

Турбулентный нагрев плазмы

Е. К. ЗАВОЙСКИЙ, Л. И. РУДАКОВ

УДК 533.9

Цель работы — обобщить материал, показывающий, что определяющую роль в процессах диссипации энергии в плазме могут играть коллективные эффекты, а не парные столкновения. В первой теоретической части излагается нелинейная теория неустойчивого тока в плазме, во второй — дан краткий обзор экспериментальных работ по турбулентному нагреву и наблюдению коллективных эффектов в плазме, когда через нее проходит ток.

1. НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТОКА В ПЛАЗМЕ

Некоторые сведения из теории турбулентности плазмы

В этом разделе показано, что упругое и неупругое рассеяние и торможение потоков заряженных частиц в плазме, а следовательно, и ее нагрев могут происходить в результате взаимодействия частиц с колебаниями и существенно быстрее, чем из-за парных столкновений. Рассмотрение проводится на основе уравнений для слабо турбулентной плазмы, которые для плазмы без магнитного поля имеют относительно простой вид. Уравнение для функций распределения частиц сорта s ($s = e, i$ — электроны и ионы) имеет вид:

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + v \nabla f_s + \frac{e_s}{m_s} E \frac{\partial f_s}{\partial v} = \frac{\partial}{\partial v_\alpha} D_{\alpha\beta}^s \frac{\partial f_s}{\partial v_\beta},$$

где

$$D_{\alpha\beta}^s = \frac{2\pi\omega_{ps}^2}{nm} \int \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \right)^{-1} N_k \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) d\mathbf{k}. \quad (1)$$

Частота колебаний $\omega(k)$ определяется дисперсионным соотношением

$$\epsilon(\omega, k) \equiv 1 + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{k^2} \int \left(\mathbf{k} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} \right)_{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}} dv = 0. \quad (2)$$

Спектральная функция колебаний $N(k, r, t)$ (назовем ее числом волн) нормирована следующим образом:

$$\int N_k \omega d\mathbf{k} = \int w_k d\mathbf{k} = w$$

(w — плотность энергии колебаний) и удовлетворяет кинетическому уравнению

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} \nabla N_k = 2\gamma_k N_k, \quad (3)$$

где инкремент (декремент) γ_k определяется из дисперсионного соотношения (2).

Система уравнений (1) — (3) может быть интерпретирована на основе представления колебаний как квазичастиц. Так, уравнение (3) можно получить, суммируя скорость изменения числа квазичастиц — волн N_k вследствие процесса индуцированного черенковского испускания заряженной частицей квазичастицы с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ и энергией $\hbar\omega$, идущего с вероятностью $W: W(v, k) (N_k + 1) f(v)$, и обратного процесса поглощения квазичастицы частицей с импульсом $m\mathbf{v} - \hbar\mathbf{k}$, идущего согласно принципу детального равновесия с той же вероятностью: $W(v, k) N_k f\left(v - \frac{\hbar\mathbf{k}}{m}\right)$. Так как $\hbar k \ll m\mathbf{v}$, то, разлагая $f\left(v - \frac{\hbar\mathbf{k}}{m}\right) = f(v) - \frac{\hbar\mathbf{k}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}}$, получим для N_k уравнение вида (3).

В каждом элементарном процессе должны выполняться законы сохранения энергии и импульса. Так, для процесса испускания

$$\frac{m\mathbf{v}^2}{2} = \frac{m\mathbf{v}'^2}{2} + \hbar\omega; \quad m\mathbf{v} = m\mathbf{v}' + \hbar\mathbf{k}.$$

Исключая \mathbf{v}' с помощью последнего равенства, получим с точностью до малых членов $\hbar k/mv$:

$$\omega - \mathbf{k}\mathbf{v} = 0,$$

что и отражено в уравнении (3) с помощью δ -функции. Систему уравнений (1) — (3) можно применять для описания процессов с участием ионно-звуковых и ленгмюровских колебаний. Напомним основные свойства этих колебаний и в каких условиях они могут существовать и возбуждаться в плазме. Частота ω и декремент (инкремент) γ ленгмюровских колебаний определяются следующими формулами:

$$\omega = \omega_{pe} + \frac{3}{2} k^2 r_D^2 \omega_{pe},$$

где

$$\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n e^2}{m}; \quad r_D = \frac{v_{Te}}{\omega_{pe}}; \quad v_{Te} = \left(\frac{2p_e}{nm}\right)^{1/2}; \quad (4)$$

$$\gamma \equiv \text{Im } \omega = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\omega^3}{k^2} \int \mathbf{k} \frac{\partial f}{\partial v} \delta(\omega - \mathbf{k}v) dv. \quad (5)$$

Ленгмюровские колебания можно возбудить с помощью «пучка» электронов. При наличии достаточно плотного или моноэнергетического пучка функция распределения электронов плазмы будет иметь дополнительный максимум по составляющей скорости вдоль средней скорости u пучка. Согласно формуле (5) в этом случае ленгмюровские колебания, фазовая скорость которых попадает в область значений скоростей электронов, где $\frac{\partial f}{\partial v} > 0$, неустойчивы, т. е. должны самопроизвольно нарастать.

Отметим существенное обстоятельство, которое часто упускают из виду при теоретическом исследовании неустойчивости пучков и так называемых убегающих электронов (см. ниже). Пучок может возбуждать ленгмюровские колебания и при этом тормозиться и нагреваться даже при малом отношении средней скорости к средней тепловой скорости электронов пучка. Покажем это на частном примере, когда электронная функция распределения состоит из двух максвелловских функций: электронов плазмы с плотностью n и температурой T и электронов пучка с плотностью n' , температурой T' , средней скоростью u . В этом случае выражение для инкремента (5) можно записать в виде

$$\gamma = -\sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{\omega^4}{k^3 v_{Te}^3} \left[e^{-\left(\frac{\omega}{kv_{Te}}\right)^2} + \frac{n'}{n} \left(1 - \frac{\mathbf{k}u}{\omega}\right) e^{-\left(\frac{\omega - \mathbf{k}u}{kv_{Te}'}\right)^2} \right]. \quad (6)$$

Определим значение u , соответствующее границе устойчивости. Из уравнения $\gamma = 0$ получим зависимость $u = u(k)$. Значение k , при

котором скорость u минимальна, определяется уравнением $\frac{\partial \gamma}{\partial k} = 0$. Решая совместно эти уравнения, найдем искомое значение u . В практически интересном случае, когда $n' \ll n$, $T' \gg T$,

$$u = v_{Te} \Lambda_e^{1/2}; \quad \Lambda_e = \ln \left[\frac{2n}{n'} \left(\frac{T'}{T_e}\right)^{3/2} \Lambda_e \right].$$

Таким образом, минимальная средняя скорость отличается от средней тепловой скорости электронов плазмы v_{Te} лишь численным множителем.

Перейдем теперь к ионно-звуковым колебаниям. В плазме с максвелловскими функциями распределения электронов и ионов частота и декремент затухания (или инкремент раскочки при наличии тока, создаваемого электронами, движущимися с токовой скоростью $u \ll v_{Te}$) определяются формулами:

$$\omega = \frac{\omega_{pi}}{[1 + 2(kr_D)^{-2}]^{1/2}} = \frac{kC_s}{\left(1 + \frac{1}{2} k^2 r_D^2\right)^{1/2}}, \quad (7)$$

$$C_s = \left(\frac{T_e}{M}\right)^{1/2};$$

$$\gamma = -\sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{\omega^4}{k^3 v_{Ti}^3} \left[e^{-\left(\frac{\omega}{kv_{Ti}}\right)^2} + \frac{M}{m} \cdot \frac{v_{Ti}^3}{v_{Te}^3} \left(1 - \frac{\mathbf{k}u}{\omega}\right) \right]. \quad (8)$$

Последнее выражение с точностью до замены $v_{Ti} \rightarrow v_{Te}$, а $v_{Te} \rightarrow v_{Te}'$ и $\frac{M}{m} \rightarrow \frac{n'}{n}$ совпадает с выражением для γ , когда пучок электронов движется через плазму [формула (6) при $u \ll v_{Te}'$]. Поэтому можно сразу отметить, что когда неизотермичность плазмы велика, $T_e > 2T_i \Lambda_i$ [здесь $\Lambda_i = \ln \left(2 \frac{T_e}{T_i} \frac{v_{Te}}{v_{Ti}} \Lambda_i\right)$], колебания могут раскачиваться током, если $u > v_{Ti} \Lambda_i^{1/2}$. Значение фазовой скорости неустойчивых колебаний на границе устойчивости равно $v_{Ti} \Lambda_i^{1/2}$. Если же $T_e < 2T_i \Lambda_i$, то фазовая скорость неустойчивых колебаний равна C_s . Условие неустойчивости таких колебаний следующее:

$$u > C_s \left[1 + \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{3/2} \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} e^{-\frac{T_e}{2T_i}} \right].$$

Остановимся на том, когда можно пренебречь влиянием магнитного поля на ленгмюровские и ионно-звуковые колебания. Влиянием маг-

нитного поля на движение ионов в колебаниях можно пренебречь, если частота колебаний выше циклотронной ионной частоты. Это условие легко выполняется для наиболее интересного с точки зрения релаксационных процессов коротковолнового участка спектра ионно-звуковых колебаний, где $\omega \approx \omega_{pi}$. Влиянием магнитного поля на движение электронов в колебаниях можно пренебречь, если частота изменения электрического поля для электрона, движущегося вдоль магнитного поля с тепловой скоростью ($\omega + k_z v_z$), выше электронной циклотронной частоты ω_{He} . Для ионно-звуковых колебаний в коротковолновой части спектра $kr_D \sim 1$. Это условие выполняется, если $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$. Влиянием магнитного поля на движение надтепловых электронов и электронов пучка в колебаниях с $kr_D \sim 1$ можно пренебречь, если их скорость удовлетворяет неравенству

$$\frac{v}{v_{Te}} \gg \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}}$$

Если фазовая скорость колебаний намного меньше скорости частиц данного сорта (именно этот случай интересен для изложенной ниже теории неустойчивого тока), то уравнения (1) — (3) существенно упрощаются. В этом случае частица со скоростью $v \gg \frac{\omega}{k}$ может взаимодействовать только с колебаниями, волновой вектор которых лежит в плоскости, перпендикулярной вектору v , что следует из вида $\delta(\mathbf{k}\mathbf{v})$ -функции. При этом в каждом акте испускания — поглощения частицей квазичастицы с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ изменение импульса частицы равно $m\Delta v = \hbar\mathbf{k}$, а ее энергии $m v \Delta v = \hbar(\mathbf{k}\mathbf{v}) = 0$, т. е. взаимодействие частиц с колебаниями приводит к упругому рассеянию частиц. В действительности изменение энергии частиц хотя и мало, но конечно. Относительное изменение импульса $\Delta v/v$ в $k v/\omega$ раз больше относительного изменения энергии.

Такой характер взаимодействия частиц с колебаниями определяет вид кинетического уравнения (1): главным членом в правой части уравнения должен быть член Фоккера — Планка, описывающий упругое рассеяние частиц по углам. Последовательные преобразования уравнения (1), изложенные, например, в работе [1], приводят в рассматриваемом случае к следующему уравнению:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cos \theta \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{e}{m} E \frac{\partial f}{\partial v} =$$

$$= \frac{1}{v^3 \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \left(A \frac{\partial f}{\partial \theta} - B \frac{\partial f}{\partial v} \right) + \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial}{\partial v} \cdot \frac{1}{v} \left(D \frac{\partial f}{\partial v} - B \frac{\partial f}{\partial \theta} \right), \quad (9)$$

где

$$\left. \begin{matrix} A \\ B \\ D \end{matrix} \right\} = \frac{4\pi\omega^2 p}{nm} \int \frac{\partial k}{k} \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \times \int_0^1 N(k, \cos \theta') \frac{dx}{(1-x^2)^{1/2}} \left. \begin{matrix} k^2 x^2 \\ \omega k x \\ \omega^2 \end{matrix} \right\} x = \frac{\cos \theta'}{\sin \theta}$$

Оно записано в сферической системе координат с полярной осью, параллельной направлению электрического поля E ; θ и θ' — полярные углы для векторов v и k .

Отметим важное обстоятельство. Старший, первый, член правой части уравнения (9), описывающий упругое рассеяние заряженных частиц на колебаниях, зависит от скорости как v^{-3} , т. е. так же, как столкновительный член, описывающий упругое рассеяние электронов на ионах при кулоновских столкновениях. Различие между ними только в том, что эффективная частота рассеяния заряженных частиц на колебаниях $\nu_{эфф} = A(\theta) v^{-3}$ может зависеть от угла θ и на много порядков величины превышать частоту кулоновского рассеяния $\nu_{ст}$. Полезно оценить максимально возможное значение $\nu_{эфф}/\nu_{ст}$. Максимальное значение плотности энергии колебаний с волновыми векторами $kr_D \sim 1$, наиболее эффективно взаимодействующими с частицами, едва ли может быть больше nT_e (иначе станут существенными нелинейные процессы с участием волн и частиц более высокого порядка: рассеяние колебаний на частицах, волны на волне, приводящие к «перекачке» колебаний в область меньших значений k). Поэтому, принимая $\int \omega N_k dk \sim nT_e$ и $kr_D \sim 1$, получим $\frac{\nu_{эфф}}{\nu_{ст}} \approx n r_D^3$. В плотной горячей плазме это отношение очень велико.

При относительно малых значениях электрического поля (или энергии частиц), $\frac{e}{m} E v^2 \ll A$, частицы успевают хаотизировать при рассеянии на колебаниях энергию, набранную в электрическом поле. В этих условиях ско-

рость нагрева заряженных частиц описывается уравнением для функции распределения $f(v)$, которое получается из уравнения (9) как результат интегрирования по всем значениям телесного угла:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{2v} \int_0^\pi \left(D - \frac{B^2}{A} \right) \sin \theta \, d\theta + \right. \\ \left. + \frac{e^2}{8m^2} E^2 v^5 \times \int_0^\pi \frac{\sin^3 \theta \, d\theta}{A(\theta)} \right] \frac{\partial f}{\partial v}. \quad (10)$$

Скорость нарастания шумов можно выразить через $f(v)$ и плотность частиц

$$\gamma(k, \theta') = - \frac{\pi}{k^2} \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \sum_s 2 \frac{\omega_{ps}^2}{n} \left[f_s \left(\frac{\omega}{k} \right) \frac{\omega}{k} \times \right. \\ \left. \times \left(2\pi - \int \frac{kB}{\omega A} \times \frac{\cos \theta' \, d\theta'}{(\sin^2 \theta - \cos^2 \theta')^{1/2}} \right) - \right. \\ \left. - \frac{3}{8\pi} \cdot \frac{e}{m} E \int \frac{\cos \theta' \sin \theta \, d\theta}{A(\sin^2 \theta - \cos^2 \theta')^{1/2}} \right]. \quad (11)$$

Первый член в правой части уравнения (10) описывает нагрев при поглощении шумов, второй — омический нагрев. Если характерное время нагрева при поглощении колебаний увеличивается с повышением скорости как v^3 , то скорость омического нагрева падает как v^{-1} . Поэтому омический нагрев будет играть определяющую роль для частиц большой энергии. Как и в случае так называемой лоренцевой плазмы, в которой учитываются только кулоновские столкновения электронов с бесконечно тяжелыми ионами, почти упругое рассеяние частиц на шумах не предотвращает появления большого числа убегающих частиц через время, равное примерно времени удвоения их средней энергии. Это связано с тем, что характерное время омического нагрева падает с ростом энергии частиц как v^{-1} и последующие удвоения энергии произойдут быстрее и т. д., пока энергия частицы не достигнет значения $\frac{mv^2}{2} \simeq \frac{m^2 A}{eE}$ и она не начнет свободно ускоряться электрическим полем. В уравнении (10) в отличие от уравнения для нагрева при кулоновских столкновениях в реальной плазме, нет члена с «динамическим трением», приводящим к потере энергии быстрыми частицами и установлению максвелловского распределения.

Сопротивление турбулентной плазмы и теория турбулентного нагрева плазмы током

Покажем, что сопротивление неизотермической плазмы, температура электронов которой существенно выше температуры ионов, может быть аномально большим. Пусть в плазме создано электрическое поле. Оно достаточно большое, $E \gg E_{кр} \approx \frac{T_e}{enr_D^{\frac{1}{2}}}$, так что если бы электроны плазмы никаких иных, кроме парных, столкновений с ионами не испытывали, то они бы «ушли в просвист» и ток рос бы линейно со временем. Однако такое состояние плазмы неустойчиво. Как только токовая скорость u превысит критическую скорость $u_0 \approx v_{Ti} \Lambda_i$, в плазме вследствие индуцированного эффекта Черенкова начнут возбуждаться ионно-звуковые колебания.

По мере нарастания энергии колебаний начнут сказываться квазилинейные эффекты, описываемые системой уравнений (1) — (3) или (9) — (11). Как уже отмечалось, для частиц, скорость которых много больше фазовой скорости колебаний (а таких электронов в максвелловском распределении подавляющее большинство), главный эффект взаимодействия с колебаниями — упругое рассеяние, причем частота рассеяния зависит от скорости как v^{-3} . Вследствие рассеяния электроны теряют импульс, набранный в электрическом поле, т. е. на них действует сила трения. Она растет по мере увеличения энергии колебаний до тех пор, пока не уравновесит действие электрического поля. Если окажется, что в этом состоянии токовая скорость заметно превышает критическую, то шумы и сила трения будут по-прежнему нарастать, а токовая скорость падать, пока не снизится до значения, близкого к u_0 . Меньше u_0 токовая скорость стать не может, так как при этом колебания затухают и сила трения уменьшается.

Приведенные рассуждения по существу определяют вольт-амперную характеристику плазмы в установившемся режиме неустойчивого тока. Плотность тока в широком диапазоне значений электрического поля остается постоянной, а проводимость σ обратно пропорциональна E . Величина $E_{мин}$ определяется значением, при котором токовая скорость, рассчитанная по формулам теории, учитывающей парные столкновения, меньше u_0 , а $E_{макс}$ — полем, при котором плотность энергии шумов, нужных для удержания токовой скорости около

значения u_0 , становится настолько большой, что нелинейный декремент поглощения или рассеяния шумов становится больше линейного инкремента, рассчитанного по формуле (11) для $u \simeq u_0$. Тогда для поддержания шумов на необходимом уровне должен увеличиться линейный инкремент за счет увеличения токовой скорости. Значение $E_{\text{макс}}$ и зависимость проводимости от E при $E > E_{\text{макс}}$ оценим в конце этого раздела.

Аналитическому решению задачи на основе системы уравнений (9) — (11) посвящены работы [1—3]. Мы же получим основные сведения о порядке величины энергии ионно-звуковых шумов в установившемся режиме протекания тока из интегральных соотношений, выражающих условие баланса сил, действующих на электроны и ионы:

$$\left. \begin{aligned} -en\mathbf{E} &= \int \gamma_e \mathbf{k} N_k d\mathbf{k}; \\ en\mathbf{E} &= \int \gamma_i \mathbf{k} N_k d\mathbf{k}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Из первого уравнения следует, что сила трения $\int \gamma_e \mathbf{k} N_k d\mathbf{k}$ может уравновесить действие электрического поля, если плотность энергии шумов не меньше, чем

$$w_0 \geq nT_e \left(\frac{E^2}{8\pi nT_e} \cdot \frac{M}{m} \right)^{1/2} \quad (13)$$

при

$$k \approx \frac{\omega_{pi}}{C_s}, \quad u \approx C_s.$$

Из второго уравнения следует, что в установившемся состоянии значение w должно быть существенно больше:

$$w \approx nT_e \left(\frac{E^2}{8\pi nT_e} \cdot \frac{M}{m} \right)^{1/2} \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \approx \frac{enEC_s}{\gamma_i}. \quad (14)$$

Эти две оценки не будут противоречивы, если допустить в соответствии с точным решением, что волновые векторы шумов ориентированы преимущественно вдоль направления тока электронов.

В формулах (12), (14) нельзя ограничиться учетом только описываемого уравнением (11) линейного поглощения колебаний резонансными ионами. Хотя резонансные ионы в начале процесса развития неустойчивости быстро поглощают энергию колебаний, но их число n' мало и не меняется, а функция распределения уменьшается с ростом их средней энергии T' как $n'/T'^{3/2}$. Декремент затухания ионно-звуковых колебаний, согласно формуле (11), пропорционален $f\left(\frac{\omega}{k}\right) \sim \frac{n'}{T'^{3/2}}$. Поэтому скорость

роста плотности энергии резонансных ионов из-за поглощения колебаний можно оценить так *:

$$\frac{d}{dt} n'T'_i = \int \gamma_i \omega_k N_k d\mathbf{k} \approx \frac{\gamma_0 w_0}{T_i^{3/2}} T'_i; \quad (15)$$

γ_0 и T'_{i0} — начальные декремент затухания колебаний на ионах и их температура. Из этого уравнения получаем, что $T' \sim t^{2/5}$, а $\gamma_i \sim t^{-3/5}$, т. е. скорость поглощения ионно-звуковых колебаний резонансными ионами падает как $t^{-3/5}$ и при больших временах нагрева (но меньших времени между кулоновскими столкновениями ионов!) становится пренебрежимо малой.

В реальных экспериментах, где ток течет по плазменному шнуру, ионно-звуковые колебания могут уходить на периферию шнура или на стенку камеры и там поглощаться. Декремент такого затухания можно найти из уравнения (3), где член $\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} \nabla N_k$ описывает изменение N_k вследствие движения квазичастиц к стенке с групповой скоростью $\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} : 2\gamma \approx$

$$\approx \frac{1}{a} \frac{\partial \omega}{\partial k} \approx \omega_{pi} \frac{r_D}{a} \quad (a \text{ — поперечный размер плазменного шнура}).$$

Реально величина этого дополнительного затухания не очень мала, а может быть и сравнима с характерной величиной инкремента ионно-звуковых колебаний.

Если же поперечный размер шнура плазмы достаточно большой, то энергия ионно-звуковых колебаний растет до тех пор, пока не включатся те механизмы нелинейного взаимодействия волн, при которых импульс колебаний может отдаваться ионам. В слабо турбулентной плазме в слабом магнитном поле существует лишь один нелинейный эффект с участием двух квазичастиц — это рассеяние ионно-звуковых колебаний ионами, приводящее главным образом к изменению направления импульса квазичастицы. Оно происходит с характерной частотой:

$$\gamma_H \approx \omega_{pi} \frac{w}{nM \left(\frac{\omega}{k}\right)^2}. \quad (16)$$

С учетом вышесказанного из формулы (14) можно получить грубую оценку установившегося значения плотности энергии ионно-звуко-

* Резонансные ионы греются еще за счет диссипации энергии, полученной от электрического поля при квазиупругом рассеянии на колебаниях.

ВЫХ шумов:

$$w \approx nT_e \left(\frac{E^2}{8\pi nT_e} \right)^{1/4}. \quad (17)$$

Скорости нагрева электронной и ионной компонент плазмы в режиме установившегося тока определяются из интегральных соотношений (12) и следующих:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \cdot \frac{3}{2} (p_e + p_i) &= enEu; \\ \frac{d}{dt} \cdot \frac{3}{2} p_i &= \int \gamma_i \omega N_k dk. \end{aligned} \quad (18)$$

С помощью этих соотношений скорость нагрева ионов вследствие передачи энергии при рассеянии на них ионно-звуковых колебаний можно выразить через скорость нагрева электронов:

$$\begin{aligned} \frac{dp_i/dt}{d(p_i + p_e)/dt} &= \frac{\int \gamma_i \omega N_k dk}{enEu} = \\ &= \frac{1}{u} \cdot \frac{\int \gamma_i \omega N_k dk}{\int \gamma_i k_z N_k dk} \approx \frac{\omega}{ku}. \end{aligned} \quad (19)$$

Это отношение зависит от p_i и p_e , но всегда меньше единицы.

В общем виде проанализировать закономерности нагрева электронов и ионов трудно, и такой анализ был бы не надежен, так как значения токовой скорости и фазовой скорости неустойчивых колебаний ω/k весьма чувствительны к виду ионной функции распределения [см. формулу (8)]. Из вида уравнений (18) можно лишь заключить, что плотность тепловой энергии электронов удваивается на характерное время T_e/eEC_s и что если в начале процесса разрыв в значениях давлений был велик, $p_e \gg p_i$, то он будет сокращаться, и наоборот. В пределе

$$\frac{p_i}{p_e} \approx \frac{\omega}{ku} \quad (20)$$

[при максвелловском распределении ионов по скоростям $\left(\frac{T_i}{T_e} \right)_{\text{макс}} \approx \frac{1}{2\Lambda_i}$].

Вернемся к вопросу о нагреве резонансных ионов. Выше было показано, что в рамках только квазилинейных эффектов и в случае пренебрежения столкновениями резонансные ионы поглощают малую часть от энергии, переданной плазме. Но как только мы учтем подогрев основной, нерезонансной, массы ионов, например, при нелинейном рассеянии ионно-звуковых колебаний на ионах, необходимо учитывать увеличение числа и нагрев резонансных ионов, и он может быть не малым. Это

связано с тем, что ионы, попадая в область фазового резонанса $v > \left(\frac{\omega}{k} \right)_{\text{мин}}$, начинают быстро нагреваться, поглощая энергию колебаний. За характерное время удвоения числа резонансных ионов, примерно равное времени энергии нерезонансных частиц, они могут существенно увеличить свою энергию [3]. Поэтому при нагреве плазмы в режиме неустойчивого тока наряду с увеличением плотности тепловой энергии основной массы ионов можно ожидать появление энергичных ионов.

При больших электрических полях режим нагрева может существенно измениться из-за явления «убегания электронов». Энергия электрона, соответствующая началу убегания, равна

$$\frac{mv^2}{2} \approx T_e \frac{m v_{\text{эфф}}(T_e) v_{Te}}{eE} \approx T_e \frac{v_{Te}}{u}. \quad (21)$$

При получении этой оценки было использовано то, что для частицы со средней тепловой скоростью $eE = v_{\text{эфф}}(T_e) mu$. В режим убегания попадают частицы, энергия которых примерно всего лишь в $\sqrt{M/m}$ раз больше T_e независимо от значения электрического поля. Убегающих электронов экспоненциально мало, если электрическое поле таково, что удвоение энергии электронов, еще не попавших в режим убегания, происходит медленнее, чем установление максвелловского распределения при кулоновских столкновениях:

$$E < E_{\text{кр}} \sqrt{M/m}.$$

В случае больших электрических полей кулоновскими столкновениями можно полностью пренебречь. Поэтому через время $t \sim \frac{T_e}{eE_u}$ заметная доля от общего числа электронов попадет в режим непрерывного ускорения.

Если бы уровень энергии шумов, определяющий величину $v_{\text{эфф}}$, возрастал при нагреве малой, но энергичной доли электронов, то убегающих электронов могло бы не быть. Однако из выражения (11) для инкремента видно, что если функция распределения быстрых частиц на «хвосте» распределения падает быстрее чем v^{-2} (а из закона сохранения полного числа частиц следует, что величина f должна падать в среднем не медленнее чем v^{-3}), то быстрые частицы вклада в инкремент ионно-звуковой неустойчивости не вносят, хотя электрическое поле действует на них сильнее и они могут переносить большой ток. Таким образом, ионно-звуковая неустойчивость при больших электрических полях $E > E_{\text{кр}} \sqrt{M/m}$ огра-

ничивает рост тока лишь на время $t \sim \frac{T_e}{eE_u}$. За это время плотность энергии за счет нагревой, но еще не «убегающей» доли электронов, как показывает расчет, проведенный в работе [1], увеличивается в $\left(\frac{M}{m}\right)^{1/4}$ раз. Правда, существуют иные механизмы торможения быстрых электронов, связанные, например, с возбуждением ленгмюровских колебаний [см. формулу (6)], не учитываемые в нашей теории, так что явление убегания может не наблюдаться.

В заключение раздела качественно исследуем вид зависимости плотности тока и энергии шумов от электрического поля для весьма больших его значений $E > (8\pi n T_e)^{1/2} \frac{m}{M}$. В этом случае главная причина поглощения колебаний — нелинейные эффекты. Для ионного звука таким процессом, как уже отмечалось, является рассеяние колебаний на ионах. Оценка декремента затухания колебаний из-за такого процесса дается формулой (16). Раскачка же колебаний током определяется по-прежнему последним членом формулы (11). Поэтому плотность энергии шумов в установившемся состоянии, если оно реализуется, дается следующей оценкой:

$$w \approx \frac{E^{1/2}}{(8\pi n T_e)^{1/4}} n T_e, \quad (22)$$

а плотность тока будет зависеть от E по закону

$$j \approx enC_s \left[\frac{E}{(8\pi n T_e)^{1/2}} \cdot \frac{M}{m} \right]^{1/2}. \quad (23)$$

Эти качественные зависимости должны быть справедливы вплоть до $E \lesssim (8\pi n T_e)^{1/2}$.

II. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ТУРБУЛЕНТНОМУ НАГРЕВУ И ИССЛЕДОВАНИЮ ТОКОВЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ

Как было показано в первой части работы, ток в плазме становится неустойчивым, если токовая скорость электронов превышает некоторое критическое значение. Неустойчивость тока приводит к раскачке в плазме колебаний, плазма становится турбулентной, а токовые электроны, рассеиваясь на плазменных волнах, испытывают дополнительное трение, вследствие чего плазма нагревается. Хотя количественные оценки этих существенно нелинейных эффектов в конкретных условиях опытов пока не могут быть даны с достаточной точно-

стью, есть хорошая возможность качественного сравнения теории с экспериментом. Это объясняется тем, что возбуждение коллективных движений в плазме относится к числу сильных взаимодействий и поэтому надежно регистрируется в эксперименте. Так, порог возникновения токовой неустойчивости легко можно наблюдать по появлению аномального сопротивления плазмы. При этом сопротивление плазмы превышает рассчитанное по парным столкновениям на много порядков величины. Переход плазмы в турбулентное состояние должен сопровождаться излучением из плазмы шумов, и уровень излучения в условиях рассматриваемых ниже экспериментов на шесть-восемь порядков величины может превышать равновесное тепловое излучение. Опыт и теория могут быть также качественно сравнены по эффективности турбулентного нагрева, которая должна быть на много порядков выше джоулевого нагрева за счет парных столкновений.

Эксперименты, которые ставились для наблюдения токовых неустойчивостей, были проведены в зеркальных и замкнутых ловушках, а также в прямых разрядах в однородном магнитном поле. Из опытов следует, что, по-видимому, коллективные процессы развиваются во всех случаях в общих чертах одинаково. Все авторы наблюдают те явления, о которых было сказано выше. Но точка зрения на механизм явления у разных авторов различна. Часть авторов придает большее значение компоненте тока, обязанной убегающим электронам, считая, что именно эти электроны вызывают неустойчивость типа плазма-пучок. В экспериментах действительно наблюдались убегающие электроны, но, как нам кажется, этого пока недостаточно, чтобы делать категорическое утверждение о механизме явления в целом. Вероятно, процесс развития токовых неустойчивостей более сложен и, возможно, проходит через ряд стадий, которые сильно зависят от условий опыта. Мы считаем, что при выборе механизма явления большую роль должно сыграть детальное изучение спектра колебаний турбулентной плазмы на разных стадиях протекания тока. О механизме явления в целом можно также судить по аномальному сопротивлению плазмы и ее нагреву. Однако конечная величина нагрева определяется тепловой изоляцией плазмы в процессе нагрева, которая, в частности, зависит от спектра частот турбулентной плазмы. Кроме того, в процессе и после нагрева в плазме могут развиваться крупно-

масштабные неустойчивости, вызываемые током или связанные с типом ловушки и приводящие к быстрому охлаждению плазмы. Аномальная проводимость и уровень шумов зависят от величины напряженности электрического поля, которая, в свою очередь, зависит от метода возбуждения тока в плазме. Поэтому, несмотря на возможную общность физических процессов раскачки коллективных движений током в разных видах ловушек, каждая из них может обладать специфическими особенностями. В тороидальных ловушках легко создавать электрическое поле в условиях безэлектродного разряда, но пока мало разработаны методы заполнения ловушки плазмой. В простейших тороидальных конфигурациях сказывается тороидальный дрейф, и пока нет достаточно надежных сведений об устойчивости горячей плазмы. Зеркальные ловушки подкупают своей простотой, но для создания тока в них требуется введение электродов, процессы на которых могут изменить картину явления. Учитывая все это, рассмотрим замкнутые и открытые ловушки отдельно.

Турбулентный нагрев плазмы в замкнутых ловушках

Эксперименты по турбулентному нагреву плазмы в замкнутых ловушках были начаты в 1962 г. [4]. К этому времени были получены обнадеживающие результаты по турбулентному нагреву плазмы в пробкотроне при распространении сильной цилиндрической волны [5, 6]. Кроме того, эти эксперименты были в известной мере стимулированы трудностями, встретившимися на пути осуществления «плазменного бетатрона». Высказывались предположения, что нарушение процесса ускорения убегающих электронов в опытах по созданию плазменного бетатрона [7–10], возможно, возникало из-за развития в плазме с плотностью $10^9 - 10^{10}$ *частиц/см³* пучковой неустойчивости, рассмотренной в работе [11]. Поэтому не случайно первая установка по турбулентному нагреву плазмы в замкнутой ловушке «Вихрь-1» [4] внешне напоминала плазменный бетатрон, хотя и отличалась от него. Самое главное отличие то, что все параметры установки выбирали исходя из того, что основная цель опытов заключалась не в разгоне убегающих электронов до высоких энергий, а в нагреве плазмы за счет коллективных взаимодействий с ней пучка тормозящихся электронов. В соответствии с этим плотность плазмы была выбра-

на значительно большей, чем в плазменных бетатронах, а именно $10^{11} - 10^{13}$ *частиц/см³*. Наконец, в плазме не создавались условия для образования устойчивой бетатронной орбиты. Конструкция установки «Вихрь-1» ясна из рис. 1. В тороидальной разрядной камере размером 30×3 см предварительно создавалась распадающаяся плазма, плотность которой за 10^{-4} сек снижалась с 10^{13} до 10^{11} *частиц/см³*. Плазма находилась в квазистационарном тороидальном магнитном поле напряженностью до 1–3 кэ. В заданный момент времени, выбор которого определял начальную плотность плазмы, на обходе тора создавалось продольное электрическое поле E с амплитудой 150 в/см, что значительно превышало критическое поле Дрейзера:

$$E_{Dr} = 2 \cdot 10^{-12} \frac{n}{T},$$

где n и T — начальные плотность и температура плазмы (в $см^{-3}$ и электронвольтах соответственно; E — в в/см). Электрическое поле возбуждало в плазме ток вдоль магнитного поля с амплитудой до 700 а на время $10^{-7} - 10^{-6}$ сек. При этом было обнаружено [4], во-первых, аномальное активное сопротивление плазмы, намного превышающее сопротивление,

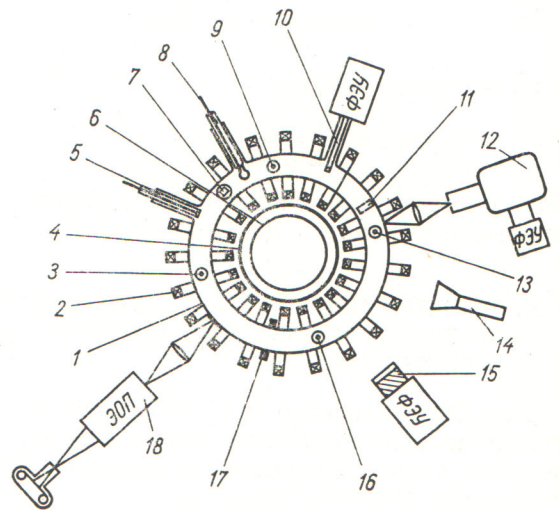


Рис. 1. Тороидальная установка «Вихрь-1» для турбулентного нагрева плазмы: 1 — стеклянная разрядная камера; 2 — катушки магнитного поля; 3, 9, 13, 16 — титановые инжекторы для создания предварительной водородной плазмы; 4 — проводящий кожух для выравнивания электрического поля вдоль обхода тора; 5, 8 — зонды; 6 — ВЧ-контур на частоте 5 (или 2,5) Мгц для создания электрического поля на обходе тора; 10, 15 — датчики рентгеновского излучения; 11, 14 — СВЧ-диагностики; 12, 18 — оптическая диагностика; 17 — пояс Роговского

определяемое парными столкновениями электронов, и, во-вторых, нагрев плазмы с плотностью $\sim 10^{12}$ частиц/см³ до $T_e \approx 10^2 \div 10^3$ эв. В режим убегающей уходила лишь незначительная доля электронов, которая давала рентгеновское излучение с энергией до 30 кэв.

В последующих работах исследовалась природа аномального сопротивления плазмы в сильном электрическом поле, а также возможности нагрева и удержания ее в этих условиях. В работе [4] было найдено, что при $E \gg E_{Dr}$ сопротивление плазмы не может быть объяснено парными столкновениями токовых электронов ни с ионами, ни с нейтральными атомами, ни со стенками камеры, причем эффективная частота столкновений токовых электронов в плазме составляет

$$v_{эфф} = \frac{eE}{m\nu} \approx 10^9 \text{ сек}^{-1}.$$

Впоследствии аномальное сопротивление плазмы в замкнутых системах наблюдалось в работах [12–14].

В работах [15–18] были получены доказательства сильной турбулизации плазмы за счет возбуждения мелкомасштабных неустойчивостей и колебаний в условиях, когда наблюдается аномальное сопротивление. В этих условиях было обнаружено надтепловое СВЧ-излу-

чение плазмы на частотах ω_{pe} и $2\omega_{pe}$, которое уже само по себе свидетельствует о высоком уровне ленгмюровских колебаний (с частотой $\sim \omega_{pe}$) и неких низкочастотных колебаний (с частотой $\ll \omega_{pe}$). Если отождествить последние с ионным звуком (который, согласно теории [1], должен был возбуждаться в этих опытах), то из соотношения интенсивностей излучения на частотах ω_{pe} и $2\omega_{pe}$ можно сделать вывод, что плотности энергии ионно-звуковых и ленгмюровских колебаний в плазме были одного порядка.

В тех же условиях был обнаружен эффект комбинационного рассеяния электромагнитных волн на ленгмюровских колебаниях плазмы [16]. Электромагнитная волна с $\lambda = 3,14$ см генерировалась магнетроном и рассеивалась на плазме с изменением частоты на величину ω_{pe} . На рис. 2 (см. работу [18]) показано, как возрастает сигнал P_r излучения на двойной плазменной частоте и сигнал P_s комбинационного рассеяния с увеличением поля E . Оба сигнала наблюдались только в условиях аномального сопротивления плазмы. Теория излучения и рассеяния применительно к данному эксперименту была развита в работах [19, 20]. Сопоставление величин P_r и P_s позволило оценить энергию W плазменных колебаний в единице объема и показать [17], что при $E \gg E_{Dr}$ в установке «Вихрь-1» $\frac{W}{nT} \geq 0,1$, т. е. уровень плазменных колебаний на много порядков превышает термодинамически равновесную величину.

Первые измерения зависимости эффективной проводимости $\sigma_{эфф}$ от E в районе E_{Dr} были выполнены в прямом разряде [21] и на стеллараторе «Сириус» [14]. В обоих случаях было обнаружено, что если поле E превышает предел E_{Dr} , проводимость $\sigma_{эфф}$ падает скачком. Этот результат был подтвержден в работе [22], где зависимость $\sigma_{эфф}(E)$ была прослежена в гораздо более широком диапазоне изменения поля E . Как видно из рис. 3, после скачкообразного спада проводимости в районе $E = E_1 \sim E_{Dr}$ наблюдалось постоянство величины проводимости вплоть до $E = E_3$, после чего она снова обнаруживала тенденцию к спаду. Скачок проводимости в области от E_1 до E_2 сопровождался появлением надтеплого СВЧ-излучения в районе электронной плазменной частоты. Как показано в работе [18], участок кривой $E_1 E_3$ может быть объяснен с точки зрения возбуждения током в плазме ионно-звуковой неустойчивости, а участок $E > E_3$

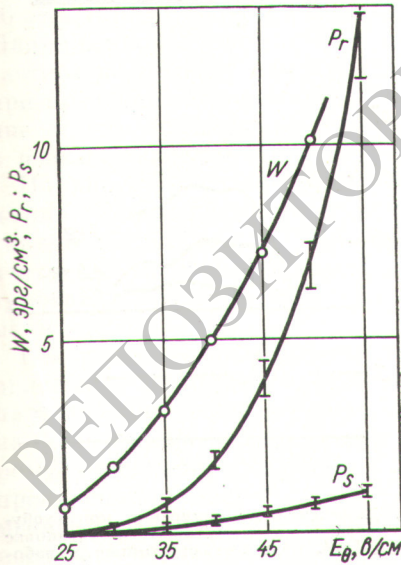


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения P_r на двойной плазменной частоте, сигнала P_s комбинационного рассеяния и плотности энергии W плазменных колебаний от электрического поля E_0 в установке «Вихрь-1».

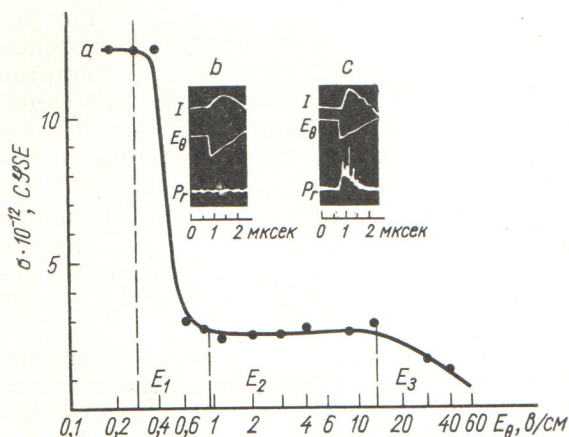


Рис. 3. Зависимость эффективной проводимости $\sigma_{эфф}$ от электрического поля на обходе тора в установке «Вихрь-2»: а — кривая проводимости $\sigma_{эфф}(E)$; б — осциллограммы тока I , поля E и мощности СВЧ-излучения при $E < E_{Dr}$; в — то же при $E > E_{Dr}$ (чувствительность осциллографа для сигнала P_r в 10 раз меньше, чем в случае в).

вступлением в игру нового механизма токовой неустойчивости, возможно, пучковой неустойчивости. Рассмотренные выше опыты на установке «Вихрь-1», включая представленные на рис. 2 кривые $P_r(E)$, $P_s(E)$ и $W(E)$, относятся к области полей $E \gtrsim E_3$.

Первые опыты по турбулентному нагреву плазмы в установке «Вихрь-1» были выполнены в простом тороидальном магнитном поле, где мог иметь место тороидальный дрейф плазмы. В этих опытах плазма с плотностью $\sim 10^{12}$ частиц/см³ и $T_e \approx 10^2 \div 10^3$ эв существовала не более $10^{-7} - 10^{-6}$ сек после прекращения нагрева. В опытах [12], где было детально изучено поведение аномального сопротивления во времени, была сделана попытка удержать турбулентно нагретую плазму в торе с помощью комбинированного постоянного и ВЧ-магнитного поля.

Турбулентный нагрев исследовался также на стеллараторе «Сириус», где электрическое поле E индуцировалось в предварительно созданном тороидальном шнуре плазмы при пропускании вдоль металлической камеры стелларатора импульса тока, создаваемого рядом конденсаторной батареи. При продолжном электрическом поле E , превышающем E_{Dr} , в плазме наблюдались характерные признаки неустойчивости: микроволновое и рентгеновское излучения, а также аномальное сопротивление. В этом случае значительная доля электронов плазмы нагревалась до 9 кэв. Эти эксперименты позволили начать на установке

«Сириус» исследования по удержанию высокотемпературной плазмы.

Эффективность нагрева и возможность удержания турбулентно нагретой плазмы были проверены в опытах на установке «Вихрь-2». На обходе оторванного от стенок камеры и удерживаемого в сильно гофрированном магнитном поле ($H_{max}/H_{min} = 20$) кольцевого плазменного шнура создавалось электрическое поле с амплитудой $E \approx 100$ в/см. Через 1 мсек поле выключалось, в результате чего прерывался ток и прекращался нагрев. Сравнение осциллограмм тока и диамагнитного сигнала (рис. 4, а) показывает, что плазма с $T_e \approx 10^2$ эв после прекращения нагрева удерживалась в ловушке еще в течение $\sim 10^{-5}$ сек, что превышает как время тороидального дрейфа, так и время бомовской диффузии. С увеличением удерживающего магнитного поля (см. рис. 4, б) возрастала и величина nT . При

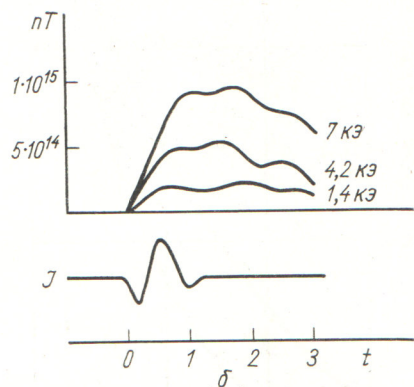
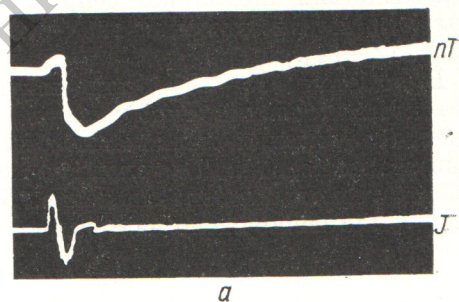


Рис. 4. Диамагнитные измерения при турбулентном нагреве плазмы током в установке «Вихрь-2» [18], подробно описанные в работе [17]: а — диамагнитный сигнал и ток в плазме; б — изменение во времени величины nT в фазе нагрева током в зависимости от величины удерживающего магнитного поля, измеренного в месте, где расположен диамагнитный зонд (плотность плазмы $n \sim 5 \cdot 10^{12}$ частиц/см³).

этом значения $\beta = \left(nT / \frac{H_{\text{мин}}^2}{8\pi} \right)$ достигали величины $\sim 10^{-1}$, а к. п. д. нагрева составлял несколько процентов.

Турбулентный нагрев плазмы в зеркальных ловушках и изучение токовых неустойчивостей в сильных электрических полях

Впервые турбулентный нагрев плазмы током в зеркальной ловушке наблюдался в работе [23]. В дальнейшем это явление исследовалось в работах [24—28]. В типичных условиях опытов в магнитные пробки ловушки помещались титановые инжекторы, которые заполняли ловушку высокоионизованной плазмой. Инжекторы одновременно выполняли роль электродов, с помощью которых в плазме создавался ток вдоль магнитного поля [25]. Выбирая момент включения тока относительно времени срабатывания инжекторов, можно было наблюдать неустойчивости тока при разных условиях заполнения ловушки плазмой. Так, при малой задержке ловушка неравномерно заполнялась относительно редкой плазмой, плотность которой со временем быстро увеличивалась. При больших задержках плотная плазма равномерно заполняла всю ловушку. Диапазон концентрации плазмы обычно составлял $10^{12} - 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, ток достигал 5—20 кА при радиусе плазменного столба 3—4,5 см. Напряженность магнитного поля в средней части пробкотрона изменялась от 2 до 22 кэ при пробочном отношении, равном 2. Расстояние между магнитными пробками составляло в разных экспериментах 1—2 м.

На рис. 5 показаны осциллограммы напряжения, тока и диамагнитного эффекта плазмы, снятые на установке ТН-4 [25], а также рассчитанные значения мощности разряда и к. п. д. турбулентного нагрева в разные моменты времени.

По оси абсцисс отложено время с момента включения напряжения V на плазму; I — ток, протекающий через плазму; e_0 — интеграл от напряжения на диамагнитном зонде, по которому вычислено давление nT плазмы после прекращения тока; $P = IV$ — мощность; ξ_t — мгновенное значение к. п. д. нагрева, вычисленное по e_0 , V и I . Условия опыта: $n = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, емкость прямого разряда 0,2 мкф, напряжение на инжекторе 18 кВ. Для этого эксперимента характерен очень быстрый нагрев плазмы: если кривую сигнала диамагнитного зонда пере-

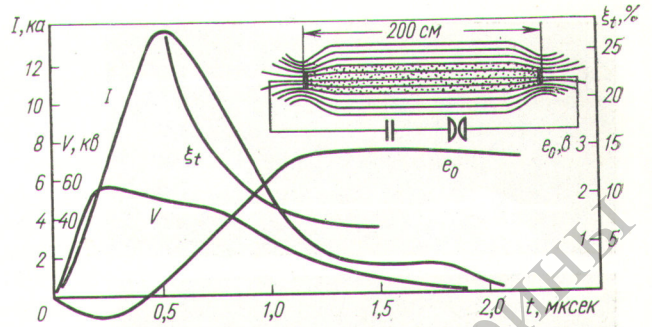


Рис. 5. Результаты измерения и обработки данных опыта по турбулентному нагреву дейтериевой плазмы в зеркальной ловушке ТН-4 длиной 2 м, с пробочным отношением 2,6, напряженностью магнитного поля в центре 2,9 кэ и радиусом плазменного столба 4 см.

считать с учетом давления магнитного поля тока, то будет видно, что нагрев плазмы практически заканчивается за время $\sim 0,5 \text{ мксек}$, т. е. приблизительно тогда, когда ток достигает максимального значения. С этим связано уменьшение к. п. д. нагрева, так как ток, достигнув максимума, перестает нагревать плазму; энергия, оставшаяся к этому времени в конденсаторе, перестает передаваться плазме, и среднее значение к. п. д. нагрева падает.

Отметим, что максимально достигаемая величина давления плазмы в разных условиях эксперимента может быть меньше, равной или больше максимального значения давления магнитного поля тока на границе плазменного столба. Рис. 5 относится к случаю, когда эти давления приблизительно равны. Измерения показали, что нагрев плазмы растет с увеличением магнитного поля ловушки и при значениях H_1 больше 10 кэ слабо зависит от магнитного поля.

Эксперименты по турбулентному нагреву в пробкотроне были описаны в работе [27], где предварительная плазма готовилась пеннинговским разрядом между алюминиевыми электродами, помещенными в магнитные пробки. Концентрация плазмы составляла $\sim 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и мало изменялась в процессе протекания тока через плазму. Авторами был обнаружен сильный бесстолкновительный нагрев плазмы до $nT \approx 10^{16} \text{ эв} \cdot \text{см}^{-3}$ за время порядка 1 мксек и уход горячей плазмы из ловушки за время, сравнимое с временем кулоновского рассеяния электронов. На рис. 6 представлены осциллограммы показаний диамагнитного зонда при разных напряжениях разряда (a, b, c, d — 12; 16; 18 и 20 кВ соот-

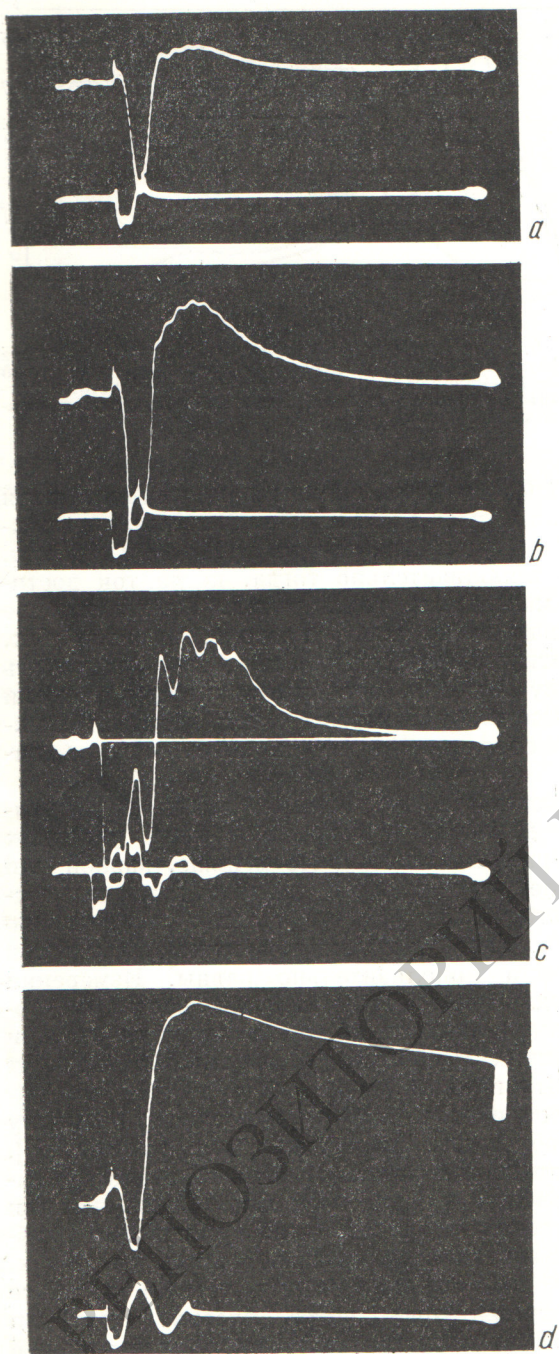


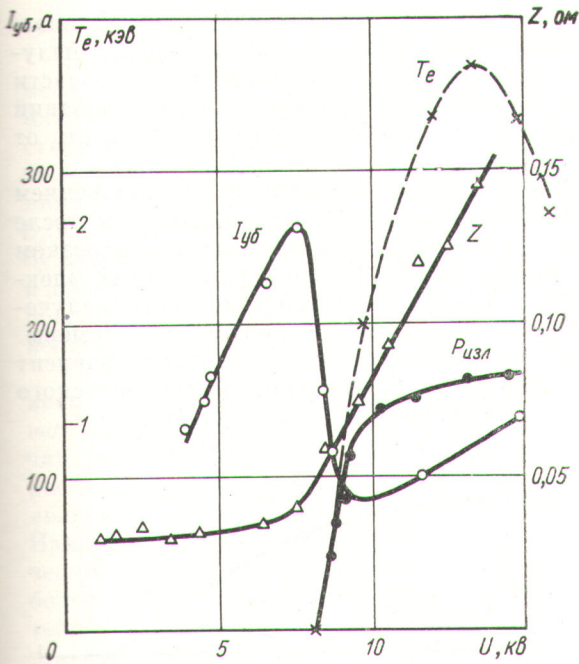
Рис. 6. Осциллограммы показаний диамагнитного зонда, измеряющего магнитный поток ΔH , вытесненный из плазмы. Верхний луч — ΔH (диамагнетизм соответствует отклонению луча вверх), нижний — производная тока разряда по времени. Параметры установки: диаметр плазмы 8 см; длина 1 м; $H = 4$ кэ, пробочное отношение 1,5; емкость 2 мкф; плотность плазмы $2 \cdot 10^{12}$ см⁻³, длительность полупериода тока 5 мксек.

ответственно). Температура электронов, вычисленная из величины давления плазмы по измеренной плотности, удовлетворительно совпала с определенной по жесткости рентгеновского излучения и оказалась равной 10–20 кэв (для случая *d*).

Подробные исследования турбулентного нагрева плазмы током и изучение ее устойчивости в хороших вакуумных условиях описаны в работе [28]. Предварительная плазма готовилась титановым инжектором, расположенным в районе магнитной пробки, а ток пропускаться вдоль оси пробкотрона между инжектором и хорошо обезгаженным электродом, находящимся в другой пробке. Концентрация плазмы изменялась от $5 \cdot 10^{12}$ до $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³, напряжение разряда достигало 100 кв, а ток не превышал 3–5 ка. Форма осциллограммы тока в плазме обычно носила аperiодический характер. Наблюдался нагрев плазмы до давления несколько единиц на 10^{16} эв·см⁻³, и определенная по рентгеновскому спектру температура электронов оказалась равной 30–40 кэв. Авторы считают, что при высоком вакууме, когда имеются адсорбирующие газ стенки, концентрация холодной плазмы после турбулентного нагрева мала (менее 10%), но может быть сравнимой или даже превышать в 5–10 раз концентрацию горячей плазмы, если вакуум недостаточно высок. Холодная плазма образуется в результате ионизации остаточного газа. При больших магнитных полях (около 5 кэ) наблюдался сильный нагрев ионов (до 5 кэв).

Исследование шумов при турбулентном нагреве плазмы в пробкотроне описано в работе [26]. Было показано, что уровень шумов на плазменной частоте на 6–8 порядков величины превышает тепловой уровень, а отношение энергии шумов к nT достигает 10^{-1} – 10^{-2} . В работе [26] сопоставлено распределение шумов и электрического поля вдоль оси ловушки. Показано, что интенсивность шумов выше в области больших напряженностей электрического поля в плазме.

Интересные работы по токовым неустойчивостям выполнены в Физико-техническом институте АН УССР [29–33]. Здесь главным образом изучалось явление убегания электронов в сильноточных разрядах в однородных магнитных полях при больших напряженностях электрического поля в плазме. Экспериментально исследовалось взаимодействие плотного потока убегających электронов (15 кка/см²) с плазмой в условиях прямолинейного газо-



Р и с. 7. Зависимость тока убегающих электронов $I_{уб}$, мощности микроволнового излучения из плазмы $P_{изл}$, сопротивления разряда Z и электронной температуры T_e , измеренной по рентгеновскому излучению, от напряжения, приложенного к разрядному промежутку.

вого разряда (расстояние между электродами 25 см), стабилизированного сильным (до 15 кэ) однородным магнитным полем. Потoki убегающих электронов создавались в плазме с плотностью $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ за счет больших электрических полей (до 800 в/см), превышающих критическое дрейсеровское значение. Как показали магнитные зондовые измерения, убегающие электроны образуются только вблизи оси системы, где плотность тока близка к критической.

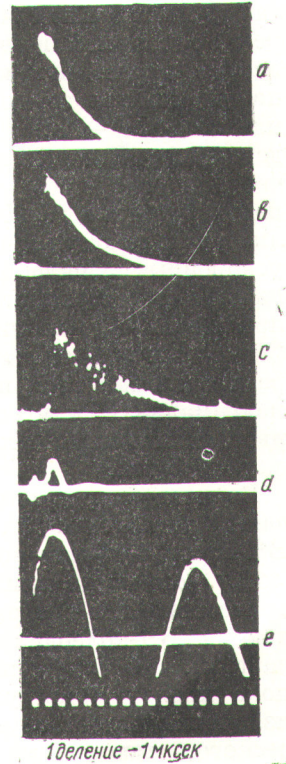
Экспериментально было установлено, что если электрическое поле превышает критическое значение, то в плазме развивается неустойчивость, сопровождающаяся срывом тока убегающих электронов и скачкообразным возникновением интенсивного микроволнового излучения, мощность которого на несколько порядков превышает тепловое излучение из плазмы (рис. 7). При этом наблюдался рост сопротивления разряда, и плазма поглощала до 18% энергии внешнего источника.

Наблюдалось также интенсивное рентгеновское излучение из мишени, помещенной у стенки разрядной камеры и регистрирующей поток

электронов из плазмы как в продольном направлении по отношению к внешнему магнитному полю, так и в поперечном (рис. 8). Анализ кривых поглощения рентгеновского излучения в тонких фольгах показал, что в процессе развития неустойчивости электронная температура плазмы достигает нескольких килоэлектронвольт. При этом величина одновременно измеренной в поперечном и продольном направлениях электронной температуры примерно одинакова. Зависимости электронной температуры от приложенного электрического поля и начального давления имеют пороговый характер (см. рис. 7). Во время существования неустойчивости (1,5–2 мксек) наблюдается значительный диамагнитный эффект.

С помощью корпускулярной диагностической аппаратуры было установлено, что во время развития неустойчивости и возбуждения ВЧ-колебаний в плазме наблюдаются потоки быстрых ионов, вылетающие вдоль и поперек магнитного поля. Ионные потоки возникают только тогда, когда электрическое поле не меньше некоторого порогового значения.

Исследования токовых неустойчивостей проводились Я. Б. Файнбергом с сотрудниками



Р и с. 8. Осциллограммы продольного (а) и поперечного (б) рентгеновского излучения, микроволнового излучения из плазмы (с); тока убегающих электронов (д); общего разрядного тока (е).

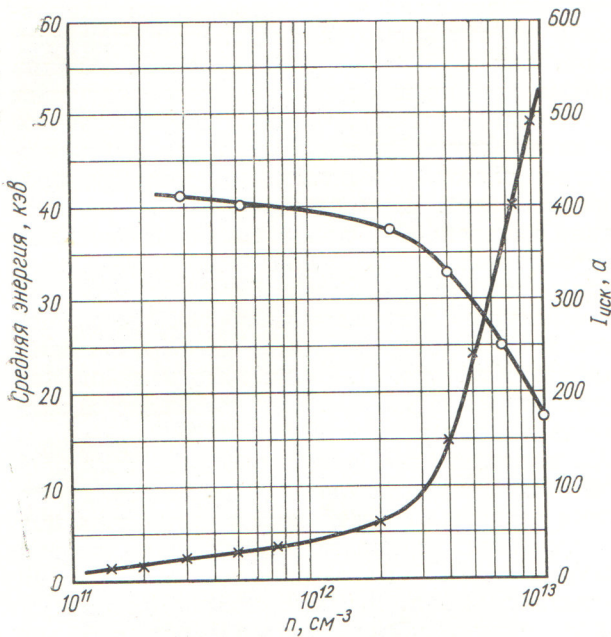


Рис. 9. Зависимость средней энергии электронов и тока от плотности плазмы в установке линейный бетатрон: ○ — энергия; × — ток.

также на линейном бетатроне. Изучалось ускорение электронов в плазме, в которой создаются вихревые электрические поля до 1 кв/см и магнитные продольные поля до 5000 э . Плотность плазмы $10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, длительность поддержания электрического поля $0,5 \text{ мксек}$. Получен ток ускоренных электронов до 500 а при плотности тока до 250 а/см^2 , растущий с увеличением плотности плазмы. Средняя энергия ускоренных электронов зависит от плотности плазмы и составляет $15-40 \text{ кэв}$ при полном приложенном напряжении 60 кв (рис. 9). Спектр энергий электронов размыт. Измерение распределения тока по радиусу показало, что максимальная плотность тока на оси ускорительной камеры. Это указывает на отсутствие скин-эффекта.

Возникающие в плазме неустойчивости связаны с движением как электронов, так и ионов. ВЧ-неустойчивости возникают через $(2 \div 3) \times 10^{-8} \text{ сек}$ после приложения к плазме электрического поля. При этом из плазмы излучаются ВЧ-колебания в области плазменной частоты. Это излучение существует все время, пока продолжается ускорение. Интенсивность излучения растет с увеличением как электрического, так и магнитного полей. Через

$5 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$ после появления излучения на плазменной частоте наблюдается появление излучения в диапазоне длины волн 3 см и области частот $150-1000 \text{ Мгц}$. Частоты этих колебаний не зависят ни от плотности плазмы, ни от рода газа.

Неустойчивость, связанная с движением ионов, возникает через $(2 \div 3) \cdot 10^{-7} \text{ сек}$ после начала ускорения. Она проявляется в резком уменьшении величины тока ускоренных электронов и в появлении рентгеновского излучения по всей длине ускорительной камеры. Время развития этой неустойчивости зависит как от величины приложенного электрического поля, так и от массы газа (рис. 10).

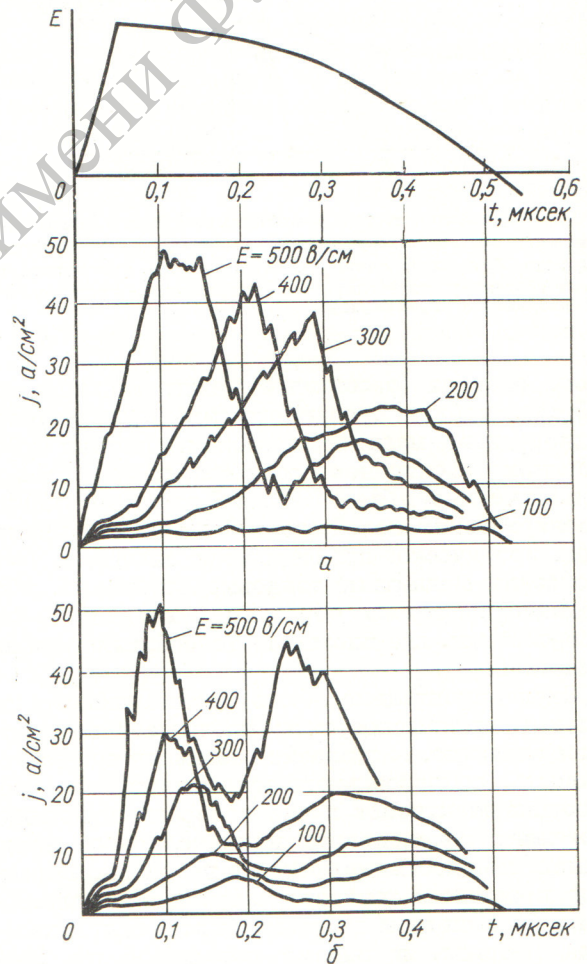


Рис. 10. Зависимость плотности тока в плазме от времени в линейном бетатроне для аргона (а) и водорода (б). В верхней части рисунка приведена зависимость напряжения электрического поля от времени. Цифры у кривых — напряженность электрического поля в данном опыте.

Заключение

В настоящее время экспериментально установлено, что при пропускании тока через плазму ее проводимость в известных условиях становится аномально малой и в плазме при этом возбуждаются интенсивные ВЧ-колебания, плотность энергии которых достигает $0,1—0,01$ от nT . Полученная в таких условиях турбулентная плазма имеет высокую электронную и ионную температуру, которая не может быть достигнута за то же время при парных столкновениях.

Совокупность этих явлений можно сопоставить с нелинейной теорией токовых неустойчивостей, согласно которой ток в плазме неустойчив, если токовая скорость превышает некоторое критическое значение. Пороговый характер явления подтверждается экспериментально. Измерениям не противоречат также теоретические оценки проводимости плазмы. Однако более полное количественное сопоставление теории и эксперимента затруднено из-за недостатка опытных данных. Необходимо более подробно исследовать спектр колебаний плазмы, измерить критические токовые скорости электронов, электронные и ионные функции распределения.

Исследования токовых неустойчивостей и турбулентного нагрева представляют интерес с точки зрения получения термоядерной плазмы. Турбулентный нагрев, эффективность которого велика и при высоких температурах, должен заменить обычный джоулев нагрев в тех случаях, когда требуется нагреть плазму до больших температур. Вместе с тем всестороннее исследование комплекса явлений, происходящих при турбулентном нагреве, имеет большое научное значение для развития физики высокотемпературной плазмы. Турбулентный нагрев — первый пример использования турбулентности плазмы для практических задач.

ЛИТЕРАТУРА

- Л. И. Рудаков, Л. В. Кораблев. ЖЭТФ, 50, 220 (1966).
- Л. М. Коврижных. ЖЭТФ, 51, 1795 (1966).
- Л. М. Коврижных. ЖЭТФ, 52, 1406 (1967).
- С. Д. Фанченко и др. ЖЭТФ, 46, 497 (1964).
- М. В. Бабыкин и др. «Ядерный синтез». Приложение. 4. 3, 1962, стр. 1073.
- Е. К. Завойский. «Атомная Энергия», 14, 56 (1963).
- J. Linhart et al. Proc. Intern. Conf. on High-Energy Accelerators and Instrumentation. Geneva, CERN, 1959, p. 139.
- D. Finkelstein et al. Ibid., p. 145.
- P. Reynolds, H. Skarsgard. Plasma Physics (J. Nucl. Energy, Pt C), 1, 36 (1960).
- А. М. Стефановский. «Ядерный синтез», 5, 215 (1965).
- О. Buneman. Phys. Rev., 115, 503 (1959).
- Р. А. Демирханов и др. В кн. «Труды Международной конференции по физике плазмы и исследованиям в области управляемого ядерного синтеза». Т. 2. Вена, МАГАТЭ, 1966, стр. 327.
- H. Skarsgard, J. Gore. Rev. Sci. Instrum., 36, 1807 (1965).
- П. Я. Бурченко и др. ЖЭТФ, 3, 243 (1966).
- Б. А. Демидов и др. ЖЭТФ, 48, 454 (1965).
- Б. А. Демидов, С. Д. Фанченко. ЖЭТФ, 2, 533 (1965).
- Б. А. Демидов, С. Д. Фанченко. «Атомная энергия», 20, 516 (1966).
- Б. А. Демидов и др. Доклад, представленный на VIII Международную конференцию по явлениям в ионизованных газах. Вена, 1967.
- Д. Д. Рютов. «Докл. АН СССР», 164, 1273 (1965).
- А. А. Иванов, Д. Д. Рютов. ЖЭТФ, 48, 1366 (1965).
- В. А. Супруненко, Е. А. Сухомлин, Н. И. Рева. «Атомная энергия», 17, 83 (1964).
- Б. А. Демидов, Н. И. Елагин, С. Д. Фанченко. «Докл. АН СССР», 164 (1967).
- М. В. Бабыкин и др. ЖЭТФ, 47, 1597 (1964).
- М. В. Бабыкин и др. См. [12], стр. 85.
- М. В. Бабыкин и др. ЖЭТФ, 52, 643 (1967).
- Д. Н. Лин, В. А. Скорюпин. ЖЭТФ, 53, № 8 (1967).
- Л. В. Дубовой, В. П. Федяков. «Докл. АН СССР», 167, 553 (1966).
- В. А. Симонов, В. В. Абозовик, В. В. Игнатьев. См. [12], стр. 93.
- В. А. Супруненко и др. «Атомная энергия», 14, 349 (1963).
- Е. А. Сухомлин, В. А. Супруненко, Н. И. Рева. В сб. «Высокочастотные свойства плазмы». Киев, «Наукова думка», 1965, стр. 126.
- Е. А. Сухомлин и др. ЖЭТФ, 1, 45 (1965).
- В. Ф. Алексин и др. ЖЭТФ, 36, 620 (1960).
- Е. А. Сухомлин и др. «Укр. фіз. ж.», 12, 507 (1967).