04

Усиление продольных плазменных колебаний в процессе уменьшения концентрации плазмы

© А.И. Матвеев

Южный федеральный университет,
347928 Таганрог, Россия
e-mail: ya.matveev.alexandr@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 27 сентября 2013 г.)

Рассмотрено усиление плазменных колебаний в однородной плазме посредством уменьшения ее концентрации. С уменьшением концентрации плазмы частота плазменных колебаний уменьшается, резонансная скорость электронов плазмы, равная фазовой скорости волны, также уменьшается. Из-за этого в равновесной плазме число резонансных электронов экспоненциально увеличивается. Так как энергия плазменных колебаний определяется в основном вкладом резонансных электронов, то эта энергия также экспоненциально растет.

Введение

В поиске путей создания высокоэффективных источников электромагнитного излучения исследования резонансного взаимодействия заряженных частиц плазмы с полями продольных и поперечных колебаний в плазме весьма актуальны. Это обусловлено тем, что резонансное взаимодействие является наиболее эффективным каналом энергообмена заряженных частиц плазмы с волной. В резонансное взаимодействие с волной вступают только те электроны плазмы, продольная скорость которых равна фазовой скорости волны $V_z = u$. Так как кинетическая энергия колебаний резонансных заряженных частиц много больше кинетической энергии колебаний нерезонансных частиц, то использование энергии резонансных частиц в устройствах плазменной электроники для увеличения мощности этих устройств представляет большой интерес.

Рассмотрим эволюцию ленгмюровской волны

$$\varphi = \varphi(t, \psi), \quad \psi = kdz - \int \omega(t)dt, \quad u = \omega/k < c \quad (1)$$

в квазистационарной плазме, концентрация которой адиабатически медленно уменьшается с течением времени. Частота волны и ее фазовая скорость из-за этого также уменьшаются. Эволюция волны протекает настолько медленно, что в каждый ее момент распределение электронов очень близко к стационарному. На начальном этапе эволюции волна возбуждается внешними источниками [1] до конечной, хотя довольно малой, амплитуды. Фазовая скорость при этом практически постоянна и значительно больше тепловой скорости электронов $u \gg V_T$. Так как возбуждение волны происходит в хвосте распределения, то резонансное взаимодействие электронов плазмы с волной на этом этапе практически отсутствует. Необходимо, зная амплитуду A_0, фазовую скорость $u_0 = \omega_0/k$ волны в начале эволюции, определить изменение амплитуды и фазовой скорости волны в зависимости от величины концентрации плазмы. В процессе эволюции с изменением концентраци плазмы ее температура незначительно меняется. Температура плазмы может изменяться также под влиянием резонансного взаимодействия электронов плазмы с волной. Так как энергия резонансного взаимодействия значительно меньше внутренней энергии плазмы, то здесь изменение температуры плазмы считается малым и не учитывается.

Далее принята форма записи, в которой время t и координата z обезразмерены соответственно делением на ω_0^{-1}, и k^{-1}, ω_0 — частота в начале эволюции, фазовая скорость и продольная скорость электрона V_z — на $u_0 = \omega_0/k$, функция распределения $f_0(V_z)$ — на $N_{cr}k/\omega_0$, $N_{cr} = mu_0^2k^2/(4\pi e^2)$, концентрация электронов N — на N_{cr}, электронная температура $T = mV_T^2/2$ — на mu_0^2, заряд ρ — на eN_{cr}, плотность тока j — на $eN_{cr}\omega_0/k$, потенциал φ — на mu_0^2/e.

Функции распределения в поле квазистационарной продольной волны

Известно [1], что в случае квазистационарной эволюции волны ее функции распределения $f_\pm(I_\pm)$, $F(J)$ пролетных и захваченных электронов являются произвольными функциями адиабатический инвариантов

$$I_\pm = u \pm \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \sqrt{2(W - \varphi)}d\psi,$$

$$J(W) = \frac{1}{2\pi} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \sqrt{2(W - \varphi)}d\psi \quad (2)$$

пролетных и захваченных электронов, где W — полная энергия электрона, ϕ_1, ϕ_2 — корни подкоренного выражения. Знак „+“ для пролетных опережающих, знак „−“ для пролетных отстающих электронов. Так как $I_\pm(A = 0) = V_z$, то конкретный вид функций распределения пролетных электронов определяется с помощью начального условия $f_\pm(I_\pm) \to f_0(V_z)$ при $t \to -\infty$, где $f_0(V_z)$ — невозмущенная функция распределения. Учитывая это условие, функции распределения пролетных электронов запишем в виде

$$f_-(I_-) = f_0(I_-), \quad I_- < u - R,$$
$$f_+(I_+) = f_0(I_+), \quad I_+ > u + R, \tag{3}$$

где $R = J(\varphi_m)$ — значение адиабатического инварианта на сепаратрисе. Если профиль волны является синусоидальным $\varphi = -A\cos\psi$, то вычисление адиабатических инвариантов для пролетных и захваченных электронов (3) дает

$$I_\pm = u \pm \frac{4}{\pi}\sqrt{A}\kappa E(\kappa^{-1}), \quad J = \frac{4}{\pi}\sqrt{A}\kappa^2 B(\kappa), \tag{4}$$

где $B(\kappa) = \big(E(\kappa) - (1-\kappa^2)K(\kappa)\big)/\kappa^2$, $K(\kappa), E(\kappa)$ — эллиптические интегралы первого и второго рода, $\kappa^2 = (W + A)/(2A)$ — параметр захвата, для пролетных электронов $\kappa > 1$, для захваченных электронов $\kappa < 1$. Из (4) следует, что с увеличением амплитуды волны параметр захвата как пролетных опережающих, так и пролетных отстающих электронов уменьшается. В момент, когда полная энергия электрона сравнивается с его максимальной потенциальной энергией $W = \varphi_m$, эти электроны захватываются в потенциальные ямы волны. Из-за фазового перемешивания число захваченных электронов, движущихся в противоположных направлениях, одинаково $F_- = F_+ = F/2$, где $F = F_- + F_+$, $F_\pm = F(J(W))$, поэтому функция распределения захваченных электронов имеет вид

$$F(J) = f_0(u + J) + f_0(u - J), \quad J_0 < J < R, \tag{5}$$

где R — значение адиабатического инварианта на сепаратрисе, $R = 4\sqrt{A}/\pi$.

Нелинейная дисперсия волны в плазме, концентрация которой уменьшается

Выясним, какой будет дисперсия волны в случае, когда концентрация электронов уменьшается $dN/dt < 0$. Частота и фазовая скорость волны в этом случае также уменьшаются. Не будем исключать в процессе рассматриваемой эволюции увеличения амплитуды волны. В этом случае в ее потенциальные ямы захватываются электроны плазмы.

Используя функции распределения (3), (5) и вычислив вклад нерезонансных электронов, плотность заряда электронов в случае уменьшения их концентрации запишем в виде [1,2]

$$\rho = \int\limits_0^{\varphi_m} \frac{F(J)dW}{\sqrt{2(W-\varphi)}} + 2\int\limits_{\varphi_m}^{\sqrt{\varphi_m}} \frac{(f_0(I_+) + f_0(I_-))dW}{\sqrt{2(W-\varphi)}}$$
$$- b_0(\varphi - \varphi_0) + \rho_1 + \omega_e^2 P(\varphi - \varphi_0), \tag{6}$$

где $\varphi_0 \approx \langle\varphi\rangle$,

$$b_0 = 2\int\limits_0^{\sqrt{\varphi_m}} \frac{f_0(V_z)|_{V_z=u}}{(2W)^{3/2}}\, dW, \quad \rho_1 = \left\langle \int\limits_0^{\varphi_m} \frac{F(J)dW}{\sqrt{2(W-\varphi)}} \right\rangle.$$

При вычислении плотности заряда пролетных электронов, чтобы отделить вклад резонансных от нерезонансных электронов, интервал интегрирования разбивается точкой $W = \sqrt{\varphi_m}$. Первое слагаемое в (6) — это вклад электронов, захваченных в процессе возбуждения волны и в процессе уменьшения концентрации плазмы, второе слагаемое — это вклад резонансных пролетных электронов, третье слагаемое появляется в результате выделения вклада нерезонансных электронов. Последнее слагаемое — вклад нерезонансных пролетных электронов. Легко проверить, что для (6) условие сохранения заряда выполняется. Третье слагаемое и такой же вклад от верхнего предела интегрирования второго интеграла в (6) взаимно компенсируются. Полагая в (6) $f_0(I_\pm) \approx f_0(u)$, после достаточно длительной эволюции волны $W_0 \ll \varphi_m$ заряд электронов запишем в виде

$$\rho = \omega_e^2 P(\varphi - \varphi_0) - \int\limits_\varphi^{\varphi_m} \frac{(2f_0(u) - F(J))dW}{\sqrt{2(W-\varphi)}}, \tag{7}$$

где

$$\varphi_0 = \langle\varphi\rangle + \left\langle \int\limits_\varphi^{\varphi_m} \frac{(2f_0(u) - F(J))dW}{\sqrt{2(W-\varphi)}} \right\rangle, \quad \langle\varphi\rangle = \int\limits_{-\pi}^{\pi} \varphi\, \frac{d\psi}{2\pi}.$$

Уравнение дисперсии волны найдем, используя условие периодичности ее потенциала

$$\pi = \int\limits_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{d\varphi}{\sqrt{\varepsilon - U(\varphi)}}, \tag{8}$$

где

$$U(\varphi) = 2\int \rho(\varphi)d\varphi \tag{9}$$

— эффективный потенциал в первом интеграле

$$\varepsilon = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial\psi}\right)^2 + U(\varphi) \tag{10}$$

— уравнение Пуассона. Отметим, что, когда внешние источники выключаются, система волна–пучок–плазма становится стационарной $\varepsilon = \mathrm{const}$. В этом случае роль полной энергии в системе отсчета, движущейся с волной, играет величина $\varepsilon/8\pi = (\partial\varphi/\partial\psi)^2/8\pi + U(\varphi)/8\pi$. Однако далее для удобства там, где это не приводит к недоразумению, полной энергией пучково-плазменной системы будем называть ε, а $U(\varphi)$ эффективным потенциалом. С помощью этих понятий физический смысл происходящих процессов становится более ясным. Уиземом [3,4] показано, что нелинейное дисперсионное уравнение (8) сохраняет свой вид, если параметры волны адиабатически медленно изменяются во времени или пространстве.

Число резонансных пролетных электронов с увеличением концентрации растет пропорционально $f_0(u)$. Число захваченных волной электронов растет, но в меньшей мере, так как из-за уменьшения фазовой скорости волны в предыдущие моменты эволюции захватывалось меньшее количество электронов, чем в последующие. Вычисление можно упростить, взяв под знаком интеграла (8) некоторое среднее значение $F(J) \approx 2f_0(u_{mv})$, где $u < u_{mv} < u_0$. После этого вынесем за знак интеграла $2(f_0(u) - f_0(u_{mv}))$. Эффективный потенциал $U(\varphi) = -2\int \rho(\varphi)d\varphi$ с учетом этих преобразований равен

$$\varepsilon - U(\varphi) = \omega_e^2 P\big(\varphi(\varphi_m - \varphi) - b_1(\varphi_m - \varphi)^{3/2}\big), \quad (11)$$

где

$$b_1 = \frac{8\sqrt{2}}{3\omega_e^2 P}\big(f_0(u) - f_0(u_{mv})\big).$$

При вычислении (8) перейдем к новой переменной интегрирования $x = \sqrt{\varphi_m - \varphi}$. В результате получим следующее уравнение:

$$\pi\sqrt{\omega_e^2 P} = \pi - 2\arcsin\frac{b_1}{2\sqrt{2A}}, \quad (12)$$

которое описывает дисперсию волны в случае, когда концентрация электронов адиабатически медленно уменьшается со временем. Дисперсионное уравнение (12) получено в приближении $f_0(u) \ll \sqrt{A}$. Подставив в (12) коэффициент b_1 и полагая в нем $\omega_e^2 P \approx 1$, в старшем порядке по этому коэффициенту найдем

$$\sqrt{\omega_e^2 P} = 1 - \frac{8}{3\pi\sqrt{A}}\big(f_0(u) - f_0(u_{mv})\big). \quad (13)$$

Появление нелинейной поправки в (13) объясняется тем, что в области, ограниченной сепаратрисой, возникает дефицит захваченных электронов. Вклад резонансных пролетных электронов, пропорциональный $f_0(u)$, по величине больше вклада захваченных электронов. Они противоположны по знаку и частично компенсируют друг друга. Их общий вклад в нелинейную поправку (13) пропорционален $f_0(u) - f_0(u_{mv})$.

Анализируя (13), отметим, что отношение $\omega_e/\omega \approx \approx \sqrt{\omega_e^2 P}$, несмотря на уменьшение частоты волны с уменьшением концентрации плазмы, растет в основном из-за экспоненциального роста $f_0(u)$. После достаточно длительной эволюции волны $u \ll u_0$ среднее значение u_{mv} уменьшается по сравнению с u на конечную величину, поэтому из-за экспоненциального спада невозмущенной функции распределения $f_0(u_{mv}) \ll f_0(u)$. В этом случае дисперсионное уравнение (13) упрощается

$$\omega^2 = \omega_e^2\left(1 + 3\frac{T}{\omega_e^2} + \frac{16}{3\pi}\frac{f_0(u)}{\sqrt{A}}\right). \quad (14)$$

В обычной системе единиц это уравнение принимает вид

$$\omega = \omega_e\left(1 + \frac{3k^2T}{2m\omega_e^2} + \frac{8}{3\pi}u_0^2 f_0(u)\sqrt{\frac{m}{eA}}\right).$$

Отметим, что нелинейная поправка в (14) отличается от нелинейной поправки, найденной в [5] для волны в слабонеоднородной плазме с отрицательным градиентом концентрации, лишь коэффициентом u_0^2.

Энергия волны в квазистационарной плазме, концентрация которой уменьшается

Для полного описания эволюции ленгмюровской волны в квазистационарной плазме кроме уравнения дисперсии необходимо установить зависимость амплитуды волны от величины концентрации. В случае нестационарной плазмы полная энергия системы волна–квазистационарная плазма не сохраняется, так как эта система не является замкнутой. Известно, что в случае незамкнутой механической системы, свойства которой задаются некоторым медленным параметром, изменение ее полной энергии в зависимости от этого параметра можно определить с помощью адиабатического инварианта [6]. В процессе медленной эволюции ленгмюровской волны в квазистационарной плазме медленным параметром является концентрация плазмы. Выделим в плазме единичный объем. В течение времени число электронов в этом объеме уменьшается, из-за этого изменяются эффективный потенциал и полная энергия плазменных колебаний (9), (10) этого объема.

Так как система волна–плазма незамкнута, то ее полная энергия не сохраняется. По какому закону изменяется полная энергия при изменении концентрации плазмы, можно установить с помощью адиабатического инварианта [3,4]

$$I_w = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sqrt{\varepsilon - U(\varphi)}\,d\varphi, \quad (15)$$

где $\varphi_{1,2}$ — корни уравнения $\varepsilon - U(\varphi) = 0$. Прежде чем рассматривать нелинейную эволюцию волны в квазистационарной плазме, вычислим адиабатический инвариант (15) в линейном приближении, полагая $U(\varphi) = \omega_e^2 P(\varphi - \varphi_0)^2$, где $\varphi_0 - \langle\varphi\rangle$. В этом случае он равен $I_w = \pi\sqrt{\omega_e^2 P}A^2/2$. В случае линейной дисперсии $\omega_e^2 P = 1$ амплитуда волны не меняется $A = \text{const}$. Тем не менее при рассмотрении эволюции волны, когда концентрация плазмы уменьшается, не будем исключать возможность увеличения амплитуды волны, которая возникает в процессе нелинейного взаимодействия волны с плазмой. В функции распределения захваченных электронов в этом случае необходимо учитывать не только те электроны, которые захватывались в процессе возбуждения волны, но и те, которые будут захвачены после окончания работы внешних источников, когда концентрация плазмы уменьшается. Уравнение Пуассона с зарядом (6) в его правой части можно рассматривать как уравнение нелинейного осциллятора, полная энергия которого равна (10). Изменение полной энергии плазменных колебаний можно определить с помощью адиабатического инварианта (15). Подставив (11) под знак радикала (15), разложим его в ряд по малому параметру b_1, ограничиваясь старшим порядком:

$$I_w = \frac{\pi}{2}\sqrt{\omega_e^2 P}A^2 + \int\limits_0^{\varphi_m} \frac{b_1(\varphi_m - \varphi)^{3/2}}{\sqrt{\varphi(\varphi_m - \varphi)}}\, d\varphi, \qquad (16)$$

где $b_1 \sim f_0(u) - f_0(u_{mv})$. Вычислив интеграл в правой части, найдем адиабатический инвариант системы волна–плазма

$$I_w = \frac{\pi}{2}\sqrt{\omega_e^2 P}A^2 - \frac{4}{3}b_1\varphi_m^{3/2}.$$

При достаточно длительной эволюции волны $f_0(u_{mv}) \ll f_0(u)$ в коэффициенте b_1 можно пренебречь слагаемым, пропорциональным $f_0(u_{mv})$. Исключив в (16) $\omega_e^2 P$, с помощью (13) запишем адиабатической инвариант в виде

$$I_w = \frac{\pi}{2}A^2 - 14A^{3/2} f_0(u). \qquad (17)$$

Используя начальное условие, найдем

$$A^2 = A_0^2\left(1 + 9\,\frac{f_0(u)}{\sqrt{A}} - 9\,\frac{f_0(u_0)}{\sqrt{A_0}}\right). \qquad (18)$$

Это выражение найдено в приближении $f_0(u)/\sqrt{A} \ll 1$. Изменение нелинейной поправки в (18) обусловлено в основном изменением функции распределения $f_0(u)$, которая с уменьшением частоты волны экспоненциально растет. Амплитуду волны можно найти методом последовательных приближений, полагая в правой части (18) $A = A_0$. Из (18) видно, что с уменьшением концентрации и фазовой скорости волны ее амплитуда растет. Причем усиление волны в плазме с уменьшающейся концентрацией чисто нелинейный эффект, так как определяется нелинейной поправкой.

Усиление волны в процессе уменьшения плотности плазмы

Описание эволюции волны с помощью (14), (18), верное лишь в хвосте распределения электронов, можно обобщить на широкий диапазон фазовых скоростей вплоть до скоростей, близких к тепловой скорости электронов. Для этого решим систему уравнений (8), (15) в самом общем виде в случае конечных значений функции распределения $f_0(u)$. Подставив (11) в (8), (15), вынесем из-под знаков интегралов полученных выражений $\omega_e^2 P$. Затем, исключив в них $\omega^2 P$, найдем

$$I_w = \frac{1}{\pi}\int\limits_{\varphi_1}^{\varphi_m} \sqrt{\varphi_m - \varphi}\sqrt{\varphi - b_1(\varphi_m - \varphi)^{1/2}}d\varphi$$

$$\times \int\limits_{\varphi_1}^{\varphi_m} \frac{d\varphi}{\sqrt{\varphi_m - \varphi}\sqrt{\varphi - b_1(\varphi_m - \varphi)^{1/2}}}, \qquad (19)$$

где φ_1 — корень уравнения $\varphi = b_1(\varphi_m - \varphi)^{1/2}$. Вынесем из-под знаков интегралов φ_m^2 и сделаем замену переменной $x = \sqrt{1 - \varphi/\varphi_m}$, в результате после интегрирования в приближении $\varphi_m \ll b_1^2$ получим

$$I_w \approx \frac{128}{105}\,\frac{\varphi_m^4}{b_1^4}, \qquad (20)$$

откуда следует, что амплитуда волны с уменьшением концентрации плазмы увеличивается

$$A = A_0\,\frac{b_1}{b_{10}} = A_0\,\frac{f_0(u)}{f_0(u_0)}. \qquad (21)$$

Энергия резонансных пролетных электронов вычислена в [1]. Ее усредненное значение по длине волны равно

$$W_r = W_k = W_k|_{A=0} = -\frac{32}{9\pi}A^{3/2}u\,\frac{\partial f_0}{\partial u}\Big|_{V_z=u}, \qquad (22)$$

где $f_0 = f_0(V_z)$,

$$2\langle W_k\rangle = \left\langle \int\limits_{-\infty}^{\infty} dV_z V_z^2 f_0 \right\rangle$$

$$= \left\langle \frac{dW}{\upsilon}\Big\{(u+\upsilon)^2 f_+ + (u-\upsilon)^2 f_-\Big\}\right\rangle,$$

где $\upsilon = \sqrt{2(W - \varphi)}$. Добавив к (22) вклад нерезонансных электронов, полную энергию плазменных колебаний запишем в виде

$$W(u) = -\frac{32}{9\pi}A^{3/2}u\,\frac{\partial f_0}{\partial u}\Big|_{V_z=u} - \frac{A^2}{8}\,\frac{\partial}{\partial u}(uP). \qquad (23)$$

Так как в случае максвелловского распределения $\partial(uP)/\partial u = -N/u^2$, $\partial f_0/\partial u = -2uf_0/V_T^2$, то при условии

$$\frac{512}{9\pi}\,\frac{u^4 f_0(u)}{NV_T^2} \gg \sqrt{A}$$

энергия плазменных распределений определяется в основном энергией резонансных пролетных электронов.

Подставив (21) в (23), установим следующую зависимость энергии плазменных колебаний от фазовой скорости:

$$W(u) \approx -\frac{32}{9\pi}A_0^{3/2}u\left(\frac{f_0(u)}{f_0(u_0)}\right)^{3/2}\frac{\partial f_0(V_z)}{\partial u}\Big|_{V_z=u}. \qquad (24)$$

N/N_0	1.0	0.88	0.74	0.66	0.57	0.46	0.32	0.18
u/V_T	16.4	14.4	12.1	10.9	9.32	7.51	5.19	3.0
$f_0 \cdot 10^{-3}$	$2.66 \cdot 10^{-9}$	$2.66 \cdot 10^{-7}$	$2.67 \cdot 10^{-6}$	$2.79 \cdot 10^{-5}$	$9.27 \cdot 10^{-5}$	$3.68 \cdot 10^{-4}$	$2.64 \cdot 10^{-3}$	0.270
$b_1/\sqrt{2A}$	10^{-3}	10^{-2}	0.1	0.3	1.0	3.0	10.0	30
$x_{\min}$	$0.999 \cdot 10^{-3}$	$0.005 \cdot 10^{-2}$	$0.95 \cdot 10^{-1}$	0.6755	0.1784	0.9083	0.9902	0.999
S_{int}	1.231	1.209	1.009	0.676	0.178	0.0103	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-6}$
A/A_0	1.000	1.01	1.105	1.35	2.63	11.0	102	907

Отсюда видно, что с уменьшением фазовой скорости энергия резонансных пролетных электронов экспоненциально увеличивается.

Основным фактором увеличения энергии ленгмюровских колебаний в равновесной плазме является смещение этих колебаний в сторону бо́льших значений функции распределения, что приводит к увеличению числа резонансных электронов и их энергии колебаний. Систему уравнений (8), (15) можно решить численно. Для этого (19) запишем в виде

$$I_w = \frac{\varphi_m^2}{\pi} \int\limits_{x_{\min}}^{1} \sqrt{x(1-x) - \frac{b_1}{\sqrt{\varphi_m}}(1-x)^{3/2}}dx$$

$$\times \int\limits_{x_{\min}}^{1} \frac{dx}{\sqrt{x(1-x) - (b_1/\sqrt{\varphi_m})(1-x)^{3/2}}},$$

$x_{\min}$ — корень уравнения $x = (b_1/\sqrt{\varphi_m})\sqrt{1-x}$.

В таблице сведены воедино результаты численного расчета зависимости амплитуды волны от концентрации плазмы.

В таблице $S_{\text{int}} = \pi I_w/\varphi_m^2$. Из данных таблицы видно, что заметное усиление волны начинается, когда $b_1/\sqrt{2A} > 1$. Усиление волны максимально при фазовых скоростях, близких к тепловой скорости электронов. Однако когда фазовая скорость волны приближается к тепловой скорости электронов $u < 3V_T$, то волна затухает (затухание Ландау).

Таким образом, в квазистационарной плазме в процессе уменьшения ее концентрации энергия плазменных колебаний увеличивается. В хвосте распределения электронов усиление плазменных колебаний мало (18). Оно становится большим в области конечных значений функции распределения, т. е. вблизи тепловой скорости электронов. Если не учитывать краевые эффекты, то рассмотренный выше процесс усиления внутренней энергии при уменьшении плотности плазмы аналогичен термодинамическому процессу, в результате которого газом совершается механическая работа. При расширении газа его внутренняя энергия уменьшается, за счет этого совершается работа. Увеличение энергии плазменных колебаний при уменьшении плотности плазмы также происходит за счет уменьшения внутренней энергии плазмы.

Заключение

В технических приложениях большое значение имеют новые способы усиления и генерации плазменных колебаний, преобразование этих колебаний в электромагнитные волны. Выше рассмотрена возможность усиления энергии плазменных колебаний в процессе адиабатически медленного изменения параметров плазмы. При описании эволюции продольной волны в квазистационарной плазме необходимо учитывать, что эта задача не является замкнутой, так как в выделенном объеме однородной плазмы энергии системы волна–плазма в процессе медленного изменения параметров плазмы не сохраняется. Однако для системы волна–плазма, поведение которой описывается уравнением нелинейного осциллятора (10), можно записать гамильтоновые уравнения. Адиабатический инвариант (15) системы волна–плазма, записанный с помощью канонической пары переменных этих уравнений, позволяет установить зависимость между полной энергией системы волна–плазма и плотностью плазмы. Эта зависимость вместе с законом дисперсии плазменной волны полностью описывает изменение ее параметров в процессе изменения плотности плазмы. Установлено, что при уменьшении плотности плазмы энергия плазменных колебаний и их амплитуда экспоненциально увеличиваются. С уменьшением плотности плазмы внутренняя энергия плазмы уменьшается. Причем уменьшение внутренней энергии происходит не только из-за расширения объема плазмы и падения ее концентрации, но и из-за отбора части внутренней энергии, сопровождаемого ростом энергии плазменных колебаний.

Список литературы

[1] *Красовский В.Л.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 6. С. 1951.
[2] *Матвеев А.И.* // Изв. вузов. Физика. 2009. Т. 52. № 9. С. 3–9.
[3] *Уизем Д.Б.* Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
[4] *Заславский Г.М., Сагдеев Р.З.* Внедрение в нелинейную физику. М.: Наука, 1988. С. 17.
[5] *Красовский В.Л.* // ЖЭТФ. 1995. Т. 107. Вып. 3. С. 741.
[6] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1965. С. 162.