

БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ ТЕПЛОВАЯ ВОЛНА В ПЛАЗМЕ

*А. А. Иванов, Я. Н. Истокин, Л. Л. Козоровицкий,
В. Д. Русанов*

(Москва)

Описываются эксперименты по бесстолкновительному распространению тепла в плазме вдоль магнитного поля. В среде, теплопроводность которой степенным образом зависит от температуры, возможно распространение тепловых волн. В бесстолкновительной плазме, где длина свободного пробега частицы намного превышает все характерные размеры, в частности длину установки, распространение тепла должно происходить иным способом. Опыты, поставленные для изучения этого явления, показали, что тепло распространяется вдоль магнитного поля со скоростью, превышающей скорость ионного звука, а пространственная ширина теплового возмущения намного меньше длины свободного пробега. Распространение тепла происходит за счет замещения горячих электронов холодными [1].

Экспериментально были обнаружены шумы в окрестности ионной плазменной частоты и получена оценка их интенсивности. Теоретическое рассмотрение показало, что развивающаяся на фронте волны ионно-звуковая неустойчивость приводит к появлению коллективного трения холодных электронов об ионы и позволило найти эффективную частоту столкновений. Теоретически было также показано, что в соответствии с экспериментом шумы локализируются вблизи ω_{pi} , а их уровень согласуется с полученным в эксперименте.

Явление можно представить следующим образом: горячие электроны, расширяясь в область, занятую холодными электронами и ионами, создают электрическое поле. Холодные электроны, ускоряясь в этом поле, раскачивают ионный звук. Эта неустойчивость приводит к их нагреву и появлению в системе коллективного трения, которое формирует фронт тепла.

1. Для выяснения механизма распространения тепла вдоль магнитного поля рассмотрим вначале следующую постановку задачи.

Пусть в момент времени $t = 0$ левое полупространство $x < 0$ занято «горячей» плазмой, у которой поперечная $T_{\perp}$ и продольная температуры $T_{\parallel} = T$ одного порядка, а полупространство $x > 0$ занято «холодной» плазмой с температурой $T_x \ll T$. Температуру ионов будем считать равной нулю, магнитное поле направлено вдоль оси x . В следующие моменты времени горячие частицы будут выходить в полупространство $x > 0$ за счет градиента давления. Если бы это были нейтральные частицы, то в отсутствие столкновений происходил бы свободный разлет. В рассматриваемом случае свободного разлета не будет. Как только горячие частицы двинутся вправо, тотчас же образуется электрическое поле, которое должно тормозить горячие электроны. Если холодные электроны по какой-либо причине не могут двигаться (например, большая сила трения для холодных электронов за счет кулоновских столкновений с ионами), то образуется электрическое поле, уравнивающее градиент давления, и горячие электроны останавливаются.

Так как холодные электроны имеют возможность перемещаться, то они будут ускоряться в образовавшемся электрическом поле, двигаясь влево. После ухода холодных электронов влево горячие получают возможность двигаться дальше, так как электрическое поле уменьшилось.

Таким образом, может возникнуть своеобразная волна замещения или бесстолкновительная тепловая волна. Скорость такой волны будет опре-

деляться скоростью перетекания холодных электронов. Здесь необходимо сделать замечание: скорость холодных электронов отнюдь не равна $v_{Tx} \sim \sqrt{T_x / m}$. Она значительно больше и определяется той разностью потенциалов, которую прошел холодный электрон. Если разность потенциалов порядка T_e^{-1} , то скорость волны должна быть порядка скорости $\sqrt{T / m} \gg C_s$.

Будем искать волну с характерным масштабом длины, много большим дебаевского радиуса, и рассматривать ее эволюцию за время, много большее величины ω_{pe} . В рассматриваемых масштабах времени образование волны произошло мгновенно. Для описания установившегося процесса можно воспользоваться для горячих электронов кинетическим уравнением без столкновительного члена, а для холодных — уравнениями гидродинамики. Так как рассматриваются масштабы, много больше дебаевского радиуса, то вместо уравнения Пуассона можно воспользоваться уравнением квазинейтральности. Если в качестве начального условия выбрать следующее: при $t = 0$ в области $x < 0$ находятся горячие электроны концентрации n_0 , в области $x > 0$ — холодные электроны той же концентрации, — то система уравнений, как и в случае разлета плазмы в вакуум [2], имеет автомодельное решение. Это обстоятельство связано с отсутствием в уравнениях параметров размерности длины или времени.

Введем переменные

$$\tau = \frac{x}{t} \left(\frac{m}{2T} \right)^{1/2}, \quad v = v \left(\frac{m}{2T} \right)^{1/2}, \quad v_x = v_x \left(\frac{m}{2T} \right)^{1/2} \\ \Phi = \frac{e\varphi}{2T}, \quad n = \frac{n}{n_0}, \quad f = \frac{1}{n_0} \left(\frac{m}{2T} \right)^{1/2} \sqrt{\pi}$$

Исключая величины Φ , v_x , n с использованием условия $\Phi = 0$, $v_x = 0$ при $\tau = -\infty$, получаем уравнение для f

$$(v - \tau) \frac{\partial f}{\partial \tau} - \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \tau} \left(\frac{1}{n} \int_{-\infty}^{\tau} n d\tau \right)^2 \frac{\partial f}{\partial v} = 0 \quad (1.1)$$

$$n = 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f dv$$

Обозначая коэффициент перед $\partial f / \partial v$ в уравнении (1.1) через $F(\tau)$, получаем уравнение для характеристик

$$\frac{dv}{d\tau} = - \frac{F(\tau)}{v - \tau} \quad (1.2)$$

Вдоль линий $v(\tau)$, определяемых уравнением (1.2), функция f сохраняет постоянное значение. Величина $F(\tau)$ неотрицательна $\partial \ln n / \partial \tau \geq 0$, что будет подтверждено численным расчетом. Поэтому из уравнения (1.2) следует, что при $v > \tau$ производная $dv / d\tau < 0$, а при $v < \tau$ величина $dv / d\tau > 0$.

Можно сказать, что при $v > \tau$ происходит замедление горячих частиц, отдающих свою продольную энергию на создание потенциала. Отразившись от фронта волны при $v = \tau$, горячие частицы ускоряются в самосогласованном поле. Уже это обстоятельство указывает на то, что картина явления сложнее той, которая описывалась вначале. А именно горячие частицы могут отражаться в потенциале, созданном ими самими, как это имеет место, например, при максвелловском распределении электронов в поле тяжелого иона. Поэтому уже нельзя говорить, что скорость движения фронта есть величина порядка $(T / m)^{1/2}$, так как имеет место не только

замещение холодных электронов горячими, а и отражение горячих электронов в самосогласованном поле. Линия $v = \tau$ на плоскости $v\tau$ является особой. Исследуем этот важный момент подробнее. Начнем со случая, когда $F(\tau) = 0$, что соответствует свободному разлету. При этом уравнение для характеристик (2.2) принимает вид

$$\frac{dv}{d\tau}(v - \tau) = 0 \quad (1.3)$$

Решение уравнения (1.3) находится тривиально; либо $v = \tau$, либо при $v \neq \tau$ $v = \text{const}$. Если при $\tau = -\infty$ функция распределения $f = f_M$, то

$$f(v, \tau) = f_M(v) \theta(v - \tau), \quad \theta(v - \tau) = \begin{cases} 1 & \text{при } v > \tau \\ 0 & \text{при } v < \tau \end{cases} \quad (1.4)$$

так как при $\tau = -\infty$ функция распределения $f_M(v)$ вся расположена выше линии $v = \tau$ (частиц со скоростями $v = \pm \infty$ нет). Таким образом, характеристики не заходят в область $v < \tau$. Рассмотрим теперь поведение характеристик при $F(\tau) \neq 0$ в окрестности точки $v = \tau$. Пусть некоторая характеристика пересекает линию $v = \tau$ в окрестности точки $\tau = \tau_0$. Заменим приближенно $F(\tau)$ на $F(\tau_0)$. Уравнение характеристик при этом примет вид

$$\frac{dv}{d\tau} = -\frac{F(\tau_0)}{v - \tau}, \quad \text{или} \quad \frac{d(v - \tau)}{d\tau} = -1 - \frac{F(\tau_0)}{(v - \tau)}$$

Его решением с начальным условием $v = \tau_0$ при $\tau = \tau_0$ будет следующая функция:

$$\tau = v + F(\tau_0) \{1 - \exp[(v - \tau_0) / F(\tau_0)]\} \quad (1.5)$$

т. е.

$$\frac{dv}{d\tau} = -\frac{F(\tau_0)}{v - \tau} - \frac{1}{1 - \exp[(v - \tau_0) / F(\tau_0)]}$$

Из последнего соотношения следует, что при $F(\tau_0) \rightarrow 0$ получаем

$$dv / d\tau \rightarrow 1 \quad \text{при } v < \tau_0, \quad dv / d\tau \rightarrow 0 \quad \text{при } v > \tau_0.$$

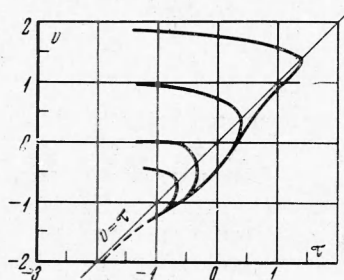
Как и должно быть, при $F(\tau_0) \rightarrow 0$ переходим к случаю свободного разлета.

Пусть теперь $F(\tau_0) \neq 0$, но $F(\tau_0) < \tau_0$, что справедливо в передней и задней частях волны, где электрическое поле мало. Если отойти от точки τ_0 так, чтобы выполнялось неравенство $|\tau - \tau_0| > F(\tau_0)$ (но, конечно, $|\tau - \tau_0| < |\tau_0|$), то из выражения (1.5) следует, что

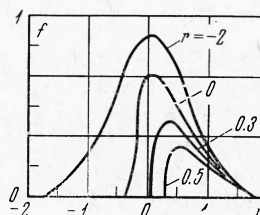
$$\tau = v + F(\tau_0)$$

т. е. характеристика стремится к линии, параллельной прямой $v = \tau$ и проходящей ниже последней на величину $F(\tau_0)$ (фиг. 1). Когда $\tau \rightarrow -\infty$, величина $F(\tau_0) \rightarrow 0$ и, следовательно, характеристики стремятся к линии $v = \tau$. Таким образом, характеристики, пересекающие линию $v = \tau$ в различных точках τ , имеют асимптоту $v = \tau$. Пересекаться характеристики не должны ни в одной точке, так как $dv / d\tau$ уменьшается с увеличением $|v - \tau|$. Интересно отметить, что при $\tau = -\infty$ при этом обязательно появятся ускоренные частицы, движущиеся влево. Так как все характеристики стремятся к одной линии $v = \tau$, то число таких частиц $\int f dv$ будет ничтожным.

Для точного решения задачи необходимо провести численный расчет. Отметим, что в отличие от работы [1] схема расчета будет сложнее, так как при данном значении τ величина v имеет два значения (фиг. 1), что связано с отражением частиц от фронта. При $\tau = -\infty$ (достаточно $\tau = -2$) задается максвелловская функция распределения частиц по скоростям и углы наклона характеристик к оси τ . Затем, пользуясь тем, что функция распределения не меняется вдоль характеристики, можно найти $F(\tau)$, а следовательно, и $dv/d\tau$ в точке $\tau = -2 + h$, где h — шаг. Следует отметить, что каждой из n характеристик выходящих из области $v > \tau$, соответствуют их продолжения в области $v < \tau$, расположенные относительно линии $v = \tau$ (к которой они асимптотически приближаются), в обратном порядке (фиг. 1). Вид функции распределения горячих электронов при различных значениях τ изображен на фиг. 2. Видно, что о свободном разлете можно говорить лишь при значениях $\tau \gtrsim 0.5$ и что свободно разлетающихся



Фиг. 1



Фиг. 2

частиц меньше 10%. Большая же часть горячих электронов захвачена самосогласованным потенциалом. Приблизительно половина горячих электронов разлетается со скоростью $0.2 (2T/m)^{1/2}$, ($\tau = 0.2$), т. е., как уже отмечалось вначале, скорость волны оказалась существенно меньше v_{Te} , но все-таки много больше C_s .

Полученная функция распределения электронов по скоростям является неустойчивой как относительно раскачки ленгмюровских колебаний, так и относительно раскачки ионного звука, так как, во-первых, холодные и горячие электроны движутся один относительно другого и, во-вторых, электроны движутся относительно ионов.

Если рассматривать одномерный случай ($\omega_{He} \gg \omega_{pe}$), то влияние таких неустойчивостей на скорость движения волны окажется несущественным. Действительно, согласно одномерной квазилинейной теории [3] в области между v_x и $\langle v^0 \rangle = \int f(v) dv$ установится плато на функции распределения горячих электронов за счет раскачки плазменных колебаний и при $v_x \leq v \leq 0$ — плато на функции распределения холодных электронов, за счет раскачки ионного звука. При этом по-прежнему $T > T_x$. В той области значений величины τ , где нет свободного разлета и где в основном сосредоточены частицы, это не приведет к заметному изменению скорости движения волны. Для тех значений τ , при которых между функцией распределения горячих и холодных электронов появляется область значений v , где $f = 0$ (при $\tau > 0.3$), установление плато на функции распределения горячих электронов приведет к уменьшению средней скорости движения группы горячих электронов, разлетающихся свободно, примерно в два раза. Однако, в силу того что свободно разлетающихся частиц очень мало, это не скажется на скорости движения основной массы электронов, а следовательно, и на характере движения волны. К гораздо более существенным эффектам может привести рассеяние холодных электронов на ионно-звуковых колебаниях, когда $\omega_{He} < \omega_{pe}$. Известно, что это приводит к ограничению скорости движения холодных электронов величиной $\alpha \sqrt{T_x/M}$, где α — некоторая константа, большая единицы [4]. При этом

одновременно происходит нагрев холодных электронов, т. е. увеличение T_x . Не будем заниматься анализом дисперсионного соотношения. Что касается горячих электронов, то даже без учета неустойчивостей они были распределены почти по Максвеллу, следовательно, их плотность была связана с самосогласованным потенциалом следующим образом:

$$n^o \sim \exp(e\varphi / T)$$

Коллективное трение холодных электронов об ионы приводит к увеличению абсолютного значения электрического поля и, следовательно, величины F в уравнении (2.2). Чем больше F , тем больше наклон характеристики dv/dt при $v > v$ и тем меньше свободно разлетающихся частиц, следовательно, тем ближе распределение плотности горячих электронов к больцмановскому.

Теперь рассмотрим постановку задачи, которая более соответствует эксперименту с учетом коллективных эффектов. Пусть в начальный момент времени область $-L/2 < x < L/2$ была занята горячими электронами (L — ширина подконтурной области ~ 10 см) с концентрацией n_0 , равной концентрации ионов. Остальная часть пространства $|x| > L/2$ была занята холодной плазмой той же концентрации. Для того чтобы определить закон движения волны, воспользуемся для холодных электронов уравнением движения

$$v_x = \alpha \sqrt{T_x/M} \quad (1.6)$$

(эквивалентным уравнению $v_x = eE / mv_{\text{eff}}$, где v_{eff} — эффективная частота столкновений), уравнением непрерывности, а также уравнением, определяющим рост температуры

$$\partial T_x / \partial t = ev_x \partial \varphi / \partial x \quad (1.7)$$

Из уравнений (1.6), (1.7) и определения частоты эффективных столкновений следует, что

$$v_{\text{eff}} \sim \frac{1}{t} \frac{M}{m\alpha^2}$$

т. е. эффективная частота убывает со временем, что является следствием увеличения температуры холодных электронов T_x . Горячие электроны можно считать распределенными по Больцману

$$n^o = n_0 \exp[e\varphi / T(x)] \quad (1.8)$$

причем зависимость температуры $T(x)$ определяется уравнением адиабаты

$$T(x) = T(L/x)^{a-1}$$

где a — показатель адиабаты. Если считать, что у горячих электронов не происходит передачи энергии из поперечного движения в продольное, то $a = 3$ (одномерная адиабата).

В действительности, продольная температура горячих $T_{\parallel}^o$ уменьшается, так как энергия продольного теплового движения расходуется на создание электрического поля и ускорение холодных электронов, и поэтому довольно быстро величина $T_{\parallel}^o$ становится меньше поперечной температуры горячих $T_{\perp}^o$. В этих условиях ($T_{\parallel}^o < T_{\perp}^o$) возможно развитие неустойчивостей на электронной циклотронной частоте ω_{He} , приводящих к выравниванию поперечной и продольной температур [5]. Если инкремент этой неустойчивости больше характерных обратных времен движения фронта волны, то $T_{\parallel}^o \approx T_{\perp}^o$ и показатель адиабаты $a = 5/3$. Необходимо

записать еще одно уравнение, выражающее закон сохранения горячих электронов [1]

$$\int_{-\infty}^{\infty} n^{\circ} dx = n_0 L \quad (1.9)$$

Отсюда следует, что

$$n^{\circ} \ll n_x, \quad n_x \sim n_0$$

при $x \gg L$, так как

$$n^{\circ} + n_x = n_0 \quad (1.10)$$

Для нахождения закона движения необходимо в уравнении непрерывности (3) [1] выразить n_x и v_x через n° . Будем искать решение для $x \gg L$. Так как скорость движения волны x/t есть скорость движения горячих электронов, то $v_x = (n^{\circ}/n_x)x/t$ и, следовательно, $tv_x/x = n^{\circ}/n_x \ll 1$. Поэтому уравнение непрерывности преобразуется следующим образом:

$$\frac{\partial n_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_x v_x) = -\frac{\partial n^{\circ}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_0 v_x) - \frac{\partial n^{\circ}}{\partial x} v_x - n^{\circ} \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0 \quad (1.11)$$

Третье и четвертое слагаемые меньше первого и второго соответственно в $(n^{\circ}/n_0)^{-1}$ раз, поэтому ими можно пренебречь. Выражая теперь в уравнении (1.11) v_x через n° , получаем

$$\frac{\partial^2 n^{\circ}}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x}(n_0 \alpha C_{S_x}) - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{n_0 \alpha^2}{M} \frac{\partial}{\partial x} \left[T \left(\frac{L}{x} \right)^{a-1} \ln \frac{n^{\circ}}{n_0} \right] \right\} \quad (1.12)$$

Учитывая теперь закон сохранения (1.9), из которого следует, что $n^{\circ} \sim L/x$, находим связь между x и t , или автомодельную переменную

$$x \sim L \left(\frac{\alpha \sqrt{T/M} t}{L} \right)^{2/a} \quad (1.13)$$

Если $a = 5/3$, то скорость $x/t \sim t^{1/5}$ остается почти постоянной во времени, при $a = 3$ скорость $x/t \sim t^{1/3}$. Величина α в теории турбулентного нагрева не определяется точно. Известно лишь, что она должна быть больше единицы и меньше $\sqrt{M/m}$ [4]. Полагая $\alpha = 6$, $a = 5/3$, можно получить удовлетворительное согласие с экспериментом.

Рассматривая влияние неустойчивостей на характер движения волны, ограничиваемся лишь ионно-звуковыми шумами и не учитываем влияния плазменных колебаний с частотой $\omega = \omega_{pe}$ и инкрементом

$$\gamma \sim \omega_p \frac{n^{\circ}}{n_0} \left(\frac{x}{tv_{Te}} \right)^3$$

В самом начале процесса их инкремент меньше максимального инкремента ионно-звуковой неустойчивости, поэтому их можно не рассматривать. После того как в системе появляются эффективные столкновения основной массы электронов с ионами с частотой ν_{eff} , плазменные волны не будут раскачиваться, если их инкремент γ меньше ν_{eff} . Нетрудно видеть, что такое условие выполняется в течение времени, определяемого

неравенством

$$\gamma < v_{\text{eff}}$$

т. е.

$$t\omega_{pe} \left(\frac{1}{L} t \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \alpha \right)^{1/\alpha} < \left(\frac{M}{m} \frac{1}{\alpha^2} \right)^{1/2}$$

Для характерных параметров лабораторного эксперимента это неравенство выполняется.

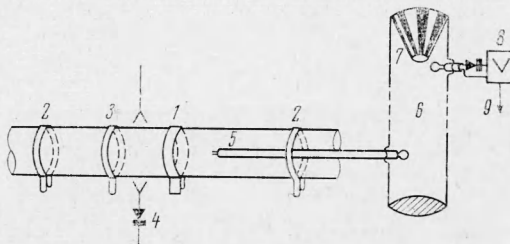
2. Установка для исследования тепловых волн (фиг. 3) состояла из цилиндрического вакуумного объема — стеклянной трубы диаметром 8 см и длиной 300 см, которая помещалась в однородное магнитное поле. Длина соленоида, в котором создавалось квазипостоянное поле, 120 см, длительность импульса магнитного поля полусинусоидальной формы 15–30 мсек. Величина напряженности поля в момент генерации тепловой волны 1 кэс (в однородной части).

Вакуумный объем откачивался до предельного давления $5 \cdot 10^{-7}$ тор. Рабочее давление газа (водорода или аргона) составляло $2 \div 4 \cdot 10^{-4}$ тор. Предварительная ионизация в объеме создавалась двумя ВЧ-генераторами (2), частота которых была 20 МГц, импульсная мощность 100 кат. Таким способом можно было приготовить плазму с концентрацией $n = 2 \cdot 10^{12} \div 7 \cdot 10^{11}$ см⁻³, температурой электронов $T_{e0} = 0,5 \div 10$ эв и температурой ионов T_i порядка $2 \div 3$ эв, степень ионизации могла достигать 70%.

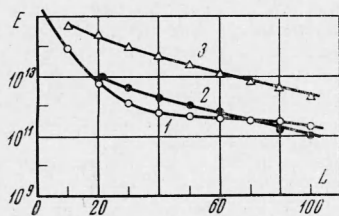
В центре вакуумного объема (фиг. 3) размещался ударный контур (1), который представлял собой узкий виток (диаметр 8 см, длина 2,5 см), одетый на трубу и питаемый от зарядной емкости через малоиндуктивный разрядник.

Ток в ударной цепи имел вид затухающей синусоиды с характерной частотой 11 МГц и длительностью 1 мксек. Максимальное значение напряженности магнитного поля, создаваемого этим током, было порядка 1800 гс в центре витка.

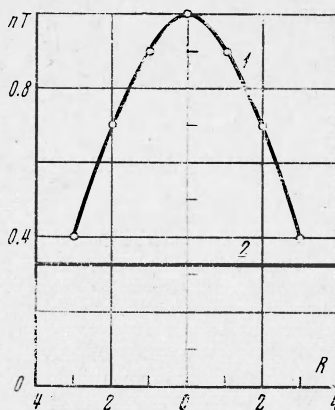
Импульсное магнитное поле возбуждало в плазменном столбе косую нелинейную магнитно-звуковую волну. Подробно характеристики такой волны описаны в работе [6]. Здесь существенно только отметить, что интенсивная диссипация этой волны приводит к нагреву электронной компоненты плазмы в достаточно ограниченном по длине участке вблизи удар



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

ного контура. Длительность нагрева подконтурной области очень мала и составляет несколько десятков наносекунд.

Для контроля параметров применялась следующая аппаратура:

1) усредненная по диаметру величина концентрации определялась посредством быстродействующего интерферометра на длине волны $\lambda = 8$ мкм;

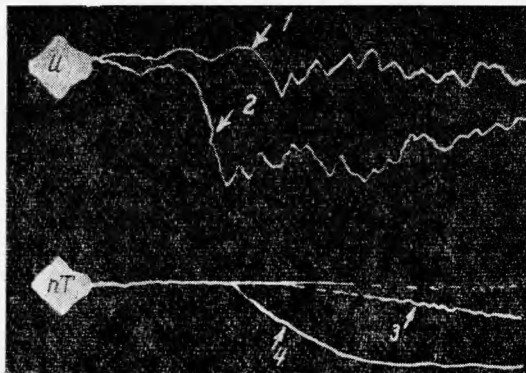
2) магнитное поле волны исследовалось магнитным зондом небольших размеров, вводимым внутрь плазмы;

3) давление плазмы nT определялось либо внешним диамагнитным датчиком, усредняющим давление по сечению и надеваемым на разрядную камеру снаружи, либо внутренним, который вводился в плазму:

- 4) шумы измерялись двойными электрическими зондами;
- 5) для определения излучения из плазмы употреблялась антенная система в СВЧ-диапазоне ($4 \div 16$ мм).

Последовательность операций в опытах была следующей: сначала включались квазистатическое магнитное поле H_0 и одновременно ВЧ-генераторы, производившие предварительную ионизацию газа; через несколько десятков мксек после включения генераторов происходил пробой и нарастание концентрации, что фиксировалось 8-мм диагностической аппаратурой (4). Затем, в заданный момент времени, который выбирался исходя из требований к начальным параметрам n и H_0 , включался ударный контур и происходил нагрев плазмы до достаточно высоких температур (вплоть до нескольких сотен эв) магнитно-звуковой волной в подконтурной области.

Измерение давления плазмы производилось внешним или внутренним диамагнитным датчиком (3), который мог перемещаться вдоль разрядного объема. Сопоставление сигналов с диамагнитного датчика и магнитного зонда позволило выделить истинный ход nT в зависимости от расстояния от центральной плоскости ударного контура. Распределение энергии волны $H^2/8\pi$, шумов $E^2/8\pi$ и плазмы nT по длине плазменного столба показано на фиг. 4 (1, 2, 3 соответственно). Энергия (E) в эв/см³, длина (L) в см. В двадцати сантиметрах от центральной плоскости ударного контура nT выше давления волны $H^2/8\pi$ и равно 10^{16} эв/см³. Радиальное распределение (фиг. 5), полученное внутренним диамагнитным датчиком с кольцевой катушкой, имеет максимум на оси камеры и близко к функции $J_0(kr)$; точность совпадения результатов измерений внутренним (1) и внешним (2) датчиками при усреднении не хуже 5%. Внутренний диаметр отверстия в катушке датчика, вводимого в плазму, не менее 12 мм, что на порядок



Фиг. 6

выше ларморовского диаметра электронов для данного эксперимента. Величина nT на фиг. 5 в относительных единицах, R в см.

Перемещением датчиков вдоль трубы была получена серия осциллограмм, позволяющая судить о скорости распространения давления вдоль магнитного поля и характерном масштабе фронта nT .

Контрольные эксперименты, в которых фиксировалась концентрация на фронте давления с помощью быстродействующего интерферометра $\lambda = 8$ мм, позволили доказать, что возмущение концентрации, имеющее здесь место, не превышает 10% от исходной. Следовательно, nT переносится волной тепла, движущейся со скоростью, в несколько раз большей, чем скорость ионного звука $\sqrt{T_e/M}$, и

приближающейся к тепловой скорости электронов (см. [1]). Физическая природа этого явления может быть выяснена, если исследовать шумы на фронте тепла. С этой целью была произведена серия измерений в диапазоне плазменной электронной частоты ω_{pe} . Измерения производились как вне, так и внутри плазменного столба. В последнем случае приемная штывевая диэлектрическая антенна вводилась с торца камеры внутрь плазменного объема. Эта серия экспериментов показала, что существенного надтеплового излучения в диапазоне частот ω_{pe} , $2\omega_{pe}$ не наблюдается.

С другой стороны, прямым экспериментом с двойным электрическим зондом было показано, что существуют интенсивные шумы в диапазоне ω_{pi} . Схема эксперимента в этом случае была следующей (фиг. 3). Сигнал с двойного электрического зонда (5) подавался через кабель на петлю, возбуждающую волноводный фильтр (6) с критической длиной волны 30 см. Волноводный фильтр представлял собой медную трубу диаметром 18 см, закрытую с обеих торцов медными фланцами. С одной стороны в этот объем вводилась согласованная нагрузка (7) в виде акваторированного усеченного конуса, что обеспечивало распространение бегущих волн. Петля возбуждения, на которую нагружался двойной электрический зонд, не имела гальванического контакта с волноводом. Аналогично была выполнена приемная петля, сигнал с которой через детектор поступал на усилительный тракт (8, 9) (полоса тракта $\Delta f = 80$ МГц).

Такая схема позволяла вести поиск шумов в широком интервале частот ($\omega > 6 \cdot 10^9$ сек⁻¹) и надежно экранировать приемный тракт от помех, генерируемых самим ударным контуром, а также нелинейными волнами в плазме. Так как предварительно было показано, что в диапазоне ω_{pe} заметный уровень излучения отсутствует, то с большой вероятностью шум, извлекаемый двойным электрическим зондом, следует приписать диапазону частот ω_{pi} .

На фиг. 6 показаны осциллограммы шумов (u), полученные на расстояниях 30 (2) и 60 (1) см от центральной плоскости витка. Длительность развертки 50 нсек/см. Скорость фронта шумового сигнала соответствует скорости nT (3, 4), т. е. шум появляется в данной точке только с приходом фронта тепла. Интенсивность шумов падает по мере убывания амплитуды волн.

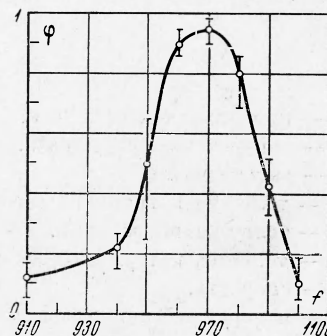
Более подробно спектр шумов был исследован с помощью узкополосного перестраиваемого резонатора с $\Delta f = 20$ МГц (фиг. 7). Плотность плазмы $n \sim 1.7 \cdot 10^{13}$ см⁻³, амплитуда колебаний ϕ в относительных единицах, частота в МГц. В этом случае удалось показать, что интервал частот, в котором существуют шумы, достаточно узкий $\Delta\omega \ll \omega_{pi}$. Однако частотная зависимость интенсивности шумов может дать лишь слабо качественное представление о спектре, так как точка $\omega \sim \omega_{pi}$ является граничной точкой, в которой можно пользоваться статической вольт-амперной характеристикой для описания динамических свойств зонда [7, 8].

Абсолютную оценку спектральной плотности шума можно получить и из других, более наглядных представлений, если охарактеризовать коэффициент связи зонда с потенциальной волной согласно работе [9] геометрическим коэффициентом $k^2 l^2$, где l — длина зонда, k — характерное волновое число потенциального колебания. Учитывая этот коэффициент, получаем, что энергия шумов $W = E^2 / 8\pi$ составляет $\sim 10^{13}$ эв·см⁻³ (фиг. 4).

Контрольные эксперименты, выполненные с аргоном, показывают, что характерная частота шумов сдвигается примерно в соответствии с $\sqrt{M(\text{H}) / M(\text{Ar})}$. Кроме того, было показано магнитным зондом, что в диапазоне ω_{pi} нет заметного уровня шумов магнитной природы.

Таким образом, можно считать, что на фронте тепловой волны возникает интенсивный фон ионно-звуковых шумов, который и обеспечивает эффективное трение электронов об ионы.

Отсюда можно получить экспериментальную величину степени турбулентности на фронте волны как отношение W / nT ; в условиях экспериментов оно оказывается равным 0.01.



Фиг. 7

Поступила 2 VI 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. А., Козоровицкий Л. Л., Русанов В. Д. Распространение тела в плазме вдоль магнитного поля (волна замещения). Докл. АН СССР, 1969, т. 184, № 4.
2. Гуревич А. В., Парийская Л. В., Пятаевский Л. П. Автомодельное движение разреженной плазмы. ЖЭТФ, 1965, т. 49, вып. 2.
3. Веденов А. А. Введение в теорию слаботурбулентной плазмы. В сб. «Вопросы теории плазмы», М., Атомиздат, 1963, т. 3.
4. Рудаков Л. И., Кораблев Л. В. Квазилинейная теория неустойчивости тока в плазме. ЖЭТФ, 1966, т. 50, вып. 1.
5. Шапиро В. Д., Шевченко В. И. К нелинейной теории неустойчивости электронного пучка в системе с электродами. ЖЭТФ, 1967, т. 52, вып. 1.
6. Русанов В. Д., Смирнов В. П. Исследование косых магнитно-звуковых волн большой амплитуды. Письма ЖЭТФ, 1965, т. 2, вып. 8.
7. Кован И. А., Москвин Ю. Л., Русанов В. Д., Смирнов В. П., Франк-Каменецкий Д. А. Измерение турбулентных полей в плазме, приготовленной с помощью магнитного звука. Ядерный синтез, 1964, т. 4, вып. 3.
8. Чен Ф. Электрические зонды. В кн.: «Диагностика плазмы», М., «Мир», 1967.
9. Еськов А. Г., Куртмуллаев Р. Х., Малютин А. И., Пильский В. И., Семенов В. Н. Исследование характера турбулентных процессов во фронте ударной волны в плазме. ЖЭТФ, 1969, т. 56, вып. 5.