

01;03;04

О течении двухжидкостной плазмы, находящейся в стационарном магнитном поле, при протекании через нее импульсного тока

© Г.В. Островская

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: galya_ostr@mail.ru

(Поступило в Редакцию 13 декабря 2007 г.)

В рамках двухжидкостной МГД решена задача о движении плазмы, находящейся в однородном стационарном магнитном поле, при протекании через нее импульсного тока. Определены начальные направления векторов сил и токов, получены соотношения, определяющие их эволюцию во времени. Рассчитаны зависимости угла наклона траектории течения двухжидкостной плазмы относительно направления движения одножидкостной плазмы. Показано, что угол наклона траектории убывает со временем тем быстрее, чем меньше масса ионов плазмы. Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с данными наших экспериментов [1–7] по исследованию токовых слоев в 3D магнитных полях с X-линией и подтверждают необходимость учета двухжидкостных свойств плазмы при формировании токовых слоев в тяжелых инертных газах.

PACS: 52.25.Xz, 52.30.Ex

Введение

Стимулом к написанию настоящей статьи явилась проблема интерпретации результатов наших экспериментов [1–7] по исследованию динамики и структуры токовых слоев, формирующихся в трехмерных (3D) магнитных полях с X-линией в плазме тяжелых инертных газов (Ar, Kr, Xe). В простейшем случае такую магнитную конфигурацию можно представить в виде

$$\mathbf{B} = \{B_x; B_y; B_z\} = \{-hy; -hx; B_z\}, \quad (1)$$

где $h \cong \text{const}$ — постоянный градиент поля в плоскости (x, y) , а $B_z \cong \text{const}$ — однородная продольная компонента, направленная вдоль X-линии, совпадающей с осью z . Токовые слои формируются при возбуждении в плазме импульсного тока \mathbf{J}_z , направленного параллельно X-линии.

Для исследования токовых слоев в работах [1–7] использовался метод голографической интерферометрии, применение которого позволило получить обширную информацию как о формировании и эволюции плазменных слоев, так и о тонких деталях пространственного распределения электронной концентрации в них. Наиболее впечатляющим результатом работ [2–7] явилось обнаружение наклона и асимметрии плазменных слоев (рис. 1), образующихся в тяжелых инертных газах (Ar, Kr и Xn), причем только в присутствии продольной составляющей магнитного поля B_z . В то же время при формировании слоев в гелии [1] подобные эффекты не наблюдались.

В экспериментах [4,5,7] наблюдалось, что наклон плазменных слоев убывает со временем (рис. 2), причем тем быстрее, чем меньше масса ионов плазмы, в которой происходит формирование слоев. Столь значительная зависимость структуры и динамики токовых слоев, формируемых в различных инертных газах, от массы соот-

ветствующих ионов, позволила нам предположить, что данные эффекты являются проявлением двухжидкостных свойств плазмы тяжелых инертных газов. В частности, в наших работах [2,5] была высказана гипотеза о том, что наклон плазменных слоев является результатом взаимодействия холловских токов, генерируемых в пределах плазменных слоев, с продольной компонентой

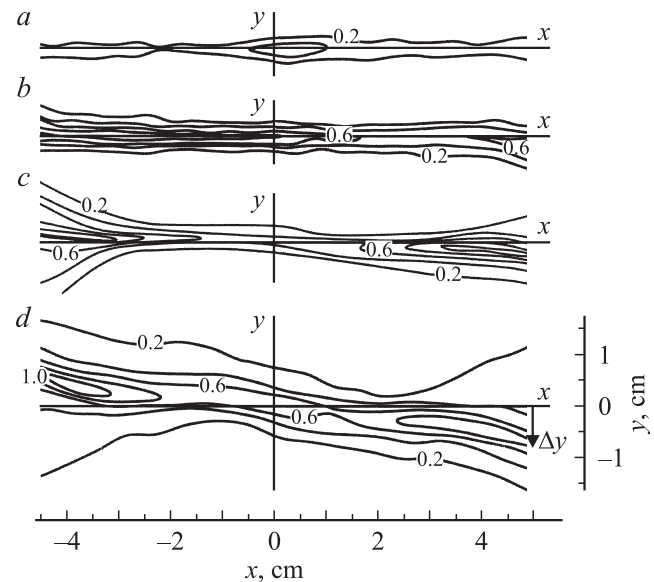


Рис. 1. Пространственные распределения электронной плотности в плазменных слоях, сформированных в магнитном поле с X-линией (1) при заполнении вакуумной камеры различными газами [4,5,7]: *a* — He ($A = 4$); *b* — Ar ($A = 40$); *c* — Kr ($A = 84$); *d* — Xn ($A = 131$); $h = 0.57 \text{ kG/cm}$, $B_z = 2.9 \text{ kG}$, $J_z = 70 \text{ kA}$, $\tau \approx 3 \mu\text{s}$. Исходное давление газа 300 (*a*) и 20 Torr (*b-d*). Расстояние между соседними контурными линиями соответствует $\delta N_e = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

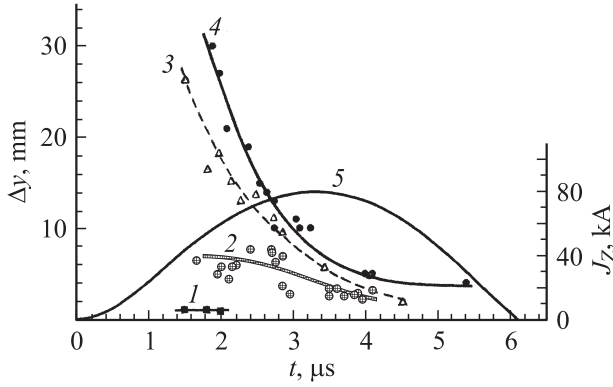


Рис. 2. Зависимость наклона слоя от времени при формировании плазменных слоев в различных инертных газах [4,5,7]: 1 — He; 2 — Ar; 3 — Kr; 4 — Xe; 5 — $J_z(t)$ ($h = 0.57$ kG/cm, $B_z = 2.9$ kG, $J_z^{\max} = 70$ kA). В качестве меры наклона принята величина Δy , соответствующая отклонению максимума профилей $N_e(y)$, измеренных на расстояниях $x = \pm 4.5$ см от оси (см. рис. 1).

магнитного поля B_z . В дальнейшем [4,7] было показано, что холловские токи могут возникать в плазме уже на стадии, предшествующей образованию токовых слоев, а взаимодействие этих токов с продольной компонентой B_z должно приводить к повороту начального поля течения плазмы.

Задача о течении двухжидкостной плазмы в магнитной конфигурации вида (1) достаточно сложна, и для ее решения следует использовать методы численного моделирования (см., например, [8]). В настоящей работе будет решена вспомогательная задача, а именно задача о течении пространственно однородной двухжидкостной плазмы, находящейся в однородном стационарном магнитном поле, при импульсном включении электрического напряжения.

1. Основные уравнения и начальная структура сил и токов

1.1. Основные уравнения двухжидкостной МГД

В основе двухжидкостной МГД лежат два уравнения, описывающие отдельно движение электронной и ионной компонент плазмы и связанные между собой только силой трения R_{ie} между компонентами (см., например, [9–12])

$$N_e \frac{d\mathbf{m}\mathbf{V}_e}{dt} = -eN_e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V}_e \mathbf{B}] \right) - \nabla P_e - N_e N_i R_{ie} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i), \quad (2)$$

$$N_i \frac{dM\mathbf{V}_i}{dt} = eN_i Z \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V}_i \mathbf{B}] \right) - \nabla P_i - N_e N_i R_{ie} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e). \quad (3)$$

Здесь m и M — масса электрона и иона, а Z — заряд иона, $R_{ie} = \mu v_{ei}/N_i$, где μ — приведенная масса частиц, равная $\mu = mM/(m+M) \approx m$, $v_{ei} = \tau_e^{-1}$ — эффективная частота соударений, при которых происходит передача импульса от электронов к ионам, τ_e — время между столкновениями. С учетом условия квазинейтральности плазмы $N_e = ZN_i = N$ и в пренебрежении инерционностью электронов, а также членом dj/dt , систему уравнений (2)–(3) можно привести к виду [10]:

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{1}{c\rho} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] - \frac{1}{\rho} \nabla P, \quad (4)$$

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \left\{ \mathbf{E} + \left(\frac{1}{c} \right) [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] - \frac{1}{ceN} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] + \frac{1}{eN} \nabla P_e \right\}, \quad (5)$$

где $P = P_i + P_e$ и $\rho = (mN_e + MN_i) \approx MN/Z$ — давление и плотность плазмы, \mathbf{V} — среднемассовая скорость, равная

$$\mathbf{V} = \frac{mN_e \mathbf{V}_e + MN_i \mathbf{V}_i}{mN_e + MN_i} \approx \mathbf{V}_i,$$

$\mathbf{j} = eN(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e)$ — плотность тока, $\sigma_0 = Ne^2\tau_e/m$ — проводимость плазмы.

При сделанных допущениях уравнение движения (4) для среднемассовой скорости полностью аналогично соответствующему уравнению для одножидкостной плазмы. Уравнение (5) представляет собой обобщенный закон Ома для двухжидкостной плазмы и отличается от закона Ома для одножидкостной плазмы

$$\mathbf{j} = \sigma_0 (\mathbf{E} + [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]/c) \quad (6)$$

наличием двух членов: холловского члена $[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]/(ceN)$ и члена, связанного с градиентом электронного давления, $(1/eN) \nabla P_e$.

Как следует из (5), плотность плазменного тока \mathbf{j} помимо компоненты $\mathbf{j}^{(E)}$, параллельной приложенному напряжению \mathbf{E} , имеет также составляющие, перпендикулярные \mathbf{E} , обусловленные наличием в (5) холловского члена, так что \mathbf{j} можно представить в виде $\mathbf{j} = \mathbf{j}^{(E)} + \mathbf{j}^{(H)}$, где $\mathbf{j}^{(H)}$ — плотность холловских токов.

Обозначив $j/eN \equiv U_d = |\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e|$, холловский член можно представить в виде $[\mathbf{U}_d \times \mathbf{B}]/c$, где \mathbf{U}_d — ток-вая скорость. Пренебечь этим членом по сравнению с $[\mathbf{V} \times \mathbf{B}]/c$ можно при условии, что $V = |\mathbf{V}| \gg U_d$. Член, связанный с градиентом электронного давления, имеет обычно тот же порядок величины, что и холловский член [10]. Таким образом, при $V \gg U_d$, т.е. когда скорость перемещения плазмы как целого много больше разности скоростей электронов и ионов, уравнение (5) превращается в закон Ома (6) для одножидкостной плазмы. Если имеет место обратное соотношение $V \leq U_d$, то необходимо учитывать двухжидкостные эффекты.

Следует заметить, что при протекании через плазму импульсного тока практически безынерционные электроны ускоряются значительно быстрее ионов, т. е. сразу после включения импульсного напряжения существует некоторая переходная стадия, когда $U_d \approx V_e \gg V_i \approx V$ и учет двухжидкостных свойств плазмы необходим.

Для полного описания движения двухжидкостной плазмы система уравнений (4)–(5) должна быть дополнена уравнением непрерывности и уравнениями Максвелла (см., например, [10]). Таким образом, задача о течении двухжидкостной плазмы в сложных магнитных полях, к которым относится конфигурация с X -линией (1), достаточно трудна. В случае течения однородной двухжидкостной плазмы в однородном стационарном магнитном поле задача существенно упрощается и возможно аналитическое решение уравнений (4)–(5). Несмотря на такое упрощение задачи результаты наших расчетов позволяют сделать определенные выводы о структуре сил, определяющих динамику плазмы на ранних стадиях формирования токовых слоев в 3D магнитных полях с X -линией (1) [4,7].

1.2. Начальная структура сил и токов, определяющих динамику двухжидкостной плазмы в однородном магнитном поле

При решении задачи о течении плазмы в магнитном поле будем считать плазму пространственно однородной, т. е. пренебрежем величинами ∇P и ∇P_e в исходных уравнениях двухжидкостной МГД и запишем уравнения (4) и (5) в виде

$$\frac{MN}{Z} \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] = \mathbf{F}, \quad (7)$$

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \left\{ \mathbf{E} + \left(\frac{1}{c} \right) [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] \right\} - \frac{\chi}{B} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]. \quad (8)$$

Здесь введен безразмерный параметр

$$\chi \equiv \sigma_0 B / ceN_e, \quad (9)$$

называемый в литературе „параметром Холла“ [13] и характеризующий степень замагниченности электронной компоненты плазмы. Действительно, подставив в (9) $\sigma_0 = Ne^2\tau_e/m$, можно представить χ в виде отношения двух частот $\chi = \omega_e/\nu_{ei}$, где $\omega_e = eB/mc$ — циклотронная частота электронов, а ν_{ei} — частота электрон-ионных соударений.

Магнитное поле на данном этапе будем считать стационарным и пространственно однородным. Как следует из (7), сила \mathbf{F} , определяющая динамику плазмы, так же как и скорость течения плазмы, всегда перпендикулярна магнитному полю \mathbf{B} . Поэтому решать систему уравнений (7)–(8) удобно в системе координат, одна из осей которой совмещена с направлением вектора \mathbf{B} . В соответствии с этим наряду с системой координат (x, y, z) , определяющей структуру магнитного поля с X -линией (1), в которой вектор \mathbf{E} направлен по

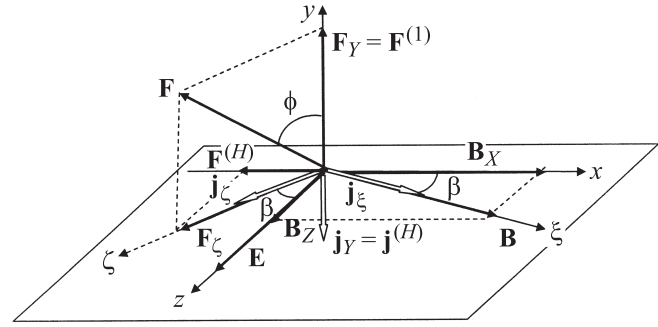


Рис. 3. Схема сил, определяющих течение плазмы в однородном магнитном поле. „Белыми“ стрелками показаны компоненты плотности тока.

оси z , введем вспомогательные координатные оси ξ, η , первая из которых совпадает с вектором \mathbf{B} и повернута относительно оси x на угол β (рис. 3).

В системе координат (ξ, y, η) векторы \mathbf{F} и \mathbf{V} при любом направлении тока \mathbf{j} будут лежать в плоскости (y, η) , перпендикулярной вектору \mathbf{B} . Вектор электрического поля $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 f(t)$ при таком расположении координатных осей будет иметь как η , так и ξ -компоненты, а его временную функцию $f(t)$ будем считать ступенчатой, т. е. $f(t) = 0$, при $t \leq 0$ и $f(t) = 1$ при $t \geq 0$. До момента включения электрического поля плазму будем считать неподвижной, т. е. положим $\mathbf{V}_0 = 0$.

В системе координат (ξ, y, η) вектор плотности тока в общем случае имеет три компоненты $\mathbf{j} = \mathbf{j}_\xi + \mathbf{j}_y + \mathbf{j}_\eta$. Подставив \mathbf{j} в (7) и учитывая, что $[\mathbf{j}_\xi \times \mathbf{B}] = 0$, представим силу \mathbf{F} в виде суммы двух сил

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c} [\mathbf{j}_\eta \times \mathbf{B}] + \frac{1}{c} [\mathbf{j}_y \times \mathbf{B}] = \mathbf{F}_Y + \mathbf{F}_\xi. \quad (10)$$

Очевидно, что обе эти силы перпендикулярны магнитному полю \mathbf{B} и в то же время взаимно перпендикулярны.

Начальные значения компонент силы $\mathbf{F} = \mathbf{F}_0$, действующей на плазму в момент включения поля \mathbf{E} , найдем из уравнения (8), для чего умножим его на вектор \mathbf{B} и положим в нем $\mathbf{V} = 0$. Произведя замену $[\mathbf{j}_0 \times \mathbf{B}]$ на $c\mathbf{F}_0$, получим

$$\frac{\sigma_0}{c} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] - \frac{\chi}{B} [\mathbf{F}_0 \times \mathbf{B}] = \mathbf{F}_0. \quad (11)$$

Спроецировав (11) на оси y, ξ , найдем

$$F_{Y0} = \frac{\sigma_0}{c} E_\xi B - \chi F_{\xi 0}; \quad F_{\xi 0} = \chi F_{Y0}. \quad (12)$$

Решив систему (12) и учитывая, что $E_\xi B = E_z B_x$, находим компоненты силы

$$F_{Y0} = \frac{\sigma^*}{c} E_z B_x; \quad F_{\xi 0} = \chi \frac{\sigma^*}{c} E_z B_x. \quad (13)$$

Здесь $\sigma^* = \sigma_0 / (1 + \chi^2)$ — проводимость плазмы в направлении, перпендикулярном магнитному полю \mathbf{B} . Заметим, что при низкой замагниченности плазмы, когда

$\chi \ll 1$ (что соответствует одножидкостной плазме), \mathbf{F}_0 имеет только составляющую $F_{Y0} = (\sigma_0/c) E_Z B_X$, вызывающую течение плазмы вдоль оси y . В случае двухжидкостной плазмы компонента силы в направлении y равна $F_{Y0} = (\sigma^*/c) E_Z B_X$, т.е. меньше, чем в случае одножидкостной плазмы в $(1 + \chi^2)$ раз. Начальное направление силы \mathbf{F}_0 повернуто относительно оси y , на угол ϕ_0 , тангенс которого равен:

$$\operatorname{tg} \phi_0 = \frac{F_{\xi 0}}{F_{Y0}} = \chi. \quad (14)$$

Определим теперь начальную величину и направление токов Холла. Для этого, положив в (8) $V = 0$ и $[\mathbf{j}_0 \times \mathbf{V}] = c(\mathbf{F}_{Y0} + \mathbf{F}_{\xi 0})$, получим

$$\mathbf{j}_0 = \sigma_0 \mathbf{E} - \frac{\chi c}{B} [\mathbf{F}_{Y0} + \mathbf{F}_{\xi 0}], \quad (15)$$

откуда следует, что

$$\left. \begin{aligned} j_{\xi,0} &= \sigma_0 E_{\xi} = \sigma_0 E_Z \frac{B_Z}{B}, \\ j_{Y,0} &= -\frac{\chi c}{B} F_{Y0} = -\sigma^* E_Z \frac{\chi B_X}{B}, \\ j_{\xi,0} &= \sigma_0 E_{\xi} - \frac{\chi c}{B} F_{\xi 0} = \sigma^* E_Z \frac{B_X}{B}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Заметим, что, если не пренебрегать членом dj/dt в уравнении обобщенного закона Ома, то данные значения компонент плотности тока устанавливаются не мгновенно, а за время нескольких электрон-ионных соударений, см. [14].

Компоненты вектора плотности тока (16) изображены на рис. 3 „белыми“ стрелками. Первая из них $j_{\xi,0}$ совпадает по направлению с вектором \mathbf{V} и возникает только в присутствии продольной компоненты \mathbf{V}_Z . Перпендикулярная напряженности E_Z компонента $j_{Y,0}$ направлена навстречу силе \mathbf{F}_Y и существует как в присутствии, так и в отсутствие продольной компоненты \mathbf{V}_Z . Появление этой компоненты тока вызвано движением электронов под действием силы \mathbf{F}_Y относительно практически неподвижных в начальный момент ионов, что позволяет из начального значения $j_{Y,0}$ (16) найти начальную скорость электронов

$$V_{e,Y}|_{t=0} = -\frac{j_{Y,0}}{eN} = V_D \frac{\chi^2}{(1 + \chi^2)}. \quad (17)$$

Здесь $V_D = |\mathbf{V}_D|$, где \mathbf{V}_D — скорость стационарного дрейфа плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях, равная, как известно, $\mathbf{V}_D = (c/B^2)[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$. Таким образом, в случае сильно замагниченной плазмы ($\chi \gg 1$) электроны в начальный момент времени движутся в направлении силы \mathbf{F}_Y со скоростью, близкой к скорости стационарного дрейфа.

Очевидно, что для рассматриваемого нами случая, когда при $t \geq 0$ $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 = \text{const}$, течение со временем становится стационарным, т.е. $d\mathbf{V}/dt \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$. Это, в свою очередь, приводит к равенству нулю $[\mathbf{j} \times \mathbf{V}]$

и исчезновению холловского члена в (8). Естественно, что и найденная из этого уравнения скорость будет такой же, как и в случае одножидкостной плазмы. Действительно, умножив все члены (8) на вектор \mathbf{V} и затем положив $[\mathbf{j} \times \mathbf{V}] = 0$, получим

$$\sigma_0 \left\{ [\mathbf{E} \times \mathbf{V}] + \left(\frac{1}{c} \right) [[\mathbf{V} \times \mathbf{V}] \times \mathbf{V}] \right\} = 0.$$

Преобразовав тройное векторное произведение $[[\mathbf{V} \times \mathbf{V}] \times \mathbf{V}] = -B^2 \mathbf{V} + (\mathbf{V} \cdot \mathbf{V}) \mathbf{V}$ и положив в нем скалярное произведение $(\mathbf{V} \cdot \mathbf{V}) = 0$, поскольку вектор \mathbf{V} перпендикулярен \mathbf{B} , получим $\mathbf{V} = (c/B^2)[\mathbf{E} \times \mathbf{B}] = \mathbf{V}_D$.

Очевидно, что при принятой нами ориентации векторов \mathbf{V} и \mathbf{E} вектор \mathbf{V}_D направлен по оси y и совпадает с направлением силы \mathbf{F}_Y . Отсюда следует, что угол наклона скорости течения плазмы относительно направления силы \mathbf{F}_Y меняется со временем от своего начального значения $\phi_0 = \operatorname{arctg} \chi$ до 0 при $t \rightarrow \infty$. Одной из наиболее вероятных причин падения угла наклона является уменьшение со временем значения токов Холла в результате уменьшения разницы между скоростями направленного движения электронной и ионной компонент плазмы. Чтобы найти в явном виде зависимости компонент скорости, силы и токов от времени, нужно решить систему уравнений (7), (8).

2. Зависимости скорости течения плазмы, сил и токов от времени

2.1. Временная эволюция скоростей и траектории течения плазмы

Решение системы уравнений (7), (8) начнем с разделения переменных $\mathbf{j}(t)$ и $\mathbf{V}(t)$, входящих в оба эти уравнения. Для этого подставим в (8) $[\mathbf{j} \times \mathbf{V}] = (cMN_e/Z)(d\mathbf{V}/dt)$, найденное из (7), а полученное выражение для \mathbf{j} подставим в (7)

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{\sigma_0 Z}{cMN_e} \left\{ [\mathbf{E} \times \mathbf{V}] + \left(\frac{1}{c} \right) [[\mathbf{V} \times \mathbf{V}] \times \mathbf{V}] \right\} - \frac{\chi}{B} \left[\frac{d\mathbf{V}}{dt} \times \mathbf{B} \right]. \quad (18)$$

Уравнение (18) с учетом того, что $[[\mathbf{V} \times \mathbf{V}] \times \mathbf{V}] = -B^2 \mathbf{V}$, а $[\mathbf{E} \times \mathbf{V}] = \mathbf{V}_D B^2/c$, принимает вид

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} + \alpha \mathbf{V} + \frac{\chi}{B} \left[\frac{d\mathbf{V}}{dt} \times \mathbf{B} \right] = \alpha \mathbf{V}_D, \quad (19)$$

где $\alpha \equiv \sigma_0 B^2 Z / c^2 MN = \chi \omega_i$ и $\omega_i = ZeB/cM$ — ионная циклотронная частота.

Запишем уравнение (19) в виде его проекций на координатные оси (y, ξ) (см. рис. 3):

$$\left. \begin{aligned} \frac{dV_Y}{dt} + \alpha V_Y + \chi \frac{dV_{\xi}}{dt} &= \alpha V_D, \\ \frac{dV_{\xi}}{dt} + \alpha V_{\xi} - \chi \frac{dV_Y}{dt} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

где $V_D = (c/B^2) E_Z B_X$.

Для разделения переменных V_Y и V_ξ в системе уравнений (20) найдем dV_Y/dt из второго выражения и подставим его в первое, а полученное выражение продифференцируем по времени и снова подставим в него dV_Y/dt , найденное из второй формулы (20). В результате получим дифференциальное уравнение для нахождения функции V_ξ :

$$\frac{dV_\xi^2}{dt^2} + \frac{2\alpha}{1+\chi^2} \frac{dV_\xi}{dt} + \frac{\alpha^2}{1+\chi^2} V_\xi = \frac{\alpha\chi}{1+\chi^2} \frac{dV_D}{dt}. \quad (21)$$

Действуя аналогичным образом, получим уравнение для функции V_Y :

$$\begin{aligned} \frac{dV_Y^2}{dt^2} + \frac{2\alpha}{1+\chi^2} \frac{dV_Y}{dt} + \frac{\alpha^2}{1+\chi^2} V_Y \\ = \frac{\alpha^2}{1+\chi^2} V_D + \frac{\alpha\chi}{1+\chi^2} \frac{dV_D}{dt}. \end{aligned} \quad (22)$$

Для случая ступенчатой функции $E_Z(t)$ дрейфовая скорость $V_D = \text{const}$, а $dV_D/dt = 0$. При этом общие решения линейных дифференциальных уравнений (21) и (22) имеют вид:

$$V_\xi = C_1 e^{r_1 t} + C_2 e^{r_2 t} \quad \text{и} \quad V_Y = C_3 e^{r_1 t} + C_4 e^{r_2 t} + V_D,$$

где r_1 и r_2 — корни характеристического уравнения

$$r^2 + \frac{2\alpha}{1+\chi^2} r + \frac{\alpha^2}{1+\chi^2} = 0,$$

а постоянные коэффициенты C_1, C_2, C_3 и C_4 определяются из начальных условий. В частности, при принятых условиях $V_Y(0) = 0; V_\xi(0) = 0$,

$$\left. \frac{dV_Y}{dt} \right|_{t=0} = \frac{F_{0Y}}{\rho} = \frac{\alpha V_D}{1+\chi^2}; \quad \left. \frac{dV_\xi}{dt} \right|_{t=0} = \frac{F_{0\xi}}{\rho} = \frac{\alpha\chi V_D}{1+\chi^2},$$

получим

$$\left. \begin{aligned} V_Y &= V_D \left[1 - \cos \frac{\alpha\chi t}{1+\chi^2} \exp \left(-\frac{\alpha t}{1+\chi^2} \right) \right], \\ V_\xi &= V_D \exp \left(-\frac{\alpha t}{1+\chi^2} \right) \sin \frac{\alpha\chi t}{1+\chi^2}. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Как видно из (23), компоненты скорости совершают затухающие колебания, приближаясь при $t \rightarrow \infty$ к своим стационарным значениям: $V_Y \rightarrow V_D$, а $V_\xi \rightarrow 0$.

Частота колебаний определяется величиной

$$\omega = \frac{\alpha\chi}{1+\chi^2} = \omega_i \frac{\chi^2}{1+\chi^2}$$

и для сильно замагниченной плазмы (когда $\chi \gg 1$) близка к ионной циклотронной частоте.

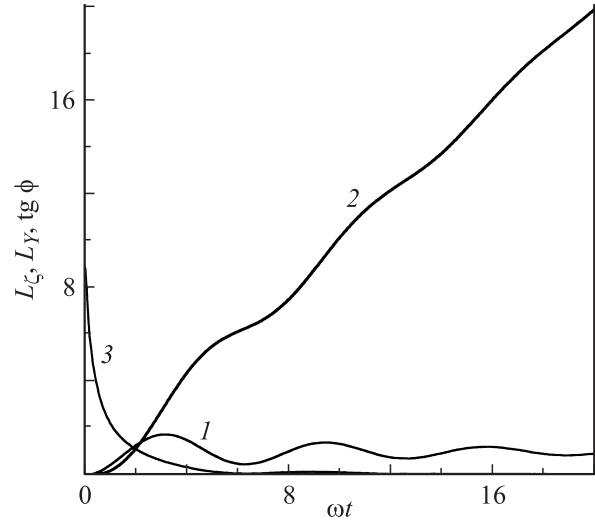


Рис. 4. Зависимости L_ξ (1), L_Y (2) и $\text{tg } \phi$ (3) от времени. При расчетах параметр χ полагался равным 10.

Определим теперь траекторию течения плазмы в плоскости (y, ξ) , для чего путем интегрирования выражений (23) вычислим компоненты пути, пройденного плазмой в направлениях ξ и y :

$$\left. \begin{aligned} L_\xi(t) &= \int_0^t V_\xi dt = \frac{V_D}{\alpha} \left\{ \chi - \exp \left(-\frac{\omega t}{\chi} \right) \right. \\ &\quad \left. \times (\sin \omega t + \chi \cos \omega t) \right\}, \\ L_Y(t) &= \int_0^t V_Y dt = V_D t - \frac{V_D}{\alpha} \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{\omega t}{\chi} \right) \right. \\ &\quad \left. \times (\cos \omega t + \chi \sin \omega t) \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Угол $\phi(t)$, определяющий усредненное за время t направление течения плазмы в плоскости (y, ξ) , определим как $\phi(t) = \arctg(L_\xi/L_Y)$. Результаты расчета величин L_ξ, L_Y и $\text{tg } \phi(t)$ представлены на рис. 4 в относительных величинах. Для нахождения абсолютных величин нужно умножить L_ξ и L_Y на V_D/ω . При расчетах параметр χ полагался равным 10, а параметр $\alpha = (1+\chi^2)\omega/\chi \approx 10\omega$. Как видно из рисунка, компонента L_ξ заметно превышает L_Y только при сравнительно малых значениях ωt ($0 < \omega t < 2$). При больших значениях ωt L_ξ совершает затухающие колебания около среднего значения, равного V_D/ω , в то время как L_Y быстро растет, приближаясь в пределе к линейной зависимости от времени, соответствующей движению плазмы с дрейфовой скоростью V_D . В соответствии с этим $\text{tg } \phi(t)$ убывает к моменту, когда $\omega t = 1$, примерно в четыре раза относительно своего исходного значения, равного χ , а для $\omega t > 2\pi$ угол наклона становится пренебрежимо малым. Таким образом, заметный наклон траектории сохраняется в течение времени порядка $\Delta t \approx \omega^{-1}$. Согласно введенным ранее

обозначениям

$$\Delta t \approx \frac{1 + \chi^2}{\chi^2 \omega_i} = \frac{(1 + \chi^2)cM}{\chi^2 ZeB}, \quad (25)$$

т. е. время, в течение которого необходим учет двухжидкостных свойств плазмы, при прочих равных условиях, прямо пропорционально массе ионной компоненты плазмы.

2.2. Временная эволюция сил и токов

Функции $F_Y(t)$ и $F_\xi(t)$ найдем путем дифференцирования выражений (23)

$$\left. \begin{aligned} F_Y(t) &= \rho \frac{dV_Y}{dt} = \frac{\sigma^* E_Z B_X}{c} \exp\left(-\frac{\omega t}{\chi}\right) [\cos \omega t + \chi \sin \omega t], \\ F_\xi(t) &= \rho \frac{dV_\xi}{dt} = -\frac{\sigma^* E_Z B_X}{c} \exp\left(-\frac{\omega t}{\chi}\right) [\sin \omega t - \chi \cos \omega t]. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

В свою очередь, сила \mathbf{F} , согласно (7), равна $(1/c)[\mathbf{j} \times \mathbf{B}] = \mathbf{F}$, что позволяет определить компоненты плотности токов, перпендикулярные \mathbf{B} : $j_Y = -(c/B)F_\xi$; $j_\xi = (c/B)F_Y$.

В принятой нами в этом разделе системе координат ξ, y, ζ плотность тока имеет еще одну составляющую, j_ξ , параллельную направлению магнитного поля \mathbf{B} , найти которую можно из уравнения (8). Поскольку векторные произведения, входящие в правую часть (8), не имеют составляющих параллельных \mathbf{B} , $j_\xi = \sigma_0 E_\xi = E_Z B_Z / B$.

Итак, составляющие плотности тока в случае ступенчатой функции $E_Z(t)$ равны:

$$\left. \begin{aligned} j_\xi &= \frac{\sigma_0 E_Z B_Z}{B}, \\ j_Y &= \frac{\sigma^* E_Z B_X}{B} \exp\left(-\frac{\omega t}{\chi}\right) [\sin \omega t - \chi \cos \omega t], \\ j_\xi &= \frac{\sigma^* E_Z B_X}{B} \exp\left(-\frac{\omega t}{\chi}\right) [\cos \omega t + \chi \sin \omega t]. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Как следует из (27), ξ — составляющая тока, так же как E_Z , постоянна при $t > 0$. Эта компонента пропорциональна продольной компоненте поля B_Z и соответственно обращается в нуль при $B_Z = 0$. Кроме того, эта компонента, будучи параллельной магнитному полю, не влияет на величину сил, определяющих динамику двухжидкостной плазмы в рассмотренной нами конфигурации.

В отличие от j_ξ остальные компоненты тока, j_Y и j_ζ , в явном виде не зависят от B_Z . Характерно также, что в случае ступенчатой формы функции $E_Z(t)$ обе эти компоненты стремятся к 0 при $t \rightarrow \infty$, что соответствует отсутствию токов при движении плазмы с дрейфовой скоростью, см. [14].

2.3. Временная эволюция траектории течения плазмы при произвольной форме импульса $E_Z(t)$

Напомним, что все приведенные выше временные функции соответствуют ступенчатому виду функции $\mathbf{E}(t)$, которая далека от условий реального эксперимента [1–7]. Для случая произвольного импульса $\mathbf{E}(t)$, удовлетворяющего условию $\mathbf{E}(t) = 0$ при $t \leq 0$ и $\mathbf{E}(t) = E_0 f(t)$ при $t > 0$, где $f(t)$ произвольная функция, уравнение движения (19) принимает вид

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} + \alpha \mathbf{V} + \frac{\chi}{B} \left[\frac{d\mathbf{V}}{dt} \times \mathbf{B} \right] = \alpha \mathbf{V}_{D,0} f(t), \quad (28)$$

где $\mathbf{V}_{D,0} = (c/B^2)[\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}]$.

Компоненты скорости при заданной функции $f(t)$ могут быть найдены либо путем решения соответствующих неоднородных линейных дифференциальных уравнений (21)–(22), либо с помощью свертки решений, найденных ранее для случая ступенчатой функции $\mathbf{E}(t)$, с временной функцией $f(t)$. В частности, компоненты скорости и траектории можно представить соответственно в виде

$$V_{Y,\xi}(t) = \int_0^t \frac{dV_{Y,\xi}^{\text{st}}(\tau)}{d\tau} f(t - \tau) d\tau, \quad (29)$$

$$L_{Y,\xi}(t) = \int_0^t V_{Y,\xi}^{\text{st}}(\tau) f(t - \tau) d\tau, \quad (30)$$

где V_Y^{st} и V_ξ^{st} решения (23), найденные ранее для ступенчатой функции $\mathbf{E}(t)$. Угол наклона траектории течения относительно оси y , как и ранее, определим как $\phi(t) = \arctg(L_\xi / L_Y)$.

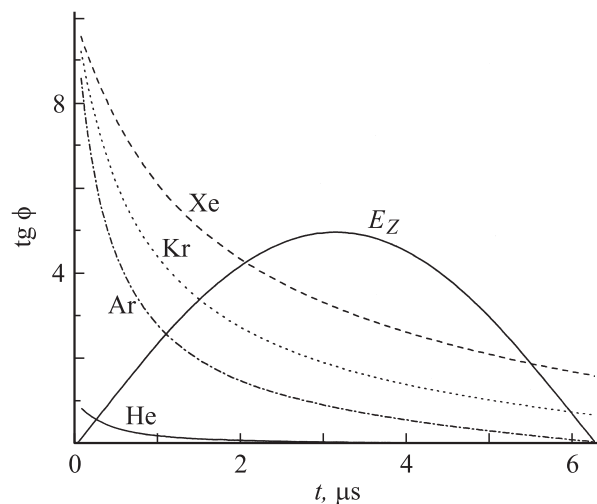


Рис. 5. Зависимость от времени угла наклона траектории для случая синусоидальной функции $E(t)$. Параметры плазмы, использованные при расчетах, см. в таблице.

Параметры плазмы, принятые при расчетах зависимостей угла наклона течения от времени (рис. 4, 5)

Параметр	Газ			
	He	Ar	Kr	Xe
A	4	40	84	131
$v_{ei}, 10^{10} \text{ s}^{-1}$	6	0.6	0.6	0.6
$\omega_e^B, 10^{10} \text{ s}^{-1}$	6	6	6	6
$\chi = \omega_e^B / v_{ei}$	1	10	10	10
$\Delta t, \mu\text{s}$	0.42	2.1	4.4	6.9

Результаты расчета угла наклона для частного случая $f(t) = \sin \Omega t$ представлены на рис. 5. При расчетах величина Ω принималась равной $0.5 \mu\text{s}^{-1}$, что соответствует длительности положительного полупериода ($\sim 6 \mu\text{s}$) тока \mathbf{J}_Z в наших экспериментах [1–7]. Остальные параметры, использованные при расчетах (см. таблицу), также близки к соответствующим параметрам плазмы, в которой происходило формирование токовых слоев в наших работах. Характерно, что начальное значение тангенса угла наклона $\text{tg } \phi(0) = \lim_{t \rightarrow 0} \text{tg } \phi(t) = \lim_{t \rightarrow 0} (L_\xi / L_Y)$, как и раньше, равно величине χ . В таблице приведена также величина Δt (25), определяющая время, в течение которого необходим учет двухжидкостных свойств при ступенчатом виде функции $f(t)$.

3. Структура сил и токов в плоскости, перпендикулярной напряженности электрического поля

3.1. Структура и эволюция во времени сил и токов в плоскости, перпендикулярной вектору \mathbf{E}_Z

Поскольку процессы, ведущие к формированию токовых слоев в интересующих нас магнитных полях вида (1), развиваются в основном в плоскости, перпендикулярной плазменному току, текущему вдоль X-линии, совмещенной с осью z, запишем полученные выше выражения для эволюции сил, скоростей и токов в системе координат (x, y, z) . При этом по-прежнему пренебрежем градиентами давления в исходных уравнениях и будем считать, что магнитное поле имеет две компоненты: продольную \mathbf{B}_Z , направленную вдоль напряженности электрического поля \mathbf{E}_Z , и поперечную \mathbf{B}_\perp , перпендикулярную оси z. Для простоты положим, что вектор \mathbf{B}_\perp совпадает по направлению с осью x, т.е. $\mathbf{B}_\perp = \mathbf{B}_X$.

В системе координат (x, y, z) сила \mathbf{F} , определяющая динамику плазмы, имеет три компоненты, причем компонента $F_Y(t)$ совпадает с найденной ранее (см. (26)), а компоненты $F_X(t)$ и $F_Z(t)$ являются проекциями $F_\xi(t)$ на соответствующие координатные оси (см. рис. 3):

$$F_X(t) = -\frac{B_Z}{B} F_\xi(t); \quad F_Z(t) = \frac{B_X}{B} F_\xi(t). \quad (31)$$

Используя выражения (23) для V_ξ и (24) для L_ξ , легко найти компоненты скорости $V_X = -V_\xi (B_Z/B)$; $V_Z = -(B_X/B) V_\xi$ и траектории течения плазмы $L_X = -L_\xi (B_Z/B)$; $L_Z = -(B_X/B) L_\xi$.

При этом y-компоненты пути L_Y в скорости V_Y остаются прежними, а тангенс угла наклона траектории в плоскости x, y относительно оси y принимает вид

$$\text{tg } \varphi(t) = \frac{L_X(t)}{L_Y(t)} = -\frac{B_Z}{B} \frac{L_\xi(t)}{L_Y(t)}. \quad (32)$$

Аналогичным образом с помощью (27) определим компоненты плотности тока

$$\left. \begin{aligned} j_X &= j_\xi \frac{B_X}{B} - j_\xi \frac{B_Z}{B} = \frac{\sigma^* E_Z B_Z B_X}{B^2} \left\{ 1 + \chi^2 - \exp\left(-\frac{\omega t}{\chi}\right) \right. \\ &\quad \left. \times [\cos \omega t + \chi \sin \omega t] \right\}, \\ j_Z &= j_\xi \frac{B_X}{B} + j_\xi \frac{B_Z}{B} = \frac{\sigma^* E_Z B_X^2}{B^2} \left\{ \exp\left(-\frac{\omega t}{\chi}\right) \right. \\ &\quad \left. \times [\cos \omega t + \chi \sin \omega t] + \frac{B_Z^2}{B_X^2} (1 + \chi^2) \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Очевидно, что x-компонента плотности тока существует только в присутствии продольной компоненты магнитного поля ($B_Z \neq 0$) и практически не влияет на динамику плазмы. Отметим также, что несмотря на наличие в выражениях для j_X и j_Z членов, зависящих от B_Z , компоненты силы

$$F_Y(t) = \frac{1}{c} [j_Z B_X - j_X B_Z]$$

в явном виде не зависят от B_Z (см. (26)). Как следует из (7), для случая, когда $\mathbf{B}_Z = 0$ и $\mathbf{B} = \mathbf{B}_\perp$, силу \mathbf{F}_Y можно представить в виде

$$\mathbf{F}_Y = \mathbf{F}^{(1)} = \frac{1}{c} [\mathbf{j}_Z^{(1)} \times \mathbf{B}_\perp], \quad (34)$$

где в соответствии с (33)

$$j_Z^{(1)} = j_\xi = \sigma^* E_Z \left\{ \exp\left(-\frac{\omega t}{\chi}\right) [\cos \omega t + \chi \sin \omega t] \right\}$$

— продольная компонента тока при $B_Z = 0$. Характерно, что (34) практически ничем не отличается от найденного ранее выражения для \mathbf{F}_Y (см. (26)), т.е. сила \mathbf{F}_Y равна $\mathbf{F}^{(1)}$ как в отсутствие, так и при наличии компоненты поля B_Z .

Наибольший интерес для нас представляет y-компонента тока, которая, как было показано ранее, обусловлена течением электронной компоненты плазмы в направлении силы \mathbf{F}_Y относительно инерционных ионов, поэтому эту компоненту тока будем называть в дальнейшем холловским током и обозначим $\mathbf{j}_Y = \mathbf{j}^{(H)}$. Как видно из (27), холловский ток $\mathbf{j}^{(H)}$ в явном виде не зависит от присутствия поля B_Z . Холловский ток направлен

навстречу силе $\mathbf{F}^{(1)}$ и в начальный момент времени, в соответствии с (16) и (34), равен

$$\mathbf{j}_0^{(H)} = -\frac{\chi c}{B} F_0^{(1)} = -\frac{\chi}{B} [\mathbf{j}_{z0}^{(1)} \times \mathbf{V}_\perp]. \quad (35)$$

Результатом взаимодействия тока $\mathbf{j}^{(H)}$ с продольной компонентой магнитного поля является появление силы \mathbf{F}_X , которую будем называть холловской и обозначим $\mathbf{F}^{(H)} = \mathbf{F}_X$. В соответствии с (7)

$$\mathbf{F}^{(H)} = \frac{1}{c} [\mathbf{j}^{(H)} \times \mathbf{B}_Z]. \quad (36)$$

Начальное значение $\mathbf{F}_0^{(H)}$ найдем, подставив (35) в (36)

$$\mathbf{F}_0^{(H)} = -\frac{\chi}{Bc} [[\mathbf{j}_{z0}^{(1)} \times \mathbf{V}_\perp] \times \mathbf{B}_Z] = -\frac{\chi}{Bc} \mathbf{V}_\perp (\mathbf{B}_Z \cdot \mathbf{j}_{z0}^{(1)}). \quad (37)$$

Из (37) следует, что сила $\mathbf{F}^{(H)}$ может быть направлена либо навстречу вектору \mathbf{V}_\perp (если векторы $\mathbf{j}_z^{(1)}$ и \mathbf{B}_Z направлены в одну сторону), либо в ту же сторону, что и вектор \mathbf{V}_\perp (если векторы $\mathbf{j}_z^{(1)}$ и \mathbf{B}_Z антипараллельны).

Итак, динамику плазмы в плоскости, перпендикулярной вектору E_Z , определяют две взаимно перпендикулярные силы:

$$\mathbf{F}^{(1)} = \frac{1}{c} [\mathbf{j}_z^{(1)} \times \mathbf{V}_\perp]; \quad \mathbf{F}^{(H)} = \frac{1}{c} [\mathbf{j}^{(H)} \times \mathbf{B}_Z],$$

первая из которых действует на плазму как в 2D (при $\mathbf{B}_Z = 0$), так и в 3D магнитном поле, вторая сила $\mathbf{F}^{(H)}$ возникает только в присутствии продольного поля \mathbf{B}_Z . Начальные значения сил, в соответствии с (26), равны

$$F_0^{(1)} = F_{Y0} = \frac{\sigma^*}{c} EB_\perp; \quad F_0^{(H)} = -\frac{B_Z}{B} F_{\xi 0}(t) = -\chi \frac{\sigma^*}{c} \frac{EB_\perp B_Z}{B}. \quad (38)$$

Заметим, что выводы о начальной структуре полей сил и токов, которые определяют динамику двухжидкостной плазмы при протекании через нее импульсного тока, сделанные в разд. 3.1, остаются справедливыми при любой ориентации вектора поперечного поля \mathbf{V}_\perp , в том числе и в случае, когда направление и величина вектора \mathbf{V}_\perp зависит от координат x, y . Что касается полученных выше зависимостей сил, скоростей и токов от времени, то они, строго говоря, справедливы лишь для пространственно однородных полей \mathbf{V} , течение плазмы в которых не сопряжено с возникновением градиентов давления.

3.2. Начальная структура сил при формировании токовых слоев в 3D магнитных полях с X-линией

В соответствии с конфигурацией магнитного поля (1), где ось z совмещена с X-линией, представим вектор 3D магнитного поля \mathbf{V} в виде суммы векторов $\mathbf{V} = \mathbf{V}_Z + \mathbf{V}_\perp$, где $\mathbf{V}_Z = \text{const}$ — однородное продольное поле и \mathbf{V}_\perp — поперечное (перпендикулярное оси z) поле, имеющее компоненты $B_x = -hy$ и $B_y = -hx$. Будем считать так-

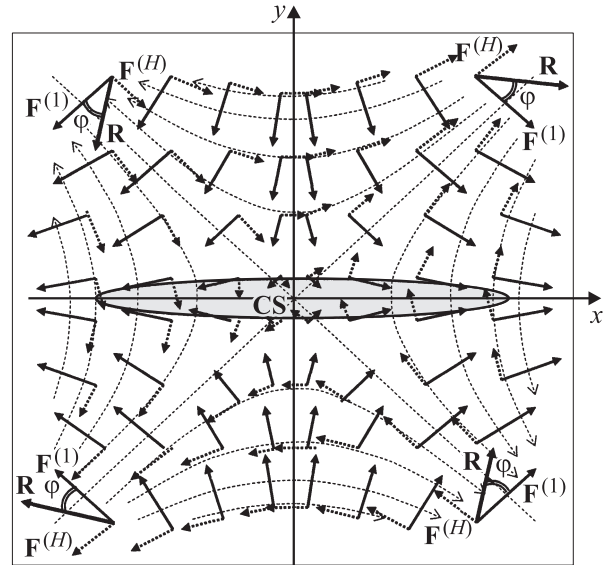


Рис. 6. Поле сил, определяющих динамику двухжидкостной плазмы на ранней стадии формирования токовых слоев в магнитном поле с X-линией: пунктир — силовые линии магнитного поля (1); $\mathbf{F}^{(1)}$ (сплошные стрелки) — силы, действующие на плазму в двумерном магнитном поле с X-линией ($\mathbf{B}_Z = 0$); $\mathbf{F}^{(H)}$ (точечные стрелки) — дополнительная сила, действующая на плазму в трехмерном поле (1) при ($\mathbf{B}_Z \neq 0$); \mathbf{R} — равнодействующая сил $\mathbf{F}^{(1)}$ и $\mathbf{F}^{(H)}$; CS — токовый слой в двумерном поле.

же, что вектор напряженности электрического поля направлен вдоль оси z ($\mathbf{E} = E_Z$). Плазму в момент включения напряженности E_Z будем считать пространственно однородной, т.е., как и ранее, пренебрежем величинами ∇P и ∇P_e в исходных уравнениях (4) и (5) двухжидкостной МГД.

В соответствии с проведенным выше анализом динамику плазмы в плоскости, перпендикулярной вектору E_Z , определяют две взаимно перпендикулярные силы, первая из которых $\mathbf{F}^{(1)}$ (34) действует на плазму как в 2D (при $\mathbf{B}_Z = 0$), так и в 3D магнитном поле, вторая сила $\mathbf{F}^{(H)}$ (36) возникает только в присутствии продольного поля \mathbf{B}_Z . Начальные значения сил даются соотношениями (38).

Поля сил $\mathbf{F}^{(1)}$ и $\mathbf{F}^{(H)}$ схематически представлены на рис. 6. На том же рисунке пунктиром нанесены силовые линии поля \mathbf{V}_\perp . Характерной особенностью поля сил $\mathbf{F}^{(1)}$ является его симметрия относительно плоскостей $x = 0$ и $y = 0$, а также то, что y -компоненты $\mathbf{F}^{(1)}$ везде направлены к плоскости $y = 0$, что, в конечном счете, приводит к сжатию плазмы в слой вблизи этой плоскости. При этом x -компоненты силы $\mathbf{F}^{(1)}$ направлены от плоскости $x = 0$ к периферии и приводят к растеканию слоя вдоль оси x .

Силы $\mathbf{F}^{(H)}$ во всех точках пространства направлены перпендикулярно силам $\mathbf{F}^{(1)}$ и параллельны поперечной составляющей магнитного поля \mathbf{V}_\perp , т.е. повернуты от-

носителем сил $\mathbf{F}^{(1)}$ на одинаковый угол, равный 90° . Направление поворота (по или против часовой стрелки) определяется взаимным направлением векторов \mathbf{j}_z и \mathbf{B}_z .

Поскольку обе силы $\mathbf{F}^{(1)}$ и $\mathbf{F}^{(H)}$ действуют на плазму одновременно, динамика плазмы в плоскости (x, y) определяется их равнодействующей $\mathbf{R} = \mathbf{F}^{(1)} + \mathbf{F}^{(H)}$, которая в начальный момент времени повернута относительно $\mathbf{F}^{(1)}$ на угол φ_0 , тангенс которого равен

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = F_0^{(H)} / F_0^{(1)} = \chi(B_z/B). \quad (39)$$

Так как параметр χ по определению равен $\chi \equiv \sigma_0 B / ceN_e$, угол φ_0 не зависит ни от плотности продольного тока $\mathbf{j}_{z,0}$ ни от напряженности поперечного магнитного поля \mathbf{B}_\perp и определяется только величиной продольного поля \mathbf{B}_z и параметром σ_0 и N_e , которые, по крайней мере на ранней стадии формирования слоя, можно считать однородными. Таким образом, векторы равнодействующей силы \mathbf{R} во всех точках плоскости (x, y) поворачиваются на один и тот же угол φ_0 , зависящий только от продольной компоненты магнитного поля \mathbf{B}_z . При этом, как показано в [7], благодаря специфике магнитной конфигурации (1) оси симметрии поля сил \mathbf{R} оказываются повернутыми на половинный угол

$$\Psi_0 = (1/2) \operatorname{arctg}(\chi B_z/B). \quad (40)$$

3.3. Изменение наклона течения плазмы со временем

Напомним, что угол Ψ_0 соответствует начальному моменту времени, когда скорость течения $\mathbf{V} = 0$. Дальнейшее изменение угла наклона траектории течения плазмы можно оценить с помощью выражения (32), учитывающего изменение скорости течения плазмы со временем. Как показывают расчеты (см. рис. 4 и 5, а также таблицу), угол наклона убывает со временем как при ступенчатой форме функции $E(t)$, так и при синусоидальной зависимости $E(t)$, причем тем медленнее, чем больше масса ионов. Это особенно четко видно на рис. 5, где временной масштаб определен длительностью импульса $E(t)$, совпадающей с длительностью импульса тока в наших экспериментах [1–7] (см. рис. 2).

Действительно, в случае гелия угол наклона становится пренебрежимо малым еще до начала формирования слоя, которое происходит с задержкой $\sim 1-2 \mu\text{s}$ относительно момента включения электрического поля, см. [1,3,6]. Для аргона к моменту начала формирования слоя угол уменьшения примерно на порядок относительно своей начальной величины. В то же время для криптона и ксенона заметный наклон слоя имеет место вплоть до конца положительного полупериода $E(t)$. О том же свидетельствуют приведенные в таблице величины параметра Δt , определяющего, в соответствии с (25), скорость уменьшения угла наклона со временем при ступенчатой форме импульса $E(t)$. Как видно из

таблицы, параметр Δt изменяется от $0.41 \mu\text{s}$ для гелия до $6.9 \mu\text{s}$ в случае ксенона.

Следует, однако, помнить, что расчетные зависимости (рис. 4, 5) получены в пренебрежении градиентами давления в формулах (4), (5), и поэтому от них не следует ожидать количественного совпадения с результатами эксперимента на стадии $> 2 \mu\text{s}$, когда начинается эффективное сжатие плазмы в слой. Тем не менее предложенная выше модель начальной фазы формирования токовых слоев, учитывающая двухжидкостные свойства плазмы, позволяет объяснить большинство эффектов, наблюдавшихся в наших экспериментах [1–7], таких как:

- зависимость наклона слоев от величины и направления поля \mathbf{B}_z ,
- отсутствие зависимости угла наклона от поперечного поля \mathbf{B}_\perp ,
- отсутствие наклона при формировании слоев в гелии,
- уменьшение наклона слоев со временем,
- зависимость скорости уменьшения наклона от массы ионов.

Более детальная интерпретация наших экспериментальных данных [1–7] на основе двухжидкостных МГД будет дана в наших следующих публикациях.

4. Заключение

На основе анализа уравнений движения и обобщенного закона Ома для двухжидкостной плазмы определены начальные величины сил, скоростей и токов, возникающих в однородной плазме, находящейся в стационарном магнитном поле, при включении электрического напряжения \mathbf{E} со ступенчатой временной функцией. Показано, что в плоскости, перпендикулярной направлению вектора \mathbf{E} , динамика плазмы определяется действием двух сил, одна из которых $\mathbf{F}^{(1)} = (1/c)[\mathbf{j}_z \times \mathbf{B}_\perp]$ перпендикулярна поперечной составляющей магнитного поля, а вторая $\mathbf{F}^{(H)} = (1/c)[\mathbf{j}^{(H)} \times \mathbf{B}_z]$ параллельна \mathbf{B}_\perp . Найдены аналитические выражения для зависимостей скоростей, сил и токов от времени.

На основании проделанных расчетов предложена качественная модель динамики плазмы на ранней стадии формирования токовых слоев в магнитной конфигурации с X-линией, объясняющая большинство экспериментальных фактов, полученных в наших работах [1–7].

Работа выполнена при частичной поддержке МНТЦ (проект № 2098), РФФИ (проект № 06-02-17011).

Список литературы

- [1] Богданов С.Ю., Марков В.С., Франк А.Г. и др. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 7. С. 594–604.
- [2] Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Dreiden G.V. et al. // Proc. 30th Europ. Phys. Soc. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. St. Petersburg, Russia. EPS. 2003. Vol. 27A. P. P.–1.35.

- [3] *Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Markov V.S. et al. // Phys. Plasmas. 2005. Vol. 12. P. 052 316 (1–10).*
- [4] *Ostrovskaya G., Frank A., Bogdanov S. et al. // Proc. Int. Conf. „Holography 2005“. Varna, Bulgaria. Proc. SPIE. 2006. Vol. 6252. P. 625 228 (1–5).*
- [5] *Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Dreiden G.V. et al. // Phys. Lett. A. 2006. Vol. 348. P. 318–325.*
- [6] *Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С. и др. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 12. С. 1121–1135.*
- [7] *Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С. и др. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 11. С. 1014–1027.*
- [8] *Буланов С.В., Дудникова Г.И., Жуков В.П. и др. // Тр. ИОФАН. 1996. Т. 51. С. 101–123.*
- [9] *Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1966. 286 с.*
- [10] *Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976. 240 с.*
- [11] *Кингсен А.С., Чукбар К.В., Яньков В.В. // Вопросы теории плазмы / Под ред. Б.Б. Кадомцева. Вып. 16. М.: Атомиздат, 1987. С. 243–291.*
- [12] *Кингсен А.С. Введение в нелинейную физику плазмы. 2-е изд. М.: МЗ-ПРЕСС, 2004.*
- [13] *Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006. 576 с.*
- [14] *Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М.: Изд. ИЛ, 1957. Spitzer L. Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publishers LTD. London, 1956.*