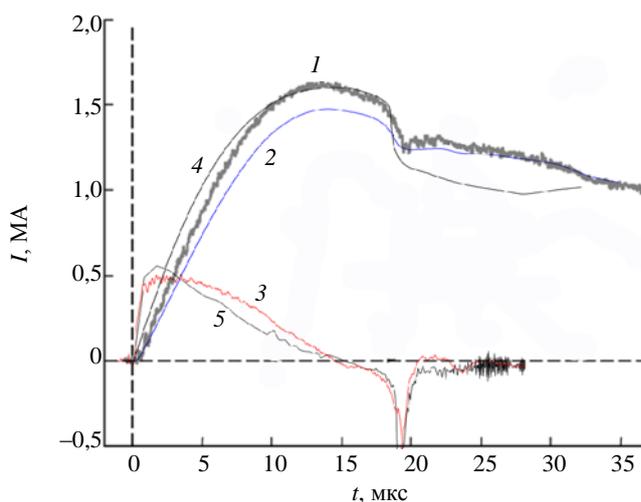


Рис. 6. Сравнение моделирования электротехнических параметров ПФ с данными эксперимента [8]: 1 — полный разрядный ток, измеренный в эксперименте интегрирующим поясом Роговского; 2 — полный разрядный ток, полученный численным интегрированием производной тока; 3 — производная полного разрядного тока, измеренная в эксперименте; 4 — модельный разрядный ток; 5 — модельная производная разрядного тока, полученная численным дифференцированием тока

На рис. 7 изображено распределение плазмы и напряжённости магнитного поля в момент формирования аксиального потока плазмы из ПФ. При его формировании наблюдается следующая структура: в центре образуется столб плотной плазмы с высокой плотностью тока, окружённый областью разреженной плазмы с магнитным полем высокой напряжённости — эту область называют «магнитный пузырь» [14].

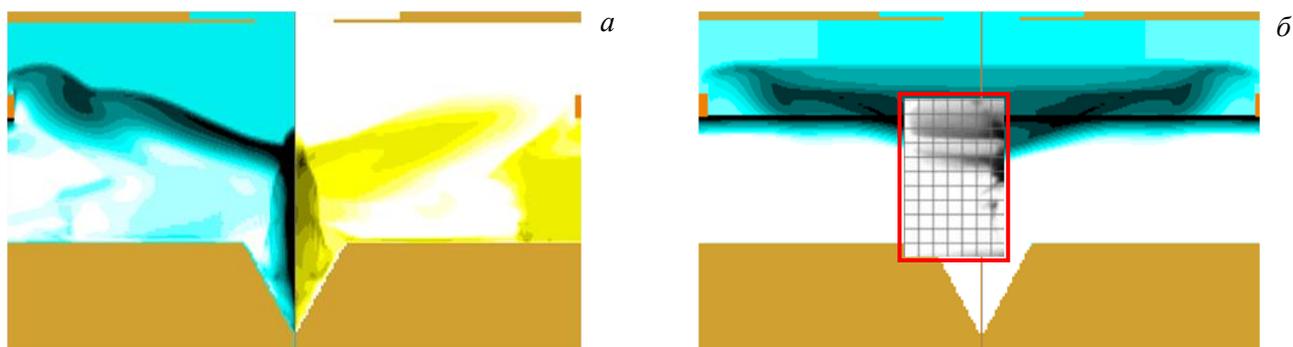


Рис. 7. Расчётные распределения плотности плазмы (левая половина изображения) и напряжённости магнитного поля (правая половина изображения) в момент формирования аксиального потока плазмы из ПФ (а). Квадрат плотности, проинтегрированный вдоль направления наблюдения в сравнении с экспериментальными данными (кадровое изображение плазмы в собственном излучении видимого диапазона — в красной рамке, экспозиция кадра 10 нс), приведёнными в одном масштабе (б)

Внешний слой аксиального плазменного потока, генерируемого в ПФ, также представляет собой ударную волну, сформированную из плотной плазмы, толкаемой магнитным полем. Таким образом, важными для формирования струи механизмами оказываются кумулятивный эффект — аксиальное движение осевого плазменного столба за счёт высокого газокINETического давления внутри него, которое обеспечивается давлением окружающего магнитного поля, магнитный поршень (движение под действием градиента магнитного давления) — обеспечивает распространение «магнитного пузыря». В связи с тем, что магнитное поле падает пропорционально  $1/r$  (или быстрее — при наличии токов внутри магнитного пузыря [14]), скорость распространения струи уменьшается по мере удаления от оси (скорость оказывается максимальной на острие струи).

Мы предполагаем, что наличие неустойчивости типа «перетяжка» может привести к образованию сгустков, распространяющихся в составе плазменного потока вдоль оси установки. Кроме изменения структуры, это также может привести к изменению скорости распространения потока (или его составляющих).

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для увеличения высоты пинча и/или получения специфических режимов работы с интенсификацией излучения используется вставка в центре анода, имеющая углубление на оси [15]. На рис. 8 показано образова-

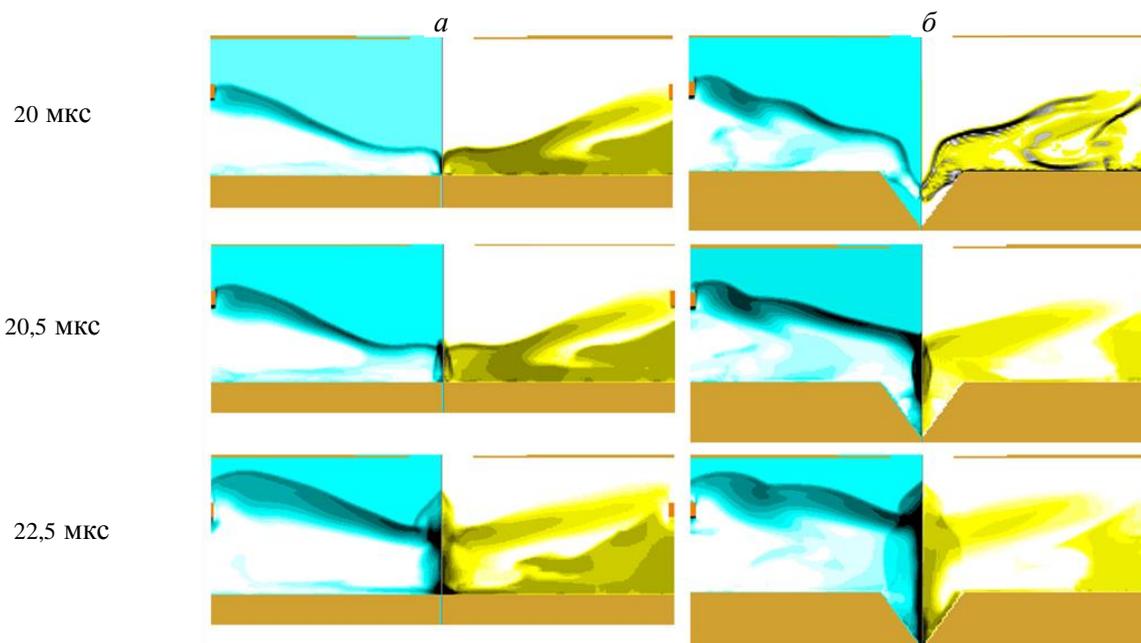


Рис. 8. Образование струи в случае отсутствия (а) и наличия (б) центрального углубления в аноде. Динамика представлена в одинаковые моменты времени для обоих случаев: 20, 20,5, 22,5 мкс. Приведены расчётные распределения плотности плазмы (левая половина изображения) и напряжённости магнитного поля (правая половина изображения)

ние струи в случае отсутствия центрального углубления в аноде. В этом случае образуется более короткий пинч меньшего радиуса, чем в конфигурации с анодной вставкой. Несмотря на то, что в нём содержится значительно меньше вещества и выше вероятность возникновения неустойчивостей, он может быть интересен для прикладных целей. Моделирование предсказывает гораздо более узкую струю в этом случае. Обсудим это подробнее.

Моделирование показывает прямую зависимость начального радиуса плазменного потока и степени сжатия пинча. Также от радиуса пинча зависит аксиальная скорость струи. Действительно, магнитное поле вокруг пинча имеет распределение, близкое к  $1/r$ , поэтому чем меньше радиус пинча, тем большее значение напряжённости магнитного поля достигается. В результате на ТПО вокруг пинча будет действовать аксиальная сила, возрастающая по мере приближения к оси (пинчу). Кроме того, «эффект убегающего» приводит к тому, что вблизи анода токовая оболочка истончается — из-за проникновения магнитного поля внутрь ТПО магнитный поршень давит только на передний фронт ТПО (см. рис. 3). Причём эффект усиливается по мере приближения к оси. Образуется область с большим перепадом магнитного давления, не уравновешенным газокинетическим давлением, и у оболочки появляется значительная аксиальная скорость, быстро спадающая по мере удаления от оси. Следовательно, для формирования наиболее сколламированного потока желательнее максимальное сжатие пинча. Та же задача решалась в рамках интенсификации излучения (с той только разницей, что для плазменного потока не играет роли длина пинча), поэтому установки с плазменным фокусом могут быть использованы для моделирования астрофизических струй, обладающих цилиндрической симметрией и сходными свойствами плазмы [16].

В предложенной модели скорость аксиального плазменного потока преимущественно определяется скоростью движения магнитного поршня. В работе [15] отмечено, что скорость распространения струи близка к скорости движения ТПО. В связи с наличием мнения об одинаковости механизмов движения ТПО и аксиального плазменного потока за счёт эффекта магнитного поршня [14] рассматриваемая модель может быть применима к задаче моделирования распространения струи. Следует отметить, что магнитное поле на оси установки, ответственное за движение плазменного потока, оказывается больше, чем на периферии (при движении ТПО от изолятора к оси), однако распространение осевого потока плазмы происходит на спаде тока, а эффективность доставки магнитного поля от изолятора к ТПО становится меньше по мере увеличения расстояния между ними, что уменьшает разницу напряжённости магнитного поля на периферии и у оси. Совокупность этих факторов может привести к отклонению скорости струи от скорости ТПО как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения. Однако естественно ожидать наличия корреляции между этими скоростями, а также их равенства по порядку величины.

В заключение стоит отметить, что экспериментально наблюдаемый пробой изолятора с образованием ТПО происходит неравномерно — с образованием пробойных каналов и изменением их числа от типа газа и режима работы установки [1]. На кадровых изображениях ТПО в приосевой области также различима волоконная структура ТПО (рис. 9). Волокна перпендикулярны аноду, т.е., образовавшись при

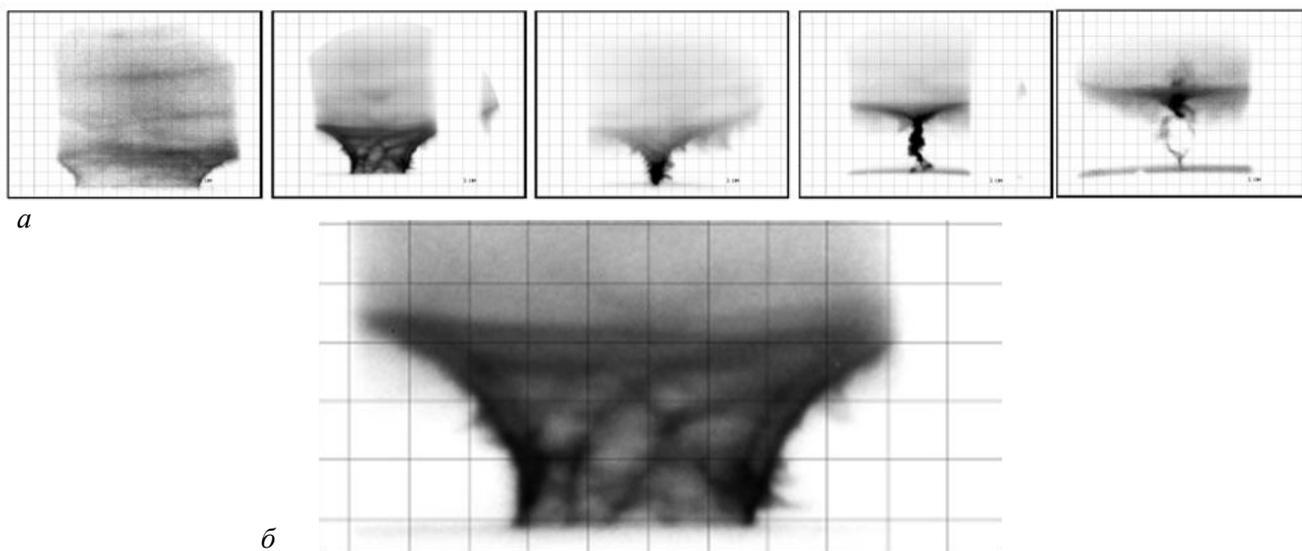


Рис. 9. Фотографии динамики ПФ в собственном излучении видимого диапазона (а) (экспозиция кадров 10 нс, скважность 150 нс); б — увеличенный второй кадр сжимающейся ТПО, на которой видны токовые волокна

начальном пробое газа, волокна закручиваются в процессе схождения оболочки [11, 12, 17]. Вращение токовой оболочки может приводить не только к стабилизации оболочки по отношению к рэлей-тэйлоровской неустойчивости на стадии её движения к оси, но и к появлению компонента магнитного поля, направленного вдоль оси  $z$ , что, в свою очередь, стабилизирует сам пинч по отношению к аксиально-симметричным возмущениям (перетяжки на шнуре) [1]. Моделирование эффектов формирования оболочки их отдельных волокон является отдельной сложной задачей. На данном этапе мы считаем, что в процессе движения к оси волокна сливаются в сплошную оболочку, однако в дальнейшем следует учитывать появление компонента поля  $B_z$  [18], который приводит к образованию сложных магнитных конфигураций в самом пинче и может оказать влияние на магнитные конфигурации в аксиальных плазменных потоках.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена расчётная модель для проведения расчётов с учётом эффекта Холла в рамках одножидкостной магнитной гидродинамики. На основании моделирования была подтверждена ключевая роль эффекта Холла в явлении скольжения ТПО вдоль электрода, предполагаемая в работе [9]. Моделирование движения ТПО с учётом эффекта Холла показало возможность определения свободных параметров в предложенной модели, при которых расчётные результаты для пространственно-временной зависимости основных параметров плазменной системы — плотности плазмы и аксиального магнитного поля — находятся в хорошем соответствии с полученными ранее экспериментальными результатами [6] зондовых измерений, электронно-оптических кадровых изображений и щелевых развёрток.

## REFERENCES

- Krauz V.I.** Encyclopedia of low-temperature plasma. Ser. B. Reference appendixes, data bases and data banks. Subject vol. IX-2. High-energy plasmodynamics. — M.: YANUS-K, 2007, pp. 152—195 (in Russian).
- Soto L. et al.** — Physics of Plasmas, 2014, vol. 21, p. 122703.
- Ivanov L.I. et al.** — Fizika i khimiya obrabotki materialov (Physics and chemistry of materials treatment), 2008, № 1, pp. 32—37 (in Russian).
- Vikhrev V.V., Suslin S.V.** — In coll.: XLII Intern. Zvenigorod conference on plasma physics and CTF, 2015, p. 180 (in Russian).
- Baronova E.O., Bashutin O.A., Vikhrev V.V. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2012, vol. 38, p. 815 (in Russian).
- Krauz V.I., Mitrofanov K.N. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2010, vol. 36, № 11, pp. 997—1012 (in Russian).
- Bazdenkov S.V., Gureev K.G., Filippov N.V., Filippova T.I.** — Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh), 1973, vol. 18, № 3, pp. 199—202 (in Russian).
- Gureev K.G., Filippov N.V., Filippova T.I.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1975, vol. 1, issue 1, pp. 120—126 (in Russian).
- Vikhrev V.V., Gureev K.G.** — Nuclear Fusion, 1977, vol. 172, pp. 291—295.
- Kukushkin A.B., Cherepanov K.V.** — Plasma Physics Reports, 2000, vol. 26, pp. 428—438.
- Vikhrev V.V., Zabaydulin O.Z., Terent'ev A.R.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1995, vol. 21, issue 1, p. 23 (in Russian).
- Gordeev A.V., Grechikha A.V., Kalda Ya.L.** — In the same place, 1990, vol. 16, p. 95 (in Russian).
- Brushlinskiy K.V., Morozov A.I.** — Voprosy teorii plazmy (Problems of Plasma Theory), 1974, issue 8 (Edited by M.A. Leontovich), pp. 139—143 (in Russian).
- Krauz V.I., Mitrofanov K.N. et al.** — ZhETF (JETPh), 2014, vol. 146, issue 5(11), pp. 1035—1050 (in Russian).
- Filippov N.V. et al.** — 1998 ICPP & 25-EPS CCFPP.
- Ciardi A.** — Lect. Notes Phys., 2010, vol. 793, pp. 31—50.
- Mokeyev A.N.** Dissertation for scientific degree of the cand. of phys.-math. sciences, M., 1998 (in Russian).
- Krauz V.I., Mitrofanov K.N. et al.** — EPL, 2012, vol. 98, № 4, p. 45001.

## AUTHORS

- Ananyev S.S.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Ananyev\_SS@nrcki.ru
- Suslin S.V.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; suslinsv@ya.ru
- Kharrasov A.M.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia;

Received 28 March 2016  
 Problems of Atomic Science and Technology  
 Ser. Thermonuclear Fusion, 2016, vol. 39, issue 2, pp. 69—80.