Журнал технической физики, 2017, том 87, вып. 6

04

# Проникновение пробного поля в греющуюся плазму

© К.Н. Овчинников, С.А. Урюпин ¶

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия
¶ e-mail: uryupin@sci.lebedev.ru

(Поступило в Редакцию 6 июля 2016 г. В окончательной редакции 12 октября 2016 г.)

Найдены явные зависимости эффективной глубины проникновения поля пробного импульса в токонесущую плазму с изменяющимися во времени температурами частиц. Показано, что проникновение поля в полностью ионизованную плазму происходит в режиме субдиффузии, а в слабоионизованную — в режиме сверхдиффузии.

DOI: 10.21883/JTF.2017.06.44505.1971

## Введение

Импульсы электромагнитного поля используются для диагностики токонесущей плазмы и ее дополнительного нагрева. Для выбора оптимальных условий диагностики и нагрева нужно знать закономерности проникновения импульса в ограниченную плазму. Прежде всего эти закономерности зависят от того, какой механизм рассеяния электронов доминирует во время воздействия импульса. В плазме с большой плотностью тока, когда дрейфовая скорость электронов превосходит фазовую скорость ионно-звуковых волн, основной причиной рассеяния электронов являются флуктуации плотности заряда в поле ионно-звуковых волн [1–3]. Особенности проникновения монохроматического поля в турбулентную плазму исследованы в работах [4–7]. Изучению проникновения квазистационарного сильного и слабого полей в плазму с развитой ионно-звуковой турбулентностью посвящены работы [8,9]. При этом в [9] показано, что закономерности проникновения слабого импульса в значительной мере зависят от соотношения его длительности и характерного времени изменения температур частиц, а также от направления слабого поля относительного греющего плазму поля. Следует отметить, что в экспериментах встречаются и такие условия, когда дрейфовая скорость электронов сравнима со скоростью ионного звука (см., например, [10]) или меньше ее. В последнем случае доминирующим механизмом рассеяния электронов являются их столкновения с ионами. При еще меньших плотностях тока газ лишь частично ионизован и возможны условия, в которых доминируют столкновения электронов с нейтральными частицами. Несмотря на то что разряды с небольшой плотностью тока используются многие годы, задача об особенностях воздействия слабых пробных импульсов на такие разряды, по-видимому, не ставилась. Вместе с тем такая задача представляет определенный интерес не только сама по себе, но и в связи с необходимостью сопоставления особенностей взаимодействия слабых импульсов с ламинарной и турбулентной плазмами.

В настоящем сообщении изучено проникновение слабого импульса в токонесущую плазму с изменяющимися во времени температурами частиц. Для полностью ионизованной и слабоионизованной плазм установлены явные зависимости эффективной глубины проникновения поля от времени, параметров плазмы и импульса. Показано, что в случае полностью ионизованной плазмы проникновение поля длинного импульса происходит в режиме субдиффузии, когда эффективная глубина проникновения зависит от времени как $t^{1/5}$. В слабоионизованной плазме, в которой доминирует упругое рассеяние электронов на нейтральных частицах, глубина проникновения поля пропорциональна $t$, что позволяет говорить о сверхдиффузии поля. Отметим, что выявленные закономерности проникновения отличаются от закона, установленного ранее для турбулентной плазмы, в которой глубина проникновения возрастает пропорционально $t^{1/4}$ [9]. Иными являются и явные зависимости глубины проникновения от параметров плазмы, что позволяет выбирать оптимальные условия не только диагностики токонесущей плазмы, но и ее дополнительного нагрева.

## 1. Эволюция температур частиц

Пусть плазма занимает полупространство $x > 0$. Примем, что в плазме имеется однородное электрическое поле вида $\mathbf{E} = (0, 0, E)$, которое создает зависящий от времени электрический ток, плотность которого $\mathbf{j} = (0, 0, j)$. Однородный ток связан с полем соотношением

$$4\pi j + \frac{\partial}{\partial t} E = \text{const}. \qquad (1)$$

Как правило, в плазме ток смещения мал по сравнению с током проводимости, и им можно пренебречь. При этом вместо уравнения (1) приближенно имеем $j \sim \text{const}$. Явный вид зависимости тока от электрического поля определяется материальными уравнениями. Ниже рассмотрены полностью ионизованная и слабоионизованная плазмы. Закономерности диссипативных процессов в плазме с током зависят от величины токовой скорости электронов $u$, которая связана с плотностью тока соотношением

$$u = j/en_e, \tag{2}$$

где $e$ и $n_e$ — заряд и плотность электронов. В дальнейшем будем рассматривать условия, в которых токовая скорость электронов меньше скорости ионного звука $u < v_s$.

### 1.1. Полностью ионизованная плазма

В однородной плазме эволюция температур электронов $T_e$ и ионов $T_i$ описывается уравнениями

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2\mathbf{jE}}{3n_e æ} - \nu_\varepsilon(T_e - T_i), \tag{3}$$

$$\frac{dT_i}{dt} = \nu_\varepsilon Z(T_e - T_i). \tag{4}$$

В этих уравнениях $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$ — плотность тока, æ — постоянная Больцмана,

$$\sigma = 32e^2 n_e/(3\pi m_e \nu_{ei}) \tag{5}$$

— проводимость плазмы, а эффективные частоты столкновений имеют вид

$$\nu_\varepsilon = \frac{2m_e}{m_i}\nu_{ei}, \ \ \nu_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3}\frac{e^2 e_i^2 n_i \Lambda}{m_e^2 v_{Te}^3}, \tag{6}$$

где $\nu_{ei}$ — частота электрон-ионных столкновений, $v_{Te} = \sqrt{æT_e/m_e}$ — тепловая скорость электронов, $\Lambda$ — кулоновский логарифм, $Z = |e_i/e|$, а $m_e$ и $m_i$ — массы электрона и иона, $e_i$ и $n_i$ — заряд и плотность ионов. Первое слагаемое в правой части уравнения (3) описывает джоулев нагрев, второе — передачу энергии от электронов к ионам. Примем, что в начальный момент времени температуры электронов и ионов одинаковы $T_i = T_e = T_0$.

Тогда, когда $j = \mathrm{const}$, система уравнений (3), (4) для температур принимает вид

$$\frac{dT_e}{d\tau_i} = (T_0/T_e)^{3/2}[aT_0 - (T_e - T_i)], \tag{7}$$

$$\frac{dT_i}{d\tau_i} = Z(T_0/T_e)^{3/2}(T_e - T_i). \tag{8}$$

При написании уравнений (7) и (8) использованы обозначения

$$\tau_i = \nu_\varepsilon(0)t, \tag{9}$$

где $\nu_\varepsilon(0)$ — частота релаксации температур в начальный момент времени и

$$a = \frac{\pi}{32}\frac{m_i}{m_e}\left[\frac{u}{v_{T_0}}\right]^2 = \frac{\pi Z}{32}\left[\frac{u}{v_s(0)}\right]^2 \ll 1, \tag{10}$$

где $v_{T_0} = \sqrt{æT_0/m_e}$, $v_s(0) = \sqrt{ZæT_0/m_i}$. Вводя переменную $\Omega$, согласно соотношению $d\Omega/d\tau_i = (T_0/T_e)^{3/2}$, из системы уравнений (7) и (8) находим

$$ZT_e + T_i = aZT_0\Omega + (1+Z)T_0, \tag{11}$$

$$T_e - T_i = \frac{aT_0}{1+Z}\left\{1 - \exp[-(1+Z)\Omega]\right\}. \tag{12}$$

По определению, функция $\Omega$ монотонно возрастает со временем. В частности, при $(1+Z)\Omega \ll 1$ из (11), (12) имеем $T_e \sim T_0(1 + a\Omega)$ и $T_i \sim T_0$. Если же $(1+Z)\Omega \gg 1$, то

$$T_e - T_i \approx \frac{aT_0}{1+Z}, \tag{13}$$

$$T_e \approx T_0\left(1 + \frac{Z}{1+Z}a\Omega\right). \tag{14}$$

Из соотношений (10)–(14) видно, что температура электронов остается близкой к исходной $T_0$, если $a\Omega \ll 1$. Это означает, что при $(1+Z)\Omega \ll 1$ отличием $\Omega$ и $\tau_i$ можно пренебречь. Далее, используя соотношение (13) и факт близости температуры $T_e$ к $T_0$ в момент, когда $(1+Z)\tau_i \sim 1$, из уравнения (7) приближенно находим

$$T_e \approx T_0\left[1 + \frac{5Za\tau_i}{2(1+Z)}\right]^{2/5}. \tag{15}$$

При $(1+Z)\tau_i \gtrsim 1$ температура ионов увеличивается по такому же закону, оставаясь меньше $T_e$ на малую величину $aT_0/(1+Z)$ (см. (13)). Существенное увеличение температур начинается с момента

$$\tau_i \approx \frac{2(1+Z)}{5Za} \gg \frac{1}{1+Z} \tag{16}$$

или в явном виде при

$$t \gtrsim t_T \equiv \frac{32}{5\pi}\frac{1+Z}{Z}\left[\frac{v_{T_0}}{u}\right]^2\frac{1}{\nu_{ei}(0)}$$
$$= \frac{64}{5\pi}\frac{1+Z}{Z^2}\left[\frac{v_s(0)}{u}\right]^2\frac{1}{\nu_\varepsilon(0)} \gg \frac{1}{\nu_\varepsilon(0)}, \tag{17}$$

где $t_T$ — характерное время нагрева электронов и ионов, $\nu_{ei}(0)$ — частота столкновений электронов с ионами при $T_e = T_0$.

### 1.2. Слабоионизованная плазма

В слабоионизованной плазме рассеяние электронов в основном происходит на нейтральных частицах. Для частоты упругих столкновений электронов с тяжелыми нейтральными частицами используем простейшее выражение $\nu_{en}(v) = N\Sigma v$, где $N$ — плотность нейтральных частиц, а $\Sigma$ — не зависящее от скорости электрона сечение рассеяния. Тогда для проводимости имеем

$$\sigma = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{e^2 n_e}{m_e \nu_{en}}, \tag{18}$$

где $\nu_{en} = \nu_{en}(v_{T_e})$. Используя приведенное в [11] (см. формулы (2.5) на стр. 215, (2.11) на стр. 218, (2.13) на стр. 219) кинетическое уравнение для изотропной части функции распределения электронов и считая распределение электронов близким к максвелловскому, запишем уравнение для температуры электронов

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2\mathbf{jE}}{3n_e æ} - \nu_{\varepsilon n}(T_e - T), \tag{19}$$

где использовано обозначение

$$\nu_{\varepsilon n} = \frac{16}{3\sqrt{2\pi}} \frac{2m_e}{M} \nu_{en}. \tag{20}$$

Здесь $M$ — масса нейтральной частицы. При этом для $T$ — температуры нейтральных частиц имеем

$$\frac{dT}{dt} = \nu_{\varepsilon n}(T_e - T). \tag{21}$$

В условиях, когда $j = \text{const}$, представим уравнения (19), (21) в виде

$$\frac{dT_e}{d\tau_n} = \sqrt{T_e/T_0}[a_n T_0 - (T_e - T)], \tag{22}$$

$$\frac{dT}{d\tau_n} = \sqrt{T_e/T_0}(T_e - T), \tag{23}$$

где $\tau_n$ — безразмерное время,

$$\tau_n = \nu_{\varepsilon n}(0)t, \tag{24}$$

$\nu_{\varepsilon n}(0)$ — частота релаксации температуры $\nu_{\varepsilon n}$ в начальный момент времени, когда $T_e = T = T_0$, а параметр $a_n$ имеет вид

$$a_n = \frac{3\pi}{16} \frac{M}{2m_e} \left[\frac{u}{v_{T_0}}\right]^2 \ll 1. \tag{25}$$

Вводя переменную $\Omega_n$, согласно соотношению $d\Omega_n/d\tau_n = \sqrt{T_e/T_0}$, из системы уравнений (22) и (23) находим

$$T_e + T = 2T_0(1 + a_n\Omega_n/2), \tag{26}$$

$$T_e - T = 0.5a_nT_0[1 - \exp(-2\Omega_n)]. \tag{27}$$

Тогда, когда $\Omega_n \ll 0.5$, из (26) и (27) получаем $T_e \sim T_0(1 + \Omega_n a_n)$, $T \sim T_0$. Из этих соотношений и определения $\Omega_n$ видим, что при $\Omega_n \ll 0.5$ имеет место связь $\Omega_n \sim \tau_n$. Если $\Omega_n \gg 0.5$ или $\tau_n \gg 0.5$, из (27) приближенно имеем

$$T_e - T \approx 0.5a_nT_0. \tag{28}$$

Используя соотношение (28) и условие $T_e(\tau_n \sim 0.5) \sim \sim T_0(1 + 0.5a_n) \sim T_0$ из уравнения (22) для температуры электронов, находим

$$T_e = T_0[\sqrt{1 + 0.5a_n} + a_n(\tau_n - 0.5)/4]^2$$
$$\approx T_0(1 + a_n\tau_n/4)^2. \tag{29}$$

При этом температура электронов незначительно превышает температуру нейтральных частиц (см. (28)). Характерное время нагрева частиц в слабоионизованной плазме дается соотношением $\tau_n \sim 4/a_n$ или

$$t_{T_n} = 4\sqrt{\frac{2}{\pi}}\left[\frac{v_{T_0}}{u}\right]^2 \frac{1}{\nu_{en}(0)}, \tag{30}$$

где $\nu_{en}(0) = \nu_{en}(v_{T_0})$.

Полученные выше закономерности эволюции температуры электронов (см. (15) и (29)) позволяют описать влияние нагрева электронов на проникновение пробного импульса.

## 2. Воздействие пробного импульса

Примем, что на плазму перпендикулярно ее границе падает электромагнитный импульс вида

$$E_y^{(i)}(x,t) = E_{py}[\eta(t - x/c - \Delta)$$
$$- \eta(t - x/c - \Delta - t_p)], \quad x < 0, \tag{31}$$

где $\eta(\xi) = 0$ при $\xi < 0$ и $\eta(\xi) = 1$ при $\xi > 0$, $c$ — скорость света, $\Delta$ — время задержки, которое введено для разнесения во времени начала эволюции основного состояния плазмы и начала воздействия электромагнитного импульса, $t_p$ — длительность импульса. Электромагнитный импульс частично отражается от плазмы. Внутри плазмы импульс создает возмущение напряженности электрического поля $\delta E_y$, которое перпендикулярно основному полю $E$. В линейном приближении по $\delta E_y$ возмущения поля $\delta E_y$ не приводят к возмущению температур частиц $\delta T_e = \delta T_i = \delta T = 0$. Для определения $\delta E_y$ используем уравнение

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\delta E_y = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}(\sigma\delta E_y), \tag{32}$$

в которое входит невозмущенная проводимость плазмы $\sigma = j/E$. Локальная связь плотности тока с напряженностью поля имеет место в условиях нормального скин-эффекта. В связи с этим основанное на уравнении (32) описание воздействия пробного импульса на плазму оправдано, если его длительность много больше времени свободного пробега электронов, а длина свободного пробега электронов меньше характерного пространственного масштаба изменения поля. При написании уравнения (32) отброшен ток смещения, который пренебрежимо мал в условиях, когда $4\pi\sigma t_E \gg 1$, где $t_E$ — характерное время изменения поля. Уравнение (32) следует дополнить начальным и граничными условиями. В момент $t = 0$ считаем, что $\delta E_y(x, t = 0) = 0$, $x > 0$. Достаточно далеко от границы плазмы имеем условие

$$\delta E_y(x \to \infty, t) = 0. \tag{33}$$

В свою очередь, из условий непрерывности тангенциальных компонент поля на границе плазмы имеем

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - c\frac{\partial}{\partial x}\right)\delta E_y(x,t)|_{x=0} = 2\frac{\partial}{\partial t}E_y^{(i)}(x = 0, t). \tag{34}$$

Тогда, когда мал ток смещения, принимая во внимание явный вид импульса (31) из (34), имеем

$$\frac{\partial}{\partial x}\,\delta E_y(x,t)|_{x=0} = -\frac{2}{c}\,E_{py}\{\delta(t-\Delta)-\delta(t-\Delta-t_p)\}. \tag{35}$$

С целью решения уравнения (32) перейдем к новой функции $w$ и новой независимой переменной $\tau$, которые определяются соотношениями:

$$w = w(x,\tau) = \sigma[t(\tau)]\delta E_y[x,t(\tau)], \tag{36}$$

$$\frac{d\tau}{dt} = \frac{1}{4\pi\sigma(t)}, \quad \tau(t=0)=0. \tag{37}$$

При этом для определения функции $w(x,\tau)$ имеем уравнение

$$\frac{\partial}{\partial \tau}\,w(x,\tau) = c^2\,\frac{\partial^2}{\partial x^2}\,w(x,\tau), \tag{38}$$

граничные условия

$$w(x\to\infty,\tau)=0, \tag{39}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\,w(x,\tau)|_{x=0} = -\frac{2}{c}\,\sigma[t(\tau)]E_{py}\{\delta[t(\tau)-\Delta] - \delta[t(\tau)-\Delta-t_p]\} \equiv \Psi(\tau) \tag{40}$$

и начальное условие $w(x>0,\tau=0)=0$. Отвечающее таким условиям решение уравнения (38) имеет вид

$$w(x,\tau) = -\frac{c}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^{\tau}\frac{d\tau'\Psi(\tau')}{\sqrt{\tau-\tau'}}\exp\left[-\frac{x^2}{4c^2(\tau-\tau')}\right], \tag{41}$$

что позволяет записать следующее выражение для возмущения поля в плазме:

$$\delta E_y(x,t) = \frac{E_{py}}{2\pi\sqrt{\pi}\sigma(t)} \times\left\{\frac{\eta(t-\Delta)}{\sqrt{\tau(t)-\tau(\Delta)}}\exp\left[-\frac{x^2}{4c^2(\tau(t)-\tau(\Delta))}\right] - \frac{\eta(t-\Delta-t_p)}{\sqrt{\tau(t)-\tau(\Delta+t_p)}}\exp\left[-\frac{x^2}{4c^2(\tau(t)-\tau(\Delta+t_p))}\right]\right\}. \tag{42}$$

Согласно (42), проникновение поля ступенчатого импульса в глубь плазмы можно представить как распространение двух фронтов — „включения" и „выключения". Фронт „включения" описывает первое слагаемое в (42), а фронт „выключения" — второе. Второй фронт смещен по отношению к первому на длительность импульса $t_p$. В тех точках, куда пришел второй фронт, происходит частичная компенсация поля. Характерная глубина проникновения поля в плазму определяется первым слагаемым в (42) и дается соотношением

$$x \propto 2c\sqrt{\tau(t)-\tau(\Delta)}. \tag{43}$$

Если проводимость плазмы не изменяется со временем, то, согласно (37), $\tau \propto t$ и проникновение поля в глубь плазмы происходит в соответствии со скейлингом (43), отвечающим обычной диффузии $x \propto \sqrt{t}$. Формулы (37) и (43) позволяют качественно описать проникновение поля в нестационарную среду, когда ее проводимость изменяется со временем из-за нагрева. Если нагрев среды приводит к росту проводимости, то, согласно (37), с течением времени скорость роста $\tau$ уменьшается, т. е. $\tau$ растет медленнее, чем $t$. При этом из соотношения (43) следует, что глубина проникновения растет медленнее, чем $\sqrt{t}$. В этом случае можно говорить о субдиффузии поля. Напротив, если нагрев приводит к уменьшению проводимости, то реализуется рост $\tau$ более быстрый, чем $t$. В этих условиях имеет место сверхдиффузия, т. е. более быстрое проникновение поля по сравнению с обычной диффузией.

## 3. Влияние нагрева частиц на проникновение поля

Для получения количественных закономерностей проникновения поля пробного импульса в греющуюся плазму достаточно найти явную связь $\tau(t)$ со временем $t$. Эта связь зависит от вида проводимости $\sigma(t)$, которая отличается в полностью ионизованной и слабоионизованной плазмах.

### 3.1. Полностью ионизованная плазма

В случае полностью ионизованной плазмы имеем $\sigma(t) \propto [T_e(t)/T_0]^{3/2}$. При этом зависимость температуры электронов от времени дается приближенным соотношением (15). Используя соотношение (15), из уравнения (37) находим, что определяющая глубину проникновения поля (43) разность $\tau(t)-\tau(\Delta)$ имеет вид

$$\tau(t)-\tau(\Delta) = \frac{15\pi}{64}\,\frac{\nu_{ei}(0)t_T}{\omega_{Le}^2} \times [(1+t/t_T)^{2/5}-(1+\Delta/t_T)^{2/5}], \quad t>\Delta. \tag{44}$$

На временах, удовлетворяющих неравенству (17) и при $\Delta > t_T$, единицами в круглых скобках формулы (44) можно пренебречь. При этом в соответствии с соотношением (43) в условиях нагрева частиц плазмы для характерной глубины проникновения поля в плазму находим

$$x \propto \frac{\sqrt{15\pi}}{4}\,\frac{c}{\omega_{Le}}\,\sqrt{\nu_{ei}(0)t}\left(\frac{t_T}{t}\right)^{3/10}\sqrt{1-(\Delta/t)^{2/5}}. \tag{45}$$

Из (45) видно, что нагрев плазмы приводит к относительному замедлению проникновения пробного поля в плазму.

### 3.2. Слабоионизованная плазма

В слабоионизованной плазме температура электронов описывается выражением (29), которое позволяет видеть, как изменяется проводимость $\sigma(t) \propto \sqrt{T_0/T_e(t)}$. Используя результат (29) из уравнения (37), для разности $\tau(t) - \tau(\Delta)$ получаем

$$\tau(t) - \tau(\Delta) = \frac{3\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{\nu_{en}(0)(t-\Delta)}{\omega_{Le}^2}\left[1 + \frac{t+\Delta}{2t_{Tn}}\right], \ t > \Delta. \tag{46}$$

На стадии нагрева, когда $t + \Delta \gg 2t_{T_n}$, из (46) и (43) получаем зависимость от времени глубины проникновения поля в виде

$$x \propto (3\sqrt{\pi/2})^{1/2} \frac{c}{\omega_{Le}} \sqrt{\nu_{en}(0)t}\left(\frac{t}{t_{Tn}}\right)^{1/2} \sqrt{1-(\Delta/t)^2}. \tag{47}$$

В этом случае нагрев плазмы приводит к более быстрому проникновению поля, чем в случае обычной диффузии.

## Заключение

Во время воздействия короткого импульса, когда плазму можно считать стационарной средой, проникновение поля происходит по обычному диффузионному закону $\sqrt{t}$. Учет нагрева плазмы за время действия длинного импульса приводит к изменению закономерностей проникновения поля пробного импульса. В случае полностью ионизованной плазмы, когда доминируют парные электрон-ионные столкновения, проникновение поля происходит в режиме субдиффузии. Если же преобладают упругие столкновения электронов с нейтральными частицами, что имеет место в слабоионизованной плазме, то реализуется сверхдиффузия поля.

В [10] приведены экспериментальные данные, полученные на установке ТУМАН-3, среди которых есть такие, когда токовая скорость электронов сравнима или меньше скорости ионного звука. В этой же работе сопоставлены экспериментальные данные для токамаков с существенно отличающимися размерами и концентрациями плазмы. При этом отмечается, что часть разрядов на проанализированных установках находится в „дозвуковом“ режиме. Дозвуковой режим создавался увеличением плотности числа частиц путем инжекции пеллет (Alcator, ASDEX) либо газонапуска (ASDEX, TFTR). В [10] приведена связь тока и концентрации плазмы на установке DITE для разрядов в дейтерии и водороде. Отмечено, что в обоих случаях получение максимальной концентрации соответствовало фазе с уменьшающимся током и в этой же фазе происходил переход в „дозвуковой“ режим. Изложенная выше теория может быть использована для анализа проникновения электромагнитного импульса в „дозвуковые“ разряды на указанных установках, если длительность импульса превышает характерное время нагрева частиц плазмы. Для оценок используем следующий набор параметров: $n_e \sim 6 \cdot 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $T_e \sim 50\,\mathrm{eV}$, $I \sim 100\,\mathrm{kA}$ и радиус шнура плазмы $r \sim 15\,\mathrm{cm}$. При таких значениях параметров токовая скорость электронов меньше скорости ионного звука. При этом длина свободного пробега электронов сравнима с $x_T$, и для оценок можно использовать соотношения, полученные в предположении о нормальном скин-эффекте. В этих условиях для характерного времени нагрева частиц плазмы и характерного пространственного масштаба $x_T = (15\pi\nu_{ei}(0)t_T/16)^{1/2}c/\omega_{L_e}$ получаем оценки $t_T \sim 0.3\,\mathrm{ms}$, $x_T \sim 5\,\mathrm{cm}$. Т.е. представленная теория необходима, если длительность воздействующего импульса превышает 0.3 ms.

В качестве физического объекта для иллюстрации проникновения электромагнитного импульса в слабоионизованную плазму рассмотрим разряд молнии. В разряде молнии величина тока, плотность и температура электронов могут меняться в очень широких пределах. Для оценки примем $n_e \sim 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $T_e \sim 1\,\mathrm{eV}$. Радиус канала молнии оценим как $r \sim 10\,\mathrm{cm}$ ([12], стр. 134–135), а величину тока как $I \sim 100\,\mathrm{kA}$ ([12], стр. 122). Для оценки также примем $\Sigma \sim 10^{-15}\,\mathrm{cm}^2$ и $N \sim 3 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$. При таких параметрах для времени нагрева электронов и пространственного масштаба $x_{Tn} = (3\sqrt{\pi/2}\nu_{en}(0)t_{Tn})^{1/2}c/\omega_{Le}$ получаем оценки $t_{Tn} \sim 0.1\,\mu\mathrm{s}$, $x_{Tn} \sim 2\,\mathrm{cm}$.

## Список литературы


[1] *Wharton C.B., Horn P., Robertson S.* // Phys. Rev. Lett. 1971. Vol. 27. N 8. P. 499–501.
[2] *Nishida Y., Hirose A., Skarsgard H.M.* // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. N 12. P. 653–656.
[3] *Hirose A., Kawabe T., Skarsgard H.M.* // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 29. N 21. P. 1432–1434.
[4] *Bychenkov V.Yu., Frank P., Eimmel G.* et al. // Phys. Lett. A. 1992. Vol. 169. N 1, 2. P. 77–81.
[5] *Быченков В.Ю., Новиков В.Н.* // Физика плазмы. 1994. Т. 20. Вып. 5. С. 513–516.
[6] *Овчинников К.Н., Урюпин С.А.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 7. С. 59–62.
[7] *Овчинников К.Н., Силин В.П., Урюпин С.А.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. Вып. 12. С. 1118–1125.
[8] *Овчинников К.Н., Силин В.П., Урюпин С.А.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 9. С. 29–36.
[9] *Овчинников К.Н., Урюпин С.А.* // Физика плазмы. 2013. Т. 39. Вып. 9. С. 837–847.
[10] *Виноградов Н.И., Извозчиков А.В., Шаховец К.Г.* // Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе № 1177. 1987.
[11] *Гинзбург В.Л., Гуревич А.В.* // УФН. 1960. Т. LXX. Вып. 2. С. 201–246.
[12] *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001. 320 с.