ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XV, № 6 *РАДИОФИЗИКА* *1972*

УДК 533.9.01

КВАЗИЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ПЛАЗМЫ, ПОМЕЩЕННОЙ В СЛАБОЕ СВЧ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ И ПОСТОЯННОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЯ

О. М. Градов, Б. М. Маркеев

В работе развивается квазилинейная теория бесстолкновительной плазмы, помещенной в слабое СВЧ электрическое и постоянное магнитное поля. Сформулировано уравнение, определяющее изменение функции распределения под воздействием неустойчивых колебаний. На его основе получена система уравнений для моментов.

Исследуется динамика развития низкочастотной диссипативной неустойчивости, обратное воздействие которой на функцию распределения учитывается в рамках квазилинейного приближения. Найдено аналитическое решение системы квазилинейных уравнений для моментов. Показано, что система достигает стационарного состояния с конечным уровнем шумов. Определено время установления стационарного состояния. Показано, что магнитное поле может как замедлять процесс установления равновесия, так и ускорять стабилизацию плазмы.

Благодаря тому, что свободные электроны плазмы особенно легко подвержены воздействию внешних полей, в плазме, помещенной в СВЧ электрическое поле, могут развиваться неустойчивости, которые приводят к ее турбулизации. Развитие теории устойчивости плазмы, находящейся во внешнем высокочастотном электрическом и постоянном магнитном полях, показало [1–3], что уже сравнительно малые напряженности внешнего поля, превышающие пороговую, при соответствующих условиях возбуждают две ветви низкочастотной неустойчивости с горячими электронами. Представляет интерес исследовать динамику развития этих неустойчивостей. Линейная теория правильно описывает поведение неустойчивых колебаний лишь на начальной стадии, когда их интенсивность достаточно мала, так что можно пренебречь влиянием неустойчивых колебаний на функцию распределения. Для описания развитых неустойчивых колебаний, когда их интенсивность превышает уровень тепловых шумов, необходим учет влияния колебаний на функцию распределения. Учет этого влияния составляет содержание так называемого квазилинейного приближения.

Уравнения квазилинейной теории для бесстолкновительной изотропной плазмы в сильном СВЧ электрическом поле были сформулированы в работе [4].

Настоящее сообщение посвящено квазилинейной теории бесстолкновительной плазмы, помещенной в слабое СВЧ электрическое и постоянное магнитное поля. Работа состоит из трех частей. В первой части работы получены как квазилинейное уравнение для функции распределения, так и соответствующая ему система уравнений для моментов.

Во второй части исследуется задача о динамике развития низкочастотной неустойчивости, обратное воздействие которой на функцию распределения учитывается в рамках квазилинейного приближения.

И, наконец, последняя часть работы посвящена выявлению влияния магнитного поля на характер квазилинейной релаксации, так как включение постоянного магнитного поля расширяет область параметрического резонанса и обусловливает ряд качественных особенностей замагниченной плазмы в СВЧ поле, изученных в работах [1–3].

1. Рассмотрим пространственно однородную бесстолкновительную плазму, помещенную в электрическое СВЧ и постоянное магнитное поля. Будем считать, что СВЧ электрическое поле однородно:

$$\boldsymbol{E}_0(t, \boldsymbol{r}) = \boldsymbol{E}_0 \sin \omega_0 t, \tag{1.1}$$

а осциллирующая скорость электронов v_E в этом поле мала по сравнению с тепловой v_{Te}; частота поля близка к одной из электронных гибридных частот:

$$\frac{eE_0}{m_e\omega_0} f = v_E \ll v_{Te} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}, \tag{1.2}$$

где f определяется выражением (3.3).

Если напряженность внешнего СВЧ поля превосходит пороговую, то в системе развивается низкочастотная потенциальная неустойчивость с горячими электронами. Распределение частиц в такой плазме определяется кинетическими уравнениями для функций распределения, записанными с точностью до членов, квадратичных по амплитуде возмущения:

$$\hat{L}_a f_a + \left\{\hat{L}_a \delta f_a + \frac{e}{m_a} \delta \boldsymbol{E} \frac{\partial f_a}{\partial \boldsymbol{v}_a}\right\} + \frac{e}{m_a} \delta \boldsymbol{E} \frac{\partial \delta f_a}{\partial \boldsymbol{v}_a} = 0. \tag{1.3}$$

Здесь оператор $\hat{L}_a = \frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v}_a \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{r}_a} + \left(\frac{e}{m_a} \boldsymbol{E}_0 \sin \omega_0 t + [\boldsymbol{v}_a \boldsymbol{\Omega}_a]\right) \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{v}_a}$ — полная производная вдоль траектории частицы сорта a; $\boldsymbol{\Omega}_a = \frac{e\boldsymbol{B}_0}{m_a c}$ — циклотронная частота; f_a — функция распределения частиц сорта a; $\delta \boldsymbol{E} = -\nabla\Phi$ и δf_a — соответственно неравновесные возмущения электрического поля и функции распределения.

Как нетрудно показать [3], решение уравнения (1.3) для быстропеременного неравновесного возмущения электронной функции распределения можно представить в следующей форме:

$$\delta f_e(\boldsymbol{v}_0, \boldsymbol{r}, t) = -\sum_{k,s,n,\mu} \int_{-\infty}^{\varphi} d\varphi' \exp\left\{-\frac{i}{\Omega_e}\int_{\varphi'}^{\varphi} d\varphi'' \left[(n\omega_0 + \omega_k - k_\parallel v_0^\parallel) - k_\perp v_0^\perp \cos\varphi''\right]\right\} \frac{e}{m_e}\left(\boldsymbol{k}\frac{\partial f_e}{\partial \boldsymbol{v}_0}\right) J_{s-n}(a_B)\, J_{\mu-n}(a_B)\, \Phi_k^{(s)}, \tag{1.4}$$

где $\boldsymbol{v}_0 = \boldsymbol{v} - \boldsymbol{v}_E \cos \omega_0 t$; φ — полярный угол в пространстве скоростей; $k_\perp$ и $k_\parallel$ — проекции волнового вектора поперек и вдоль магнитного поля; J_s — функция Бесселя от аргумента $a_B = (\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}_E) f = \frac{kv_E}{\omega_0} f$; $\omega_k = \omega - i\gamma_k$ — комплексная частота; $\Phi_k^{(s)}$ — компонента разложения неравновесного потенциала в ряд:

$$\Phi = \sum_{k,s} \Phi_k^{(s)} \exp\{-i[(s\omega_0 + \omega_k)t - \boldsymbol{k}\boldsymbol{r}]\}.$$

Влияние неустойчивых колебаний на функцию распределения может быть получено учетом квадратичных по амплитуде возмущения членов в уравнении (1.3). Представим функцию распределения электронов в виде ряда по гармоникам внешнего поля и азимутальному углу в пространстве скоростей

$$f_e(\boldsymbol{v}_0, t) = \sum_{n, m} f_e^{(n, m)}(\boldsymbol{v}_0, t) \exp(-in\omega_0 t + im\varphi), \tag{1.5}$$

где характерное время изменения функции $f_e^{(n, m)}(\boldsymbol{v}_0, t)$ больше величины, обратной инкременту нарастания. Подставив неравновесную функцию возмущения (1.4) в соотношение (1.3) и усреднив по хаотическим фазам, мы получим квазилинейное уравнение для электронной функции распределения

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \Omega_e \frac{\partial}{\partial \varphi}\right) f_e^{(\alpha, p)} \exp(ip\varphi - i\alpha\omega_0 t) = i \sum_{k, m, n} \left(k_\parallel \frac{\partial}{\partial v_0^\parallel} + \right.$$
$$\left. + \frac{m\Omega_a}{v_0^\perp} \frac{\partial}{\partial v_0^\perp} - \frac{k_\perp}{v_0^\perp} p J_m^{-1}(a) \frac{\partial}{\partial a} J_m(a)\right) \frac{|\delta\varepsilon_i^{(0)}|^2 J_m(a) J_{m-p}(a)}{[1 + \delta\varepsilon_e^{(n)}(\omega_k, \boldsymbol{k})]} \times$$
$$\times \frac{J_{-n}(a_B) J_{-n+\alpha}(a_B)(e/m_e)^2 |\Phi_k^{(0)}|^2 \exp(ip\varphi - i\alpha\omega_0 t)}{[1 + \delta\varepsilon_e^{(-n+\alpha)}(\omega_{-k}, -\boldsymbol{k})]\{(n\omega_0 + \omega_k - k_\parallel v_0^\parallel) - (m-p)\Omega_a\}} \times \tag{1.6}$$
$$\times \left(k_\parallel \frac{\partial}{\partial v_0^\parallel} + \frac{(m-p)\Omega_a}{v_0^\perp} \frac{\partial}{\partial v_0^\perp}\right) f_e^{(0, 0)},$$

где $\delta\varepsilon_a^{(n)}(\omega_k, \boldsymbol{k}) = \delta\varepsilon_a(n\omega_0 + \omega_k, \boldsymbol{k})$ — парциальная диэлектрическая проницаемость, $a = k_\perp v_0^\perp / \Omega_a$.

При получении уравнения (1.6) использовали дисперсионное соотношение для низкочастотных потенциальных возмущений плазмы, помещенной в однородное СВЧ и постоянное магнитное поля, а также то обстоятельство, что при квазилинейных процессах в течение достаточно большого промежутка времени мы можем считать ненулевые гармоники (т. е. n либо $m \neq 0$) разложения функции распределения в ряд (1.5) малыми по сравнению с нулевой, так как в начальный момент времени отличной от нуля была только гармоника с $n = m = 0$.

Благодаря тому, что ионы мало подвержены влиянию слабого СВЧ поля, квазилинейное уравнение для ионной функции распределения совпадает с соответствующим уравнением для плазмы без СВЧ поля.

Рост неравновесного потенциала в квазилинейной теории определяется по законам линейного приближения

$$\frac{d}{dt} |\Phi_k^{(0)}|^2 = -2\gamma_k |\Phi_k^{(0)}|^2. \tag{1.7}$$

Решение замкнутой нелинейной системы уравнений в частных производных (1.6)—(1.7) представляет трудности. В рассматриваемом случае, однако, большую помощь при исследовании вопроса о квазилинейной динамике развития параметрической неустойчивости могут оказать уравнения сохранения. В квазилинейных процессах плотность не изменяется, как это видно при интегрировании по скоростям уравнения (1.6).

Уравнение для сохранения импульса получается из (1.6) при умножении его на момент $m_e v_e$ и интегрировании по скоростям:

$$\frac{\partial}{\partial t} p_e + [\Omega_e p_e] - en_e E_0 \sin\omega_0 t = -in_e T_e \sum_s \int d\boldsymbol{k}\boldsymbol{k} J_{n-s}(a_B) \times$$

$$\times J_{-s}(a_B)\frac{|\delta\varepsilon_i^{(0)}(\omega_k, k)|^2\,\delta\varepsilon_e^{(s)}(\omega_k, k)}{[1+\delta\varepsilon_e^{(s)}(\omega_k, k)]\,[1+\delta\varepsilon_e^{(n-s)}(\omega_k, k)]}\,\frac{k^2}{4\pi}\,\frac{|\Phi_k^{(0)}|^2}{n_e T_e}. \quad (1.8)$$

Аналогично, определив второй момент от уравнения (1.6) и используя выражения для неравновесной функции распределения, получим квазилинейное уравнение для изменения нулевой гармоники температуры:

$$\frac{3}{2}\,\frac{\partial}{\partial t}n_e T_e = -\,i n_e T_e\sum_{s}\int d\,k\,(k r_D)^2\,(s\,\omega_0+\omega_k)\times$$
$$\times\frac{|\delta\varepsilon_e^{(s)}(\omega_k, k)|^2\,|\delta\varepsilon_i^{(0)}(\omega_k, k)|^2}{|1+\delta\varepsilon_e^{(s)}(\omega_k, k)|^2}\,J_s^2\,\frac{k^2}{4\pi}\,\frac{|\Phi_k^{(0)}|^2}{n_e T_e}. \quad (1.9)$$

Вообще говоря, при решении уравнения (1.6) методом моментов нельзя ограничиться только тремя уравнениями сохранения. Однако, благодаря тому, что уравнение для момента определенного порядка не содержит моментов более высоких порядков, система уравнений для моментов, соответствующая квазилинейному уравнению, не является зацепляющейся. Поэтому мы можем оценить вклад каждого члена разложения функции распределения по моментам. Как показывают непосредственные вычисления, последующий член разложения функции распределения по моментам меньше предыдущего для горячей замагниченной плазмы в $\left(\frac{\omega}{k_\parallel v_{Te}}\right)^2 < 1$, $\left(\frac{k_\perp v_{Te}}{\Omega_e}\right)^2 < 1$ раз*. Поэтому для наших целей достаточно использовать только уравнения сохранения.

2. Исследуем динамику низкочастотной неустойчивости с горячими электронами в плазме с СВЧ электрическим и постоянным магнитным полями. Обратное воздействие неустойчивых колебаний на функцию распределения будем учитывать в рамках квазилинейного приближения. По истечении промежутка времени, равного величине нескольких обратных инкрементов (выражение для инкремента определяется формулой (3.1)), из-за экспоненциального нарастания неравновесного потенциала по закону линейной теории основной вклад в интеграл, стоящий в правой части уравнения (1.9), по k дает область, соответствующая максимальному инкременту. Разложив инкремент в ряд по k в окрестности максимума, запишем (1.9) в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}T_e^* = -\,2\gamma_{x_m}\,\Psi\exp\left(-\,2\int dt\,\gamma_{x_m}\right), \quad (2.1)$$

где

$$\Psi = C(x_m)\int dx\exp\left[-\int\frac{\partial^2\gamma_{x_m}}{\partial x_m^2}(x-x_m)^2\,dt\right],$$

$$C(x_m) = \frac{1}{3}|\delta\varepsilon_i^{(0)}|^2\,\frac{|\Phi_k(t=0)|^2}{n_e T_p r_D^5}\,\frac{x_m^2}{4\pi},$$

$$T_e^* = \frac{T_e}{T_p},\quad \delta T_e^* = \frac{T_e - T_p}{T_p},\quad x = k\,r_D,$$

* Следует отметить, что при вычислении диэлектрической проницаемости, ввиду быстрой сходимости разложения функции распределения по моментам, достаточно знать первый член этого разложения. Условием применимости такого подхода является малость параметров $(\omega/k_\parallel v_{Te})^2 < 1$; $(k_\perp v_{Te}/\Omega_e)^2 < 1$.

$r_D = v_{Te}\omega_{Le}^{-1}$, $\omega_{Le} = (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2}$, T_p — температура, обращающая максимальный инкремент в нуль*.

Как нетрудно видеть из выражения для максимального инкремента, начальная температура T_{e0}, при которой начинает развиваться неустойчивость, всегда меньше температуры, обращающей максимальный инкремент в нуль. Будем считать, что внешнее СВЧ поле не слишком превышает пороговое, так что начальная разность температур δT_e^* меньше единицы. С другой стороны, положительность правой части уравнения (2.1) означает, что температура с развитием неустойчивости растет. Таким образом величина δT_e^* будет изменяться от начального значения до нуля. Поэтому, представив максимальный инкремент в виде разложения по параметру $\delta T_e^* < 1$, нетрудно получить решение уравнения (2.1) в первом приближении, считая множитель постоянным:

$$y_1 = -\ln\left|\exp\left(-y'_{1\tau}(0)\,\tau\right) + \exp\left(-y_1(\tau_p)\right)\right|, \tag{2.2}$$

где $y_1(\tau_p) = \ln\{\delta T_{e0}^* \Psi_p^{-1}\}$, $\Psi_p = \Psi(T_p)$. Здесь мы использовали следующие обозначения: $y_1(\tau) = -\int d\tau\,(\delta T_e^*)$; $\tau = 2\gamma_E(x_p)\,t$; τ_p — время, при котором температура достигает значения T_p; $x_p = k_m(\tau_p)\,r_p$; $r_p = \dfrac{1}{\omega_{Le}}\sqrt{\dfrac{T_p}{m_e}}$. Индекс «1» в (2.2) обозначает первое приближение.

Во втором приближении мы учтем изменение множителя Ψ со временем. Как нетрудно видеть, учет этой зависимости приводит к малой поправке в правой части (2.2), равной $-\ln(\Psi/\Psi_p)$. Аналитическую зависимость температуры от времени получаем в первом приближении, продифференцировав выражение (2.2) по τ:

$$y'_{1\tau} = -\delta T_e^* = y'_{1\tau}(0)\,\frac{1 + \exp\left(-y_1(\tau_p)\right)}{1 + \exp\left[-y_1(\tau_p) + y'_{1\tau}(0)\,\tau\right]}. \tag{2.3}$$

При решении уравнения (2.1) в качестве начального условия мы взяли начальное значение температуры системы. Нетрудно оценить максимальную энергию колебаний, приняв начальное значение неравновесного потенциала равным амплитуде тепловых шумов. Используя (2.2), получим

$$\int dk\,\frac{k^2}{4\pi}\,\frac{|\Phi_k^{(0)}(\tau = \tau_p)|^2}{n_e T_p} \sim x_p^2\,|\delta T_{e0}^*|. \tag{2.4}$$

Правая часть соотношения (2.4) всегда значительно меньше единицы. Таким образом, энергия неустойчивых колебаний никогда не превосходит тепловой энергии, что подтверждает справедливость квазилинейного приближения.

Остановимся на некоторых физических особенностях, описываемых формулой (2.3). При превышении значения порогового внешнего СВЧ поля в системе начинают развиваться низкочастотные неустойчивости. Неравновесный потенциал в рамках квазилинейного приближения нарастает по законам линейной теории. При этом первый член, стоящий в показателе экспоненты, расположенной в знаменателе формулы (2.3), на начальной стадии развития всегда значительно превосходит второй, так что температура, а потому и инкремент остаются постоянными. На

---

* Отметим, что магнитное поле не меняет энергию системы, вследствие чего оно явно не входит в уравнение (2.1). Поэтому зависимость процесса развития низкочастотной неустойчивости от магнитного поля проявляется лишь неявно через диэлектрическую проницаемость и инкремент.

этой стадии развития амплитуда неравновесного потенциала нарастает по экспоненциальному закону (1.7) с постоянным инкрементом. Такое положение остается до тех пор, пока два вышеуказанных члена не сравняются, что произойдет в момент времени, равный

$$\tau^* = \frac{y_1(\tau_p)}{y'_{1\tau}(0)}. \tag{2.5}$$

По истечении τ^* амплитуда неравновесного потенциала, как следует из (2.3), практически достигает стационарного значения. На следующей стадии это, почти неизменное, значение неравновесного потенциала разогревает электроны плазмы, так что по прошествии времени, равного величине нескольких обратных инкрементов, разность температур δT^*_e, а с ней и инкремент экспоненциально приближаются к нулю. Таким образом, на второй стадии развития система достигает устойчивого состояния с температурой электронов, большей начальной, и стационарным уровнем шумов.

3. Инкремент нарастания низкочастотной неустойчивости замагниченной плазмы, возбуждаемой параметрически внешним СВЧ полем с частотой, близкой к электронной гибридной, имеет вид [3]

$$\gamma_k = \gamma_\pm(x) - \frac{1}{T^*_e}\gamma^\pm_E(x). \tag{3.1}$$

Величины $\gamma_\pm(x)$ и $\gamma^\pm_E(x)$ определяются посредством формул

$$\gamma_\pm(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{(kv_{Te})^3}\left(\frac{\omega_{Le}}{\omega_{Li}}\right)^2 \frac{\omega^2_\pm\,\omega^2_s(\omega^2_\pm - \Omega^2_i)}{2\omega^2_\pm - \omega^2_s - \Omega^2_i}\,\frac{\omega_{Le}\Omega_e}{\sqrt{\omega^2_0(\omega^2_{Le} + \Omega^2_e - \omega^2_0)}}; \tag{3.2}$$

$$\gamma^\pm_E(x) = 2\left(\frac{r_E}{r_D}\right)^2 f\,\frac{\Delta\omega_0\,\gamma_0\,\omega^2_\pm\,\omega_0}{[(\Delta\omega_0)^2 + \gamma^2_0 - \omega^2_\pm]^2 + 4(\omega_\pm\gamma_0)^2}. \tag{3.3}$$

Здесь

$$\gamma_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{(kv_{Te})^3}\left[\frac{\omega^2_{Le}\,\Omega^2_e}{\omega^2_0(\omega^2_{Le} + \Omega^2_e - \omega^2_0)}\right]^{1/2}\exp\left[-\left(\frac{\omega_0}{kv_{Te}}\right)^2\frac{\omega^2_{Le}\,\Omega^2_e}{\omega^2_0(\omega^2_{Le}+\Omega^2_e-\omega^2_0)}\right],$$

$$f = \frac{1}{8}\left[\frac{\omega^2_s}{\omega^2}\,\frac{2\omega^2 - \omega^2_s - \Omega^2_i}{\omega^2 - \Omega^2_i}\,\frac{2\omega^2_0 - \omega^2_{Le} - \Omega^2_e}{\omega^2_0 - \Omega^2_e}\right]\times$$

$$\times\left\{\frac{\omega^2_0\,\Omega^2_e}{(\omega^2_0 - \Omega^2_e)^2}\sin^2\chi_0\sin^2\theta\sin^2\varphi_0 + \left[\cos\theta\cos\chi_0 + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{\omega^2_0}{\omega^2_0 - \Omega^2_e}\sin\theta\sin\chi_0\cos\varphi_0\right]^2\right\},$$

где χ_0 — угол между векторами $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{E}$; φ_0 — угол между плоскостями, проходящими через $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$,

$$\omega_s = kv_s, \quad v_s = \sqrt{T_e/m_i},$$

$$\Delta\omega_0 = \omega_0 - \omega_{\rm res}\left\{1 - \delta\varepsilon'_{eT}(\omega_{\rm res})\left[\omega_{\rm res}\frac{\partial\,\delta\varepsilon'_e(\omega_{\rm res})}{\partial\,\omega_{\rm res}}\right]^{-1}\right\}.$$

Величина $\delta\varepsilon'_{eT}$ является тепловой поправкой к действительной части парциальной продольной диэлектрической проницаемости $\delta\varepsilon'_e$, а $\omega_{\rm res}$ — электронная гибридная частота.

Два знака инкремента (3.1) соответствуют двум частотам параметрически возбуждаемых колебаний с горячими электронами в замагниченной плазме:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2}\left[\left(\omega_s^2 + \Omega_i^2\right) \pm \sqrt{\left(\omega_s^2 + \Omega_i^2\right)^2 - 4\,\omega_s^2\Omega_i^2\cos^2\theta}\,\right]$$
$$\text{при}\ \left(\frac{k_\parallel v_{Te}}{\omega}\right)^2 > 1,\quad \frac{1}{2}\left(\frac{k_\perp v_{Te}}{\Omega_e}\right)^2 < 1. \tag{3.4}$$

Если пороги данных неустойчивостей одного порядка, так что возбуждаются сразу обе неустойчивости, то нужно учитывать лишь неустойчивость с большим инкрементом.

Влияние магнитного поля проявляется, как это следует из (2.5), а также (3.3) и (2.4), на время установления стационарного уровня шумов При этом мы можем пренебречь логарифмической зависимостью величины $y_1(\tau_p)$ от магнитного поля. Поэтому время установления стационарных шумов обратно пропорционально величине $\gamma_E^{\pm}(x_p)$*.

Проиллюстрируем зависимость времени установления стационарного состояния от величины магнитного поля наиболее простым образом. Рассмотрим область волновых векторов, для которых $\omega_s \sim \Omega_i$. Пусть напряженность СВЧ электрического поля в полтора раза превосходит пороговую. Тогда, например, для частоты внешнего СВЧ поля, близкой к электронной ленгмюровской либо электронной циклотронной, время установления стационарных шумов совпадает с соответствующим временем для плазмы без магнитного поля. В другом предельном случае для частоты $\omega_0^2 \approx \omega_{Le}^2 + \Omega_e^2$ время установления стационарных шумов гораздо меньше (в пределе может составлять $(m_e/m_i)^{1/2}$ часть соответствующего времени для плазмы без магнитного поля). Для вышеуказанных условий при частоте внешнего поля $\omega_0 \approx \Omega_e$ время релаксации для углов, не слишком близких к $\pi/2$, пропорционально $\cos^{-2}\chi_0$. Таким образом, с уменьшением угла между $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{E}_0$ время релаксации возрастает.

В заключение выражаем благодарность А. А. Рухадзе за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Tzoar, Phys. Rev., 178, № 1, 356 (1969).
2. О. М. Градов, Д. Зюндер, ЖЭТФ, 58, 979 (1970).
3. Б. М. Маркеев, ПМТФ, № 5, 12 (1971).
4. В. П. Силин, ЖЭТФ, 57, 183 (1969).

Московский государственный университет

Поступила в редакцию
23 марта 1971 г.,
после доработки
18 января 1972 г.

* Следует подчеркнуть, что зависимость величины $\gamma_E^{\pm}$ от направления магнитного поля и его напряженности существенно отличается от соответствующей зависимости инкремента и порогового СВЧ электрического поля, исследуемой в работе [3].

QUASI-LINEAR THEORY OF PLASMA PLACED IN A WEAK UHF ELECTRIC AND CONSTANT MAGNETIC FIELD

O. M. Gradov, B. M. Markeev

The parer develops a quasi-linear theory of a collisionless plasma placed in a weak UHF electric and constant magnetic field. An equation has been formulated which determines a change of the distribution function under the action of nonstationary oscillations. On its basis, a set of equations for the moments has been obtained. The dynamics of the low-frequency dissipative instability development the inversion action of which on the distribution function is taken into account in the frames of the quasi-linear approximation is investigated. An analytical solution of the quasi-linear equation systems for the moments has been found. It is shown that the system achieves the stationary state with the finite noise level. The time of settling the stationary state is determined. It is shown that the magnetic field may both slow down the process of settling the equilibrium and accelerate the plasma stabilization.