01; 04; 09

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ АНОМАЛЬНОГО ПРОНИКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКУЮ ПЛАЗМУ

К. Н. Овчинников, В. П. Силин, С. А. Урюпин

Развита нелинейная теория проникновения в плазму квазистационарного электромагнитного поля, могущего возбуждать ионно-звуковую турбулентность. В пределе малых и больших турбулентных чисел Кнудсена найдена пространственная и временная структура электрического и магнитного полей в плазме. Установлена явная зависимость эффективной глубины проникновения поля от параметров плазмы и напряженности приложенного электрического поля. На нескольких примерах показано качественное соответствие выводов теории экспериментальным результатам.

Явление аномально быстрого проникновения сильного квазистационарного электромагнитного поля в неизотермическую плазму наблюдалось во многих экспериментах (см., например, работы [1-13]). Основной физической причиной аномального проникновения поля в этих экспериментах называлась ионно-звуковая турбулентность (ИЗТ). Развиваясь в условиях, когда электромагнитное поле вызывает дрейф электронов относительно ионов со скоростью, большей фазовой скорости ионно-звуковых волн, ИЗТ приводит к эффективной частоте рассеяния электронов, значительно превышающей частоту электрон-ионных столкновений. Возникающее при этом уменьшение проводимости обусловливает более эффективное проникновение поля в плазму. Описанная здесь в общих чертах простейшая картина аномального проникновения поля оказывается, однако, в ее общей постановке малодоступной для теоретического описания. Последнее обусловлено тем, что в такой общей постановке одновременно с решением уравнений Максвелла для поля необходимо решать сложные нелинейные кинетические уравнения для ионно-звуковых волн и частиц плазмы. В связи с этим в первых теоретических работах, посвященных этому вопросу, использовались сравнительно простые модельные представления о проводимости плазмы с ИЗТ. Два модельных способа описания аномального проникновения поля предложены в работе Эдлэма и Холмса [1]. Первый способ сводится к предположению, использовавшемуся в [14] при определении глубины скин-слоя высокочастотного поля, о том, что аномальная проводимость плазмы является константой. Второй способ, применявшийся позднее в работе [15] при описании турбулентного нагрева плазмы в больших токамаках, состоит в учете изменения плотности тока во времени вследствие турбулентного джоулева нагрева электронов. Третий способ описания предложили авторы [16], приняв при определении глубины проникновения сильного высокочастотного поля в плазму с ИЗТ предположение о постоянстве плотности тока. Как показывает развитая в последние годы последовательная аналитическая теория квазистационарного спектра ИЗТ и аномального переноса [17], использовавшиеся в работах [1, 14-16] предположения, строго говоря, не выполняются. Действительно, полученные в теории [17] выражения для эффективной проводимости и плотности тока сами являются функциями напряженности электрического поля, проникающего в плазму. По этой причине изменение тока во времени не сводится к обусловленному турбулентным нагревом электронов [1, 15], а определяется прежде всего изменением во времени напряженности электрического поля в плазме. В связи с этим выводы работ [1, 14-16] требуют пересмотра, основывающегося на последних достижениях теории ИЗТ [17]. Задача такого пересмотра решается в настоящей работе на основе уравнений для поля в плазме с ИЗТ, полученных в работе [18]. Такие уравнения учитывают явную зависимость плотности тока от напряженности электрического поля, полученную в приближении локальной во времени и пространстве связи между током и полем. Ниже уравнения для поля решены в качественно различных режимах малых и больших турбулентных чисел Кнудсена. Найдена пространственная и временна́я структура электрического и магнитного полей в плазме. Установлена зависимость глубины проникновения поля в плазму от времени. Проведено сравнение полученных зависимостей с экспериментальными данными работ [4, 5, 7, 8, 13].

Рассмотрим задачу о проникновении квазистационарного электромагнитного поля вида $\mathbf{E}=(0, 0, E)$, $\mathbf{B}=(0, B, 0)$, могущего возбуждать ионно-звуковую неустойчивость в глубь неизотермической плазмы, занимающей полупространство $x>0$. Рассматривая проникновение квазистационарного поля, как обычно (см., например, [1, 12-16, 18]), примем, что

$$\frac{\omega_{Le}^2}{\nu_{\text{eff}}} \gg \left| \frac{\partial}{\partial t} \ln |E| \right|, \tag{1}$$

где ω_{Le} и ν_{eff} — ленгмюровская и эффективная частота столкновений электронов.

В условиях неравенства (1) в уравнениях Максвелла можно пренебречь током смещения. При этом для определения полей $B=B\ (x, t)$ $E=E\ (x, t)$ имеем уравнения

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \frac{\omega_{Le}^2}{c\nu_{\text{eff}}} E, \tag{2}$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}, \tag{3}$$

где c — скорость света.

Для удобства изложения уравнения (2) и (3) перепишем в виде одного уравнения для электрического поля

$$\frac{c^2}{\omega_{Le}^2} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{E}{\nu_{\text{eff}}} \right). \tag{4}$$

Описываемые уравнением (4) закономерности распространения поля зависят от вида эффективной частоты столкновений электронов ν_{eff}, которая в плазме с ИЗТ сама является функцией электрического поля. Функциональная зависимость ν_{eff} от E определяется величиной турбулентного числа Кнудсена, равного [17]

$$K_N = \frac{6\pi e E r_{Di}}{m_e v_s \omega_{Li} r_{De}^2}. \tag{5}$$

Здесь e, m_e — заряд и масса электрона, $v_s=\omega_{Li} r_{De}$, ω_{Li} — ленгмюровская частота ионов, $r_{Di(e)}$ — дебаевский радиус ионов (электронов).

Сначала обсудим случай малых турбулентных чисел Кнудсена, когда $K_N \ll (1+\gamma_i/\gamma_e)^2$, где $\gamma_{i(e)}$ — декремент черенковского затухания звука на ионах (электронах). При этом будем предполагать малым отношение $\gamma_i/\gamma_e \ll 1$, что позволяет не учитывать влияние на проводимость плазмы [17] затухания звука на резонансных ионах. Тогда, следуя работе [18], для ν_{eff} имеем интерполяционную формулу вида

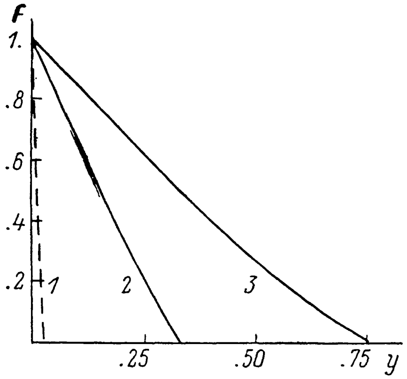
$$\nu_{\text{eff}} = \nu_{ei} + \frac{eE}{m_e v_s} \left(a - \frac{b}{\ln K_N} \right)^{-1}, \tag{6}$$

где $\nu_{ei}=(4\sqrt{2\pi}/3) e^2 e_i^2 n_i \Lambda / m_e^2 v_{T_e}^3$, e_i и n_i — заряд и плотность ионов, Λ — кулоновский логарифм, v_{T_e} — тепловая скорость электронов, $a=3\ (1-\beta')/2+16\beta'/\pi=2.1$, $\beta'=0.18$, $b=[1/8+(16/\pi-3/2)C_\beta] \ln 2=0.28$, $C_\beta=0.076$.

Формула (6) обеспечивает переход выражения для проводимости $\sigma_{\text{eff}}= =e^2 n_e/m_e \nu_{\text{eff}}$, где n_e — плотность электронов, в известные формулы классической кинетической теории при $E\to 0$ и теории аномального переноса при $\nu_{ei}\to 0$. Переходя к решению уравнения (4) в условиях соотношения (6), запишем уравнение (4) в безразмерных переменных $y = x\omega_{Le}/c$, $\tau = r_{De}^2\omega_{Li}t/96\beta r_{Di}^3$ в виде

$$\frac{16}{\pi}\beta K_N(0)\frac{\partial^2 F}{\partial y^2} = \frac{\partial}{\partial \tau}\left[\frac{F}{p^{-1}+F\left(a-\dfrac{b}{\ln FK_N(0)}\right)^{-1}}\right], \qquad (7)$$

где $\beta = 0.28$, $p = eE(0)/m_e v_s \nu_{ei}$ — надпороговость на границе плазмы, $F = F(y, \tau) = E\left(cy/\omega_{Le}, 96\beta r_{Di}^2\tau/\omega_{Li} r_{De}^2\right)/E(0) \equiv K_N/K_N(0)$, $K_N(0)$ и $E(0)$ — значения турбулентного числа Кнудсена и электрического поля на границе плазмы.



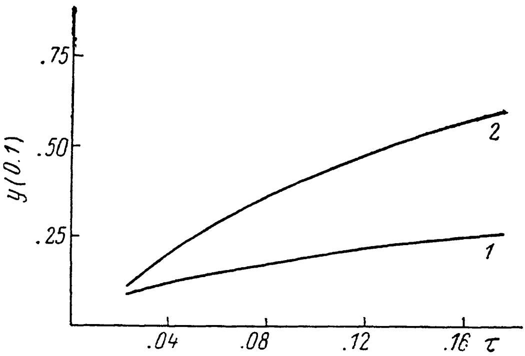


Рис. 1. Зависимость безмерного электрического поля F от координаты y в момент $\tau=0.18$, полученная при $f_0=1.4\cdot 10^{-4}$ для трех значений $K_N(0)$.

Рис. 2. Зависимость глубины проникновения поля, отсчитанной по уровню $F=0.1$, от времени τ, полученная при $f_0=1.4\cdot 10^{-4}$ для двух значений $K_N(0)$.

$K_N(0)$: *1* — 0.01, *2* — 0.1.

Найдем решение уравнения (7), отвечающее начальному условию $F(y>0, \tau=0)=0$ и граничным условиям $F(y\to\infty, \tau)=0$, $F(y=0, \tau>0)=1$. Условие $F(y=0, \tau>0)=1$ означает, что поле на границе плазмы задано $E(x=0, t>0)=E(0)=\text{const}$. На рис. 1 приведены численные решения уравнения (7), полученные при $f_0=16\beta K_N(0)/\pi p=1.4\cdot 10^{-4}$ для трех значений турбулентного числа Кнудсена. Кривая *1* на рис. 1, отвечающая $K_N(0)=10^{-5}$ $(p=0.1)$, описывает процесс распространения поля в условиях, когда ИЗТ практически не влияет на эффективную частоту столкновений электронов ν_{eff} (6). Для $p=0.1$, пренебрегая рассеянием электронов на пульсациях ИЗТ, находим приближенное решение уравнения (7) в виде

$$F = 1 - \operatorname{erf}\left(y/\sqrt{4f_0\tau}\right); \qquad (8)$$

где $\operatorname{erf}(x) = \left(2/\sqrt{\pi}\right)\int\limits_0^x dt\exp(-t^2)$.

Влияние ИЗТ на проникновение поля становится определяющим при $p \gg 1$. Кривые *2* и *3* на рис. 1 показывают, как влияет рассеяние электронов на пульсациях ИЗТ на глубину проникновения поля в плазму. Кривая *2* отвечает $K_N(0)= =0.01$, а кривая *3* получена при $K_N(0)=0.1$. Как видно из рис. 1, увеличение эффективной частоты столкновений электронов, обусловленное увеличением турбулентного числа Кнудсена, ведет к более эффективному проникновению поля в плазму. Наиболее отчетливо это видно из рис. 2, где показана зависимость от времени расстояния, на котором поле достигло значения $F=0.1$. Зависимости проникновения поля при $p\gg 1$, иллюстрируемые кривыми *2*, *3* на рис. 1

и кривыми *1*, *2* на рис. 2, могут быть получены из уравнения (7), если принять $F = g(\xi)$, где $\xi = y\,(32K_N(0)\,\beta\tau/\pi b)^{-1/2}/\ln K_N^{-1}(0)$ — автомодельная переменная. Тогда для g имеем уравнение

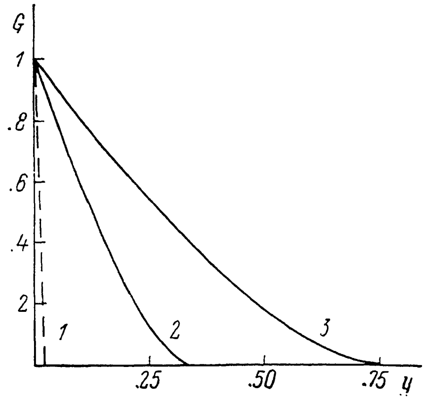
$$g'' + \xi \frac{\partial}{\partial \xi}\left\{\frac{\ln^2 K_N(0)}{\left[\frac{a}{b} - \frac{1}{\ln gK_N(0)}\right]^{-1} + \frac{b}{pg}}\right\} = 0 \tag{9}$$

с граничными условиями $g(0)=1$, $g(\infty)=0$. Приближенное решение уравнения (9) в области больших и малых ξ имеет вид

$$g = C_\infty \int\limits_{\xi}^{\infty} d\zeta \exp\left(-\zeta^2 p \frac{\ln^2 K_N(0)}{2b}\right), \tag{10}$$

$$g = 1 - C_1\xi, \tag{11}$$

где константы C_1 и C_∞ могут быть найдены из сопоставления с численным решением (рис. 1).



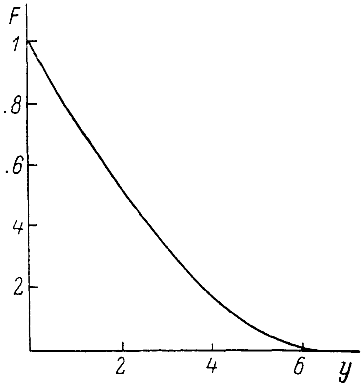


Рис. 3. Зависимость безразмерного магнитного поля G от координаты y в момент $\tau=0.18$, полученная при $f_0=1.4\cdot 10^{-4}$ для трех значений $K_N(0)$

Значения $K_N(0)$ те же, что и на рис. 1.

Рис. 4. Зависимость безразмерного электрического поля F от координаты y в момент $\tau=0.1$, полученная при $K_N(0)=900$.

В частности, сопоставляя формулу (11) с зависимостью, описываемой кривой *2* на рис. 1, находим $C_1 \simeq 2.1$. Согласно формулам (10), (11), размер области в которой в основном сосредоточено поле, зависит от времени, параметров плазмы, напряженности электрического поля на границе плазмы и равен

$$x \leqslant 1.2 \frac{c}{\omega_{Le}} \ln \frac{1}{K_N(0)} \sqrt{\frac{eE(0)}{m_e v_s} t}\,. \tag{12}$$

Соотношение (12) хорошо согласуется с оценкой эффективного времени проникновения на расстояние x, полученной в работе [18] (см. формулу (53) работы [18]).

Используя установленное распределение электрического поля и формулу (6), из уравнения (2) найдем соотношения, описывающие нелинейное пространственно-временное распределение магнитного поля

$$B(y,\ \tau)/B(0,\ \tau) = G(y,\ \tau) \equiv I(y,\ \tau)/I(0,\ \tau), \tag{13}$$

$$B(0,\ \tau) = -\frac{m_e}{e} v_s \omega_{Le} I(0,\ \tau), \tag{14}$$

$$I(y,\ \tau)=\int\limits_{y}^{\infty} dy' F(y',\ \tau)\left\{\frac{1}{p}+F(y',\ \tau)\left[a-\frac{b}{\ln K_N(0)\,F(y',\ \tau)}\right]^{-1}\right\}^{-1}. \qquad (15)$$

Полученные численным интегрированием при $f_0=1.4\cdot10^{-4}$ для трех значений турбулентного числа Кнудсена K_N (0) графики функции G (y, τ) приведены на рис. 3 на момент $\tau=0.18$. Для тех же параметров плазмы и при $\tau=0.18$ значения I (0, $\tau=0.18$) равны 0.97 при $K_N(0)=0.1$, 0.43 при K_N $(0)=0.01$, $p\sqrt{4f_0\tau/\pi}=5.7\cdot10^{-4}$ при K_N $(0)=10^{-5}$. Так же как при описании электрического поля, приведенные на рис. 3 зависимости могут быть дополнены простыми аналитическими формулами. Например, отвечающая случаю слабого поля (K_N $(0)=10^{-5}$) кривая *1* на рис. 3 хорошо описывается выражением

$$G=\exp(-y^2/4f_0\tau)-y\sqrt{\pi/4f_0\tau}\left[1-\operatorname{erf}\left(y/\sqrt{4f_0\tau}\right)\right]. \qquad (16)$$

В пределе большого превышения порога ионно-звуковой неустойчивости $p\gg1$, используя автомодельное распределение (11) в области основного сосредоточения поля, т. е. при малых ξ, в соответствии с зависимостью, описываемой кривой *2* на рис. 3, имеем

$$G\simeq1-C_1\xi. \qquad (17)$$

При этом функция I (0, τ) имеет вид I (0, $\tau)=(4a/C_1)(2\beta K_N$ $(0)\times\tau/\pi b)^{1/2}$ $\ln K_N^{-1}$ (0). В области больших ξ в соответствии с выражением (10) магнитное поле также экспоненциально мало́.

Рассмотрим теперь проникновение поля в случае больших турбулентных чисел Кнудсена $K_N\gg(1+\gamma_i/\gamma_e)^2$. В этом случае, согласно работе [17], для $\nu_{\rm eff}$ имеем выражение

$$\nu_{\rm eff}=\frac{\omega_{Li}}{96\beta}\sqrt{K_N}\,\frac{r_{De}^2}{r_{Di}^2}, \qquad (18)$$

справедливое в практически интересном случае $\sqrt{K_N}\gg f_0=96\beta\,\nu_{ei}\times r_{Di}^2/\omega_{Li}r_{De}^2$. Уравнение (4), дополненное формулой (18), позволяет установить распределение поля при таких $x>0$, для которых число Кнудсена, будучи большим на границе плазмы, по-прежнему превосходит $(1+\gamma_i/\gamma_e)^2$, а также f_0^2. Такое приближенное рассмотрение оказывается вполне достаточным для определения основной области сосредоточения поля вблизи границы плазмы. Вдали от границы плазмы, там где $K_N\ll1$, реализуются закономерности проникновения поля, описанные нами выше. Подставляя выражение (18) в уравнение (4), перепишем последнее в безразмерных переменных в виде (ср. (7))

$$\sqrt{K_N(0)}\,\frac{\partial^2F}{\partial y^2}=\frac{\partial}{\partial\tau}\sqrt{F}. \qquad (19)$$

Численное решение уравнения (19), полученное при K_N $(0)=900$, приведено на рис. 4 на момент времени $\tau=0.1$. Как видно из сравнения рис. 1 и 4, эффективная глубина проникновения поля в пределе больших K_N (0) оказывается значительно большей, чем при K_N $(0)\ll1$. Зависимость глубины проникновения поля до уровня $F=0.01$ от времени иллюстрируется рис. 5. Вводя автомодельную переменную $\xi'=y/\sqrt{2\tau\sqrt{K_N(0)}}$, можем записать приближенное решение уравнения (19), справедливое при $\xi'<1$, в виде

$$F=1-C_2\xi'. \qquad (20)$$

Сопоставляя формулу (20) с численной зависимостью, приведенной на рис. 4, найдем постоянную $C_2\simeq0.6$. Формула (20) позволяет определить размер области, в которой в основном сосредоточено поле,

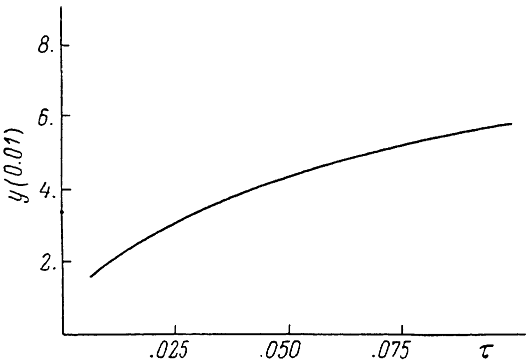
$$x\leqslant\frac{c}{\omega_{Le}}\left(\frac{eE\,(0)\,r_{De}}{m_er_{Di}^2}\right)^{1/4}\sqrt{t}. \qquad (21)$$

Так же как и выражение (12), выражение (21) согласуется с оценкой времени проникновения поля на расстояние x, приведенной в работе [18]. Используя соотношение (18) и известное теперь распределение электрического поля, из уравнения (2) найдем магнитное поле по формуле (13), в которой (ср. (14), (15)) функции $B(0, \tau)$ и $I(y, \tau)$ имеют вид

$$B(0, \tau) = -\frac{16}{\pi}\beta\frac{m_e}{e}v_s\omega_{Le}\sqrt{K_N(0)}\, I(0, \tau), \tag{22}$$

$$I(y, \tau) = \int_y^\infty dy'\sqrt{F(y', \tau)}\,. \tag{23}$$

Зависимость функции $G(y, \tau)$ (13), описывающей распределение магнитного поля, приведена на рис. 6 на момент $\tau = 0.1$. На этот же момент времени $I(0, \tau =$



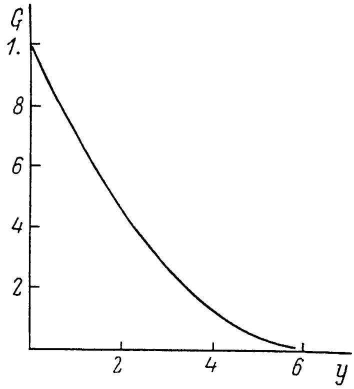


Рис. 5. Зависимость глубины проникновения поля от времени τ, полученная при $K_N(0) = 900$.

Рис. 6. Зависимость безразмерного магнитного поля G от координаты τ, полученная при $K_N(0) = 900$.

$= 0.1) \simeq 2.9$. Подобно случаю малых чисел Кнудсена в пределе $K_N(0) \gg 1$, используя соотношения (20), (23), приближенно имеем

$$G \simeq (1 - C_2\xi')^{3/2}, \tag{24}$$

а также $I(0, \tau) \simeq (8\tau\sqrt{K_N(0)}/9C_2^2)^{1/2}$. Соотношения (20), (24) совместно с приведенными на рис. 4—6 зависимостями позволяют достаточно детально описать пространственно-временну́ю структуру электромагнитного поля в плазме, устанавливающуюся в пределе больших турбулентных чисел Кнудсена.

Обсудим качественно, как соотносятся результаты изложенной выше теории проникновения квазистационарного электромагнитного поля с результатами некоторых экспериментальных работ. Рассмотрим сначала условия, близкие к реализующимся в эксперименте, описанном в работах [4, 5], где использовалась водородная плазма плотностью $n_e \sim 10^{14}$ см$^{-3}$, заполняющая разрядный промежуток длиной $L = 200$ см. На такую плазму в течение нескольких микросекунд воздействовало напряжение $V \sim 200$ кВ, приводящее к нагреву электронов до температуры $T_e \sim 1$ кэВ. Степень неизотермичности в эксперименте, как отмечено в работах [4, 5], могла быть достаточно большой. Далее при оценках примем $T_e/T_i \sim 5$, где T_i — температура ионов. Для таких параметров число Кнудсена K_N (5) составляет $K_N \simeq 20$. При $K_N \gg 1$ глубину проникновения поля в плазму l можно оценить по формуле (2). Для описанных условий из формулы (21) имеем $l(t) \simeq 10\sqrt{t}$, где t измеряется в микросекундах, а $l(t)$ в сантиметрах. Отсюда, например, при $t = 0.2$ мкс имеем $l(0.2) \simeq 4$ см, что лишь в два раза больше измеренной экспериментально [4, 5] глубины проникновения. Сравнивая полученные в работах [4, 5] экспериментальные значения глубин проникновения в два различных момента времени $t=0.2$ и 0.4 мкс, имеем: $l^2\,(0.2)/l^2\,(0.4)\simeq 0.5\simeq (0.2)/(0.4)$. Такое соотношение позволяет говорить о соответствии описываемой формулой (21) зависимости l от t, наблюдаемой экспериментально.

Другой экспериментальный результат, приведенный в работе [7], относится к разряду в токамаке, заполненном аргоновой плазмой с плотностью $n_e\sim\sim 10^{13}$ см$^{-3}$, температурой $T_e\sim 10^2$—10^3 эВ, находящейся в электрическом поле $E\sim 100$ В/см. Измеренное в эксперименте [7] время проникновения поля на расстояние ~ 2 см не превосходило 5 нс. Принимая при оценках $T_e\sim 10^2$ эВ, $ZT_e/T_i\sim 10$ (Z — кратность ионизации ионов аргона), что соответствует эксперименту [7], имеем $K_N\sim 3\cdot 10^2$. При $K_N\gg 1$ в условиях эксперимента [7] из формулы (21) для глубины проникновения поля находим l (см)$\simeq 20\sqrt{t}$ (мкс). В частности, при $t=50$ нс$=0.05$ мкс находим $l\sim 4$ см, что не противоречит эксперименту [7].

Интересные экспериментальные данные приведены в работе [8], где изучался турбулентный нагрев водородной плазмы в токамаке. В этом эксперименте реализовались условия, в которых $n_e\sim 2\cdot 10^{12}$ см$^{-3}$, $T_e\sim 10^4$ эВ, $T_e/T_i\simeq 10$, $E\simeq\simeq 25$ В/см. При этом $K_N\sim 0.5$, а формула (12) приобретает вид l (см) $\sim 9\times\times\sqrt{t}$ (мкс). В этих условиях характерные длины проникновения поля на измеряемые в микросекундах моменты времени 0.14, 0.23, 0.33, 0.44, 0.48 составляют соответственно 3.4, 4.4, 5.2, 6.0, 6.3. Приведенные в работе [8] на рис. 8 длины проникновения на эти же моменты времени имеют близкие значения, равные соответственно 1.5, 3.3, 5.1, 6.9, 8.7. Обсудим еще один случай, относящийся к изучению омического разряда в токамаке «Туман-3» в условиях быстрого (~ 1 мс) адиабатического сжатия водородной плазмы [13]. Характерные значения параметров эксперимента [13] составляют $n_e\sim 10^{13}$ см$^{-3}$, $T_i\sim 100$—200 эВ, $T_e\sim 500$ эВ, $E\sim 10^{-2}$ В/см. При этом число Кнудсена невелико $K_N\sim 10^{-3}$, что позволяет при оценках времени проникновения поля использовать формулу (12). В условиях эксперимента [13] из формулы (12) находим l (см)$\simeq\simeq 10^3\sqrt{t}$ (с). При $t\sim 1$ мс имеем $l\sim 30$ см. Большое значение глубины проникновения поля за время $t\sim 1$ мс позволяет утверждать, что в условиях быстрого смещения плазменного шнура электромагнитное поле успевает проникать в плазму, обеспечивая возможность возбуждения ИЗТ и турбулентного нагрева ионов, наблюдавшегося в эксперименте [13].

Подводя итог обсуждению, можно утверждать, что изложенная выше сравнительная простая нелинейная теория проникновения поля в плазму с ИЗТ позволяет качественно понимать ряд наблюдаемых экспериментально зависимостей.

Авторы благодарны В. Н. Новикову за предоставление программы численного решения нелинейных уравнений диффузии.

Список литературы

[1] *Adlam J. H., Holmes L. S.* // Nuclear Fusion. 1963. Vol. 3. N 1. P. 62—74.
[2] *Дубовой Л. В., Иванов Б. А., Чернобровин В. И.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. Вып. 1. С. 14—25.
[3] *Дубовой Л. В., Федякова В. П.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. Вып. 4. С. 1168—1177.
[4] *Wharton C., Korn P., Prono D.* et al. // Proc. 4th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fus. Res. Vienna: IAEA, 1971. Vol. 2. P. 25—36.
[5] *Wharton C. B., Korn P., Robertson S.* // Phys. Rev. Lett. 1971. Vol. 27. N 8. P. 499—501.
[6] *Аранчук Л. Е., Завойский Е. К., Лин Д. Н., Рудаков Л. И.* // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. Вып. 1. С. 33—36.
[7] *Hirose A., Kawabe T., Srarsgard H. M.* // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 29. N 21. P. 1432—1434.
[8] *Bengtson R. D., Gentle K. W., Jancarik J.* et al. // Phys. Fluids. 1975. Vol. 18. N 6. P. 710—716.
[9] *Amagishi Y., Hirose A., Piekaar H. W., Skarsgard H. M.* // Proc. 6th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fus. Res. Vienna: IAEA, 1977. Vol. 3. P. 11—17.
[10] *Nishida Y., Hirose A., Skarsgard H. M.* // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. N 12. P. 653—656.
[11] *Kluiver H. De., Barth C. J., Brochen H. J. B. M.* et al. // Proc. 7th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fus. Res. Vienna: IAEA, 1978. Vol. 2. P. 639—648.
[12] *Волков Е. Д., Перепелкин Н. Ф., Супруненко В. А., Сухомлин Е. А.* Коллективные явления в токонесущей плазме. Киев: Наукова думка, 1979. 186 с.
[13] *Виноградов Н. И., Извозчиков А. Б., Шаховец К. Г.* Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе. № 1177. Л., 1987. 36 с.

[14] *Sizonenko V. L., Stepanov K. N.* // Nuclear Fusion. 1970. Vol. 10, N 1. P. 155—162.
[15] *Hirose A., Piekaar H. W., Skarsgard H. M.* // Nuclear Fusion, 1976. Vol. 16. N 6. P. 963—969.
[16] *Брейзман Б. Н., Мирнов В. В., Рютов Д. Д.* // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 10. С. 1817—1821.
[17] *Bychenkov V. Yu., Silin V. P., Uryupin S. A.* // Phys. Reports. 1988. Vol. 164. N 3. P. 120—215.
[18] *Силин В. П., Урюпин С. А.* // Плазменная электроника. Киев: Наукова думка, 1989. С. 1—15.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
22 июля 1988 г.