

УДК 533.9.01+533.92:621.039.61

ФИЗИКА

В. Л. МАСАЛОВ, О. Г. ПАРФЕНОВ, А. А. ШИШКО

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТЕПЛА В РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ ПОПЕРЕК МАГНИТНОГО ПОЛЯ

(Представлено академиком Р. З. Сагдеевым 14 IV 1976)

1. Ранее было обнаружено, что распространение тепла вдоль магнитного поля в плазме после резкого локального ее нагрева происходит либо в виде электронной ударной волны (¹⁻³), либо в виде волны замещения (⁴) в зависимости от параметров плазмы. И в том, и в другом случае этот процесс сопровождается распыливанием сгустка горячих электронов и появлением встречного компенсирующего тока холодных электронов.

Распространение тепла от мощного импульсного источника поперек магнитного поля принципиально отличается от указанного выше. Теплоперенос теперь обусловлен столкновениями и должен иметь характер гидродинамической тепловой волны в среде с нелинейной теплопроводностью (⁵). Существенно новым эффектом в плазме, в отличие от гидродинамики, является возмущение такой тепловой волной магнитного поля из-за электрического тока, вызванного термо-э.д.с. * $E = \beta [B \times \nabla T] / |e| B$ (⁶). Причем амплитуда появляющегося возмущения может быть сравнима с величиной начального магнитного поля B_0 (⁷).

Настоящая работа посвящена изучению этой особенности теплопереноса поперек магнитного поля в установках типа θ -пинч. Представленные результаты самосогласованного подхода для моделирования на ЭВМ импульсных МГД процессов и экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что в определенных условиях термо-э.д.с. может быть ответственной за появление сжатия магнитного поля (магнитотепловой волны) вблизи мощного источника тепла.

Магнитотепловая волна (МТ-волна) представляет собой нелинейное магнитное и тепловое возмущение, скорость распространения которого u_{MT} поперек поля в холодной плазме $\beta_T = 8\pi n_0 T_{e0} / B_0^2 \ll 1$ значительно превышает альфвеновскую $v_a = B_0 / (4\pi n_0 m_i)^{1/2}$ и определяется в основном механизмом теплопереноса. При $u_{MT} \sim v_a$ электрическое поле, возникающее из-за разделения зарядов, успевает путем ускорения ионов привести к заметному сжатию плазмы. Возмущение в этом случае будет носить магнитно-звуковой характер. Здесь и в дальнейшем используем следующие обозначения: n_0 , T_{e0} , m_e , m_i , ω_e , ω_i , τ — соответственно начальная концентрация и электронная температура плазмы, масса электронов и ионов, циклотронная и плазменная частота электронов, время между столкновениями электронов.

2. В установках типа θ -пинч МТ-волна может формироваться вблизи турбулентного токового слоя, возбуждаемого индукционным путем на границе плазменного столба. Трудность регистрации МТ-волны при этом заключается в необходимости отделить ее либо от возмущения магнитного поля во фронте магнитно-звуковой ударной волны, которая, как правило, формируется в таких системах за время $t \gg \omega_i^{-1} = (m_i / m_e)^{1/2} \omega_e^{-1}$, либо от

* Это справедливо, в частности, для осесимметричных плазменных конфигураций, в которых существует только радиальная неоднородность и по этой причине отсутствует электродвижущая сила из-за градиента электронного давления вдоль электрического тока $\mathbf{j}$. Здесь $[\mathbf{j} \times \mathbf{B}] = [\mathbf{j} \times \mathbf{r}] = 0$.

возмущения магнитного поля, связанного с диффузным уширением турбулентного токового слоя, выступающего в роли локального источника тепла. Индуцирование греющего токового слоя путем резкого уменьшения на плазменной границе магнитного поля за время $t \leq \omega_r^{-1}$ позволяет исключить из рассмотрения оба эти эффекта.

Рассмотрим процесс формирования МТ-волны в такой системе. Пренебрегая эффектами цилиндричности на периферии плазменного объема, влиянием магнитного поля и столкновений на движение ионов, воспользуемся системой уравнений одножидкостной магнитной гидродинамики ⁽⁷⁾, где дополнительно будем учитывать инерцию электронов. Время между столкновениями τ в коэффициентах переноса задаем в виде $\tau = (v_{кул} + v_{эфф})^{-1}$, где $v_{кул}$, $v_{эфф}$ — соответственно частота кулоновских и эффективных столкновений в условиях ионно-звуковой турбулентности, возбуждаемой электрическим током поперек магнитного поля. Для самосогласованного учета $v_{эфф}$ используем результаты работы ⁽⁸⁾ и рекомендации по применению классических коэффициентов переноса поперек магнитного поля в турбулентной области плазмы ⁽⁹⁾.

На рис. 1 изображены полученные из решения системы МГД уравнений пространственные профили концентрации,

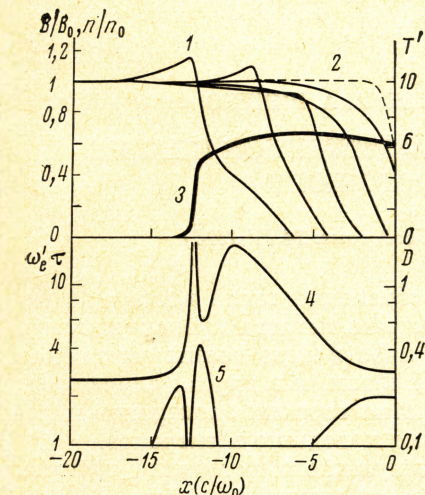


Рис. 1. Профили магнитного поля (1) для моментов времени $t=0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5 \omega_r^{-1}$; концентрации (2); температуры $T'=8\pi n_0 T/B_0^2$ (3); приведенного времени столкновений $\omega_e \tau$ (4); отношения D токовой скорости электронов к тепловой в момент времени $t=0,5 \omega_r^{-1}$ (5). Аргон, $v_a = 6,3 \cdot 10^5$ см/сек, $u_{MT} = 2,5 \cdot 10^7$ см/сек

электронной температуры, приведенного времени столкновений $\omega_e \tau = eB_0/m_e c$ и отношения D токовой скорости электронов к тепловой в момент времени $t=0,5 \omega_r^{-1}$ для граничных и начальных условий $dT(0, t)/dx = 0$, $B(0, t) = 100 - 1240 \sin(3 \cdot 10^6 t)$ [гс] ⁽⁷⁾, $n_0 = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³, $T_{e0} = 1$ эв. Кроме того, здесь продемонстрировано развитие профиля магнитного поля во времени с шагом $\Delta t = 0,1 \omega_r^{-1}$. Видно, что с увеличением электронной температуры и, следовательно, термо-э.д.с. возрастает плотность тока, сканирующего магнитное возмущение, приложенное на границе ($t=0,3 \omega_r^{-1}$). С увеличением электронной температуры возрастает и скорость распространения тепла, которая в момент $t=0,4 \omega_r^{-1}$ уже превышает скорости диффузии магнитного поля. В плазме формируется МТ-волна, фронт которой представляет собой индукционный токовый слой, диффузно размытый кулоновскими столкновениями. В остальных точках магнитного возмущения ($x > -12,5 c/\omega_0$, $t=0,5 \omega_r^{-1}$) преобладающей является эффективная частота столкновений $v_{эфф}$, обусловленная мелкомасштабной турбулентностью, возбуждаемой электрическим током поперек магнитного поля. Возмущение концентрации плазмы практически отсутствует из-за малого характерного времени процесса.

3. Эксперимент проводился на установке «УН-Феникс» ⁽¹⁰⁾. Изотермическая аргоновая плазма с начальной концентрацией $n_0 = 10^{12} - 10^{14}$ см⁻³ и температурой $T_{e0} = T_{i0} = 0,5 - 5$ эв создавалась в цилиндрическом объеме диаметром 16 см, помещенном в квазистационарное магнитное поле $B_0 = 100 - 700$ гс. Турбулентный нагрев осуществлялся в токовом слое, возбуждаемом индукционным путем на границе плазмы при изменении внешнего магнитного поля по закону $B(0, t) = B_0 + B_1 \sin(3 \cdot 10^6 t)$. Изменение магнитного поля и концентрации плазмы на расстоянии 2,5 см от стенки камеры регистрировалось с помощью магнитного зонда и скоростного

2-миллиметрового с.в.ч. интерферометра. Для измерения скорости распространения магнитного возмущения в глубь плазмы на расстоянии 1 см от первого вводился второй магнитный зонд. Результаты приведены на рис. 2. Видно, что импульс сжатия магнитного поля, проникающий в плазму со скоростью $u_{MT}=8v_a$ не связан с увеличением концентрации плазмы в этой области и, тем более, с диффузией импульса разрежения магнитного поля, приложенного на границе. Резкое увеличение концентрации плазмы в момент $t=240$ нсек связано, возможно, с дополнительной ионизацией электронным ударом остаточного нейтрального газа. Измерения,

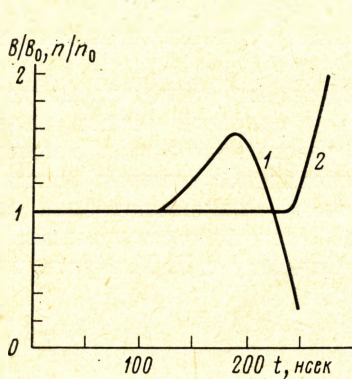


Рис. 2

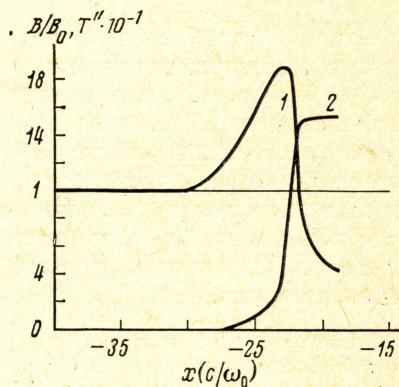


Рис. 3

Рис. 2. Временной профиль 1 — магнитного поля и 2 — концентрации аргонной плазмы на расстоянии 2,5 см от стенки камеры. $B_1=-1240$ гс, $B_0=375$ гс, $n_0=1,2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $v_a=3,7 \cdot 10^6$ см/сек, $u_{MT}=3 \cdot 10^7$ см/сек

Рис. 3. Расчетные пространственные профили 1 — магнитного поля и 2 — температуры $T''=8\pi n_0 T_e/B_0^2$ в момент времени $t=2000$ нсек. Начальные и граничные условия соответствуют эксперименту рис. 2; $T_{e0}=5$ эв, $u_{MT}=4,85 \cdot 10^7$ см/сек

проведенные с помощью локального диамагнитного датчика, указывают на возрастание электронного давления за фронтом магнитного сжатия.

На рис. 3 представлены пространственный профиль магнитного поля и электронной температуры, полученные из решения системы МГД уравнений для типичных условий эксперимента (рис. 2). Концентрация плазмы не возмущена. Превышение по сравнению с экспериментом расчетного значения скорости сжатия и его амплитуды связано, по-видимому, с тем, что температура плазмы в эксперименте ниже расчетной из-за неучитываемого влияния условий в пристеночной области, возможного охлаждения вдоль магнитного поля и потерь энергии на ионизацию.

4. Сопоставление результатов эксперимента и расчета на ЭВМ позволяет заключить, что в условиях, когда скорость распространения тепла поперек поля превышает 1) альфвеновскую скорость и 2) скорость диффузии магнитного поля, наблюдаемое в эксперименте сжатие магнитного поля можно отнести к магнитотепловой волне. В такой волне вещество плазмы в целом остается неподвижным, а распространение магнитного возмущения определяется процессом теплопереноса поперек поля.

Условия 1), 2) можно выразить через параметры плазмы в нагретой области в виде (*) *

$$u_{MT} \gg v_a, \quad u_{MT} \approx [\kappa_{\perp} c \langle T \rangle / e B_0 t]^{1/2}, \quad (1)$$

где $\kappa_{\perp} = a(4,6a^2 + 12) / (a^4 + 14,8a^2 + 3,8)$ — коэффициент теплопроводности поперек магнитного поля, выраженный через безразмерный параметр $a = \omega_e \tau$. Из (1) следует, что МТ-волна может существовать в плазме, сред-

* Выражение (1) справедливо, когда основной нагрев происходит на границе плазмы.

няя температура которой растет по закону $\kappa_{\perp} \langle T \rangle \propto t^{\xi}$, где $\xi > 1$. Это условие реализуется при джоулевом нагреве плазмы в установках типа θ -пинч, где магнитное поле линейно изменяется со временем: $B \propto t$. Предполагая, что часть вводимой извне электромагнитной энергии переходит в тепло, имеем $\langle T \rangle \propto B^2 \propto t^2$. Дополнительное условие на скорость нагрева накладывают размеры установки R , так как неравенство (1) должно выполняться за время $t < R/v_a$. При этом на длине пробега R от магнитно-звукового возмущения успевает «отщепиться» МТ-волна

$$\beta_T \kappa_{\perp} a > 1. \quad (2)$$

Здесь κ — коэффициент теплопроводности поперек поля, выраженный через безразмерный параметр $a = \omega_e \tau$.

Из соотношений (1), (2) нетрудно видеть, что оптимальное условие для существования МТ-волны есть $\omega_e \tau \sim 1$ в нагретой области плазмы.

Появление МТ-волны может вызвать в разреженной плазме повышенный (по сравнению с кулоновским) теплоперенос поперек магнитного поля из-за возбуждения электрическим током мелкомасштабной турбулентности и связанной с этим повышенной частоты столкновений.

Авторы выражают благодарность Р. З. Сагдееву и Р. Х. Куртмуллаеву за ценные замечания.

Сибирский институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
Сибирского отделения Академии наук СССР
Иркутск

Поступило
5 III 1976

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Д. Д. Рютов, Р. З. Сагдеев, ЖЭТФ, т. 58, № 2, 739 (1970). ² А. А. Иванов, В. Д. Русанов, Р. З. Сагдеев, Письма ЖЭТФ, т. 12, № 1, 29 (1970). ³ О. А. Золотовский, В. И. Коротеев и др., ДАН, т. 197, № 3, 564 (1971). ⁴ А. А. Иванов, Л. Л. Козовицкий, В. Д. Русанов, ДАН, т. 184, № 4, 811 (1969). ⁵ Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., «Наука», гл. 10, 1966. ⁶ С. И. Брагинский, Сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., Атомиздат, 1963, стр. 221. ⁷ О. Г. Парфенов, Физика плазмы, т. 2, № 3, 512 (1976). ⁸ D. Biscamp, R. Chodura, Phys. Fluids, v. 16, № 6, 893 (1973). ⁹ А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев, Сб.: Вопросы теории плазмы, в. 7, М., Атомиздат, 1973, стр. 127. ¹⁰ Р. Х. Куртмуллаев и др., Докл. СН — 21/248 на II Международн. конфер. по физике плазмы, Калем, 1965.