

УДК 532.59

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТОЗВУКОВЫХ СОЛИТОНОВ С КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫМИ ВОЛНАМИ

Е. М. Громов

Рассмотрено взаимодействие быстрых магнитозвуковых солитонов с верхне- и нижнегибридными квазипотенциальными волнами, распространяющимися поперек к внешнему магнитному полю. Рассмотрение проведено в приближении малости времени трансформации спектра высокочастотных волн по сравнению со временем изменения параметров солитона. В приближении геометрической оптики, когда длина волны высокочастотных волн много меньше характерной длины солитона, определена эволюция спектра высокочастотных волн в заданном поле солитона. Показана возможность отражения высокочастотных волновых пакетов от солитона при положительной дисперсии волн ($\partial^2\omega/\partial k^2 > 0$) и захвата — при отрицательной ($\partial^2\omega/\partial k^2 < 0$). Исследованы особенности трансформации спектра высокочастотных волн при наличии точки перегиба в дисперсионной характеристике этих волн. В приближении сохранения солитоном своей формы в присутствии высокочастотных волн найдено изменение параметров солитона.

1. Введение. Постановка задачи. Взаимодействие магнитозвуковых солитонов с плазменными волнами может приводить к значительным изменениям как спектра плазменных волн, в частности к его трансформации в коротковолновую область, так и параметров солитонов. Впервые адиабатическое взаимодействие высокочастотных и низкочастотных волн рассматривалось в [1] на примере ленгмюровских и ионно-звуковых волн. Адиабатическое взаимодействие возникает при равенстве фазовой скорости низкочастотной волны и групповой скорости высокочастотных волн. В [2, 3] аналогичным образом рассмотрено взаимодействие магнитозвуковых волн со случайным полем плазменных волн. В [4] учтено отражение ленгмюровских волн в поле сильной ионно-звуковой волны, приводящее к значительным, по сравнению с [1], изменениям спектра плазменных волн. Рассмотрение в [4] проведено в приближении линейной зависимости групповой скорости плазменных волн $V_{гр}$ от волнового числа. В этом случае уравнения движения волновых пакетов в поле ионно-звуковой волны аналогичны уравнениям движения частиц в переменном электрическом поле.

В данной работе рассмотрено взаимодействие плазменных волн с сильными магнитозвуковыми солитонами с учетом отражения плазменных волн от движущегося возмущения плотности и магнитного поля, создаваемого солитоном. В отличие от [4] рассмотрение проведено для плазменных волн, дисперсионная характеристика которых имеет точку перегиба. Вначале найдена трансформация спектра плазменных волн в заданном поле солитона. Затем определено изменение параметров магнитозвуковых солитонов под действием плазменных волн.

Предполагается, что магнитозвуковой солитон возникает в плазме с плазменной турбулентностью в момент времени $t = 0$ и распространяется поперек к внешнему магнитному полю H_0 . Волновые векторы предполагаются параллельными направлению движения солитона. В приближении геометрической оптики, когда длина волны плазменных волн много меньше масштаба неоднородности, создаваемого солитоном,

уравнения движения волновых пакетов плазменных волн в поле солитона имеют вид

$$\dot{x} = \partial\omega/\partial k, \quad \dot{k} = -\partial\omega/\partial x, \quad (1)$$

где ω и k — частота и волновое число плазменной волны, связанные дисперсионным соотношением [5]

$$\omega = \omega_0(1 + 2^{-1}a\beta(\xi)) + (2m^*)^{-1}k^2 - k^4/12\gamma. \quad (2)$$

Здесь $\omega_0 = \omega_{UH} = (\omega_{P_e}^2 + \omega_{H_e}^2)^{1/2}$, $a = (\omega_{P_e}^2 + 2\omega_{H_e}^2)/\omega_{UH}^2$, $m^* = \omega_{UH}(\omega_{P_e}^2 - 3\omega_{H_e}^2)/V_{Te}^2\omega_{P_e}^2$, $\gamma^{-1} = (5\omega_{P_e}^2 V_{Te}^4/6\omega_{H_e}^6\omega_{UH}^3)(\omega_{P_e}^2 + 2\omega_{H_e}^2)(\omega_{P_e}^2 - 3\omega_{H_e}^2)$ — для верхнегибридных квазипотенциальных плазменных волн,

$$\omega_0 = \omega_{LH} = \omega_{P_i}\omega_{H_e}/\omega_{UH}, \quad a = \frac{2\omega_{P_e}^2 + \omega_{H_e}^2}{\omega_{UH}^2},$$

$$m^* = \frac{4\omega_{H_i}^4(1 + \omega_{P_e}^2/\omega_{H_e}^2)}{\omega_{P_i}^2\omega_{LH}V_{T_i}^2(1 + 3(T_e m_e/T_i m_i))}, \quad \gamma = \frac{2}{3}\omega_{LH}(m^*)^2$$

— для нижнегибридных квазипотенциальных плазменных волн; $\omega_{P_{e(i)}} = (4\pi e^2 n_0/m_{e(i)})^{1/2}$ и $\omega_{H_{e(i)}} = eH_0/cm_{e(i)}$ — плазменная и циклотронная частоты для электронов (ионов); $V_{T_{e(i)}} = (T_{e(i)}/m_{e(i)})^{1/2}$ — тепловая скорость электронов (ионов); $\beta(\xi) = \Delta n(\xi)/n_0 = \Delta H(\xi)/H_0 = \beta_0(\xi) \operatorname{sech}^2(\xi/\Delta)$ — отличие концентрации плазмы и магнитного поля в солитоне от равновесных значений n_0 и H_0 ; $\xi = x - Vt$; V — скорость движения солитона; $\Delta = 2c/\omega_{P_e}\beta_0^{1/2}$ — ширина солитона. Соотношение (2) получено из общего дисперсионного соотношения [5] в приближении $kV_{Te}/\omega_{H_e} \ll 1$ для верхнегибридных и при $kV_{T_i}/\omega_{H_i} \ll 1$ для нижнегибридных квазипотенциальных плазменных волн.

Изменение параметров магнитозвукового солитона определяется из закона сохранения импульса для солитона и плазменных волн [4, 6]:

$$\frac{d}{dt} \left\{ \rho_0 c_a \int_{-\infty}^{\infty} \beta^2(\xi, t) d\xi + \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_k dk N_k k \right\} = 0, \quad (3)$$

где $N_k = |E_k(x, t)|^2/8\pi\omega_0$ — число квазичастиц с волновым числом k в точке x в момент времени t , E_k — амплитуда электрического поля плазменных волн, $c_a = H_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ — альфвеновская скорость, $\rho_0 = n_0 m_i$. Соотношение (3) совместно с (1) описывает взаимодействие магнитозвуковых солитонов с плазменными волнами.

2. Трансформация спектра плазменных волн. Рассмотрим движение высокочастотного волнового пакета плазменных волн (плазмонов) в заданном поле быстрого магнитозвукового (БМЗ) солитона. Уравнения движения (1) в системе отсчета, связанной с солитоном, имеют вид

$$\dot{\xi} = \left(\frac{1}{m^*} - \frac{k_*^2}{\gamma} \right) \tilde{k} - \frac{k_*}{\gamma} \tilde{k}^2, \quad \dot{\tilde{k}} = -\frac{\omega_0 a}{2} \beta'_\xi, \quad (4)$$

где k_* — волновое число плазменной волны, групповая скорость которой совпадает со скоростью движения солитона $(\partial\omega/\partial k)_{k=k_*} = V$, $\tilde{k} = k - k_*$. При достаточно малой скорости солитона, когда точка

группового синхронизма k_* лежит в длинноволновой области $k_*^2 \ll \gamma/m^*$, уравнения (4) принимают наиболее простой вид:

$$\tilde{\xi} = \tilde{k}/m^*, \quad \tilde{k} = -(\omega_0 a/2) \beta'_\xi. \quad (5)$$

В этом приближении уравнения движения плазмона в поле БМЗ волны полностью аналогичны уравнениям движения заряженной частицы с зарядом $S = \omega_0/2$ и массой m^* в электрическом поле с потенциалом $\Phi(\xi) = -a\beta(\xi)$. Фазовая плоскость системы (5) изображена на рис. 1 и 2 для $\beta_0 a/m^* > 0$ и $\beta_0 a/m^* < 0$ соответственно. Из рис. 1 видно, что в этом случае возможно отражение плазмонов от солитона: от переднего склона с увеличением частоты ω и волнового числа k , от заднего — с уменьшением. Интервал волновых чисел Δk_1 , в котором происходит отражение, определяется из уравнения для сепаратрисы I (рис. 1): $\Delta k_1 = \sqrt{a\omega_0 m^* \beta_0}$. С ростом амплитуды солитона β_0 интервал отражения Δk_1 быстро растет: $\Delta k_1 \sim \beta_0^{1/2}$, и при значительной амплитуде солитона возможна трансформация плазменных волн в коротковолновую область. Характерное время такой трансформации из (5) следующее: $\tau_1 = \Delta(m^*/a\omega_0\beta_0)^{1/2}$. При $\beta_0 a/m^* < 0$ происходит захват плазмонов солитоном (рис. 2).

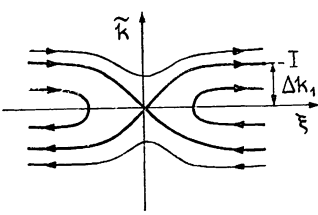


Рис. 1.

Рис. 1. Фазовая плоскость уравнений (5) при $\beta_0 a/m^* > 0$.

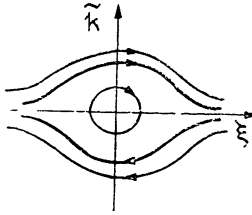


Рис. 2.

Рис. 2. Фазовая плоскость уравнений (5) при $\beta_0 a/m^* < 0$.

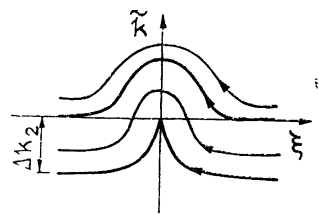


Рис. 3.

Рис. 3. Фазовая плоскость уравнений (6) при $a\gamma > 0$.

С увеличением скорости солитона V точка группового синхронизма перемещается в коротковолновую область $k_* \approx (\gamma/m^*)^{1/2}$. При этом возникает ряд особенностей воздействия БМЗ волн на плазменные волны. Так, при $m^*\gamma > 0$ дисперсионная характеристика (2) плазменных волн имеет точку перегиба $k_{\Pi} = (\gamma/m^*)^{1/2}$, что соответствует максимальной групповой скоростью плазменных волн $V_{гр}^{\max}$ при $k = k_{\Pi}$. Если скорость движения солитона V меньше $V_{гр}^{\max}$, то наиболее сильные изменения спектра плазменных волн возникают в окрестности двух точек группового синхронизма $k_1 = k_* < k_{\Pi}$ и $k_2 = \gamma k_* m^* > k_{\Pi}$, полученных из (4). С ростом V точки k_1 и k_2 сближаются, и при равенстве скорости солитона максимальной групповой скорости плазменных волн $V = V_{гр}^{\max}$ имеем $k_1 = k_2 = k_{\Pi}$ и уравнения (4) принимают вид

$$\tilde{\xi} = -(k_{\Pi}/\gamma) \tilde{k}, \quad \tilde{k} = -(\omega_0 a/2) \beta'_\xi. \quad (6)$$

Фазовая плоскость системы (6) при $a\gamma > 0$ изображена на рис. 3. Из рисунка видно, что в этом случае БМЗ солитон вносит обратимые изменения в спектр плазменных волн: частота и волновое число плазмонов до и после взаимодействия совпадают. Максимальная величина обратимого изменения волнового числа плазменной волны Δk_2 (рис. 3) опреде-

ляется соотношением $\Delta k_2 = (3a\gamma\omega_0\beta_0/2k_{*})^{1/3}$. Интервал Δk_2 может быть значительным уже при малых амплитудах солитона: $\Delta k_2 \sim \beta_0^{1/3}$.

3. Изменение параметров БМЗ солитона. Для определения изменения параметров БМЗ солитона под действием плазменных волн воспользуемся уравнением (3). В случае отражения плазменных волн от солитона скорость изменения импульса солитона в (3) при $t \gg \tau_1$ можно представить как разность потоков импульсов падающих и отраженных от солитона волн [6]:

$$\rho_0 c_a \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} \beta^2(\xi, t) d\xi = \int_{-\Delta k_1}^0 d\tilde{k} N_k^0 \tilde{k} V_{gp}^{(c)} - \int_0^{\Delta k_1} d\tilde{k} N_k^0 \tilde{k} V_{gp}^{(c)}. \quad (7)$$

Здесь N_k^0 — невозмущенный спектр плазменных волн, $V_{gp}^{(c)} = \tilde{k}/m^*$ — групповая скорость плазменных волн в системе отсчета, связанной с солитоном. В приближении сохранения солитоном своей формы под действием плазменных волн [7]:

$$\beta(\xi, t) = \beta_0(t) \operatorname{sech}^2(\xi/\Delta(t)), \quad \beta_0(t) \Delta^2(t) = 4c^2/\omega_{pe}^{-2},$$

из (7) получим

$$\frac{d\beta_0}{dt} = \frac{\omega_{pe}}{2\rho_0 c_a c m^* \beta_0^{1/2}} \left\{ \int_{-\Delta k_1}^0 d\tilde{k} \tilde{k}^2 N_k^0 - \int_0^{\Delta k_1} d\tilde{k} \tilde{k}^2 N_k^0 \right\}. \quad (8)$$

Соотношение (8) описывает как усиление, так и затухание БМЗ солитона под действием плазменных волн (первый и второй члены в фигурных скобках). При достаточно малой амплитуде солитона, когда интервал отражения Δk_1 много меньше масштаба неоднородности $(N_k^0(dN_k^0/dk))^{-1}$ функции распределения квазичастиц, возможна линейная аппроксимация невозмущенного спектра плазменных волн в окрестности k_* :

$$N_k^0 = N_{k=k_*} + (\partial N_k^0/\partial k)_{k=0} \tilde{k}. \quad (9)$$

Интегрируя (8) с учетом (9), получим следующее изменение амплитуды БМЗ солитона под действием плазменных волн:

$$\beta_0(t) = \beta_0(0) \left(1 - \frac{t}{\tau_0}\right)^{-2}, \quad \tau_0^{-1} = \frac{\omega_0^2 m^* a \omega_{pe}}{4\rho_0 c_a c} \beta_0^{1/2} \left(\frac{\partial N_k}{\partial \tilde{k}}\right)_{k=0}. \quad (10)$$

Соотношение (10) справедливо при достаточно малых амплитудах солитонов. Если же амплитуда солитона велика, так что интервал отражения Δk_1 перекрывает энергосодержащую область спектра N_k^0 , сосредоточенную при $k \ll k_*$, изменение $\beta_0(t)$ из (8) имеет вид

$$\beta_0(t) = \beta_0(0) \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^{2/3}, \quad \tau = \frac{4}{3} \frac{c_a c \omega_0 \beta_0^{3/2}(0)}{\omega_{pe} V^2 m^* c_s^2 W_0}, \quad W_0 = \frac{\int |E_k|^2 dk}{8\pi n_0 T_e}. \quad (11)$$

В случае захвата плазменных волн (рис. 2) их воздействие на БМЗ солитон значительно уменьшается и существенно только при временах $t \leq \tau_1$. Связано это с размещиванием плазмонов в поле солитона и установлением плато на интервале захвата функции распределения квазичастиц N_k .

Определим границы применимости полученных результатов. Проведенное выше рассмотрение справедливо, если характерное время ~~длина~~

нения спектра плазменных волн под действием БМЗ солитона τ_1 много меньше времени изменения параметров солитона τ . Так, при достаточно большой амплитуде солитона соотношение $\tau \gg \tau_1$ с учетом (11) накладывает ограничение на интенсивность плазменных волн:

$$W_0 \ll \frac{2}{3} \frac{a^{1/2} c_a \omega_0^{3/2}}{V^2 c_s^2 (m^*)^{3/2}} \beta_0^{5/2} (0).$$

Использованное в данной работе приближение геометрической оптики при рассмотрении трансформации спектра плазменных волн справедливо при достаточно малой по сравнению с шириной солитона Δ длине волны плазменных волн из интервала отражения $2\pi(k_* - \Delta k_1)^{-1} \ll \Delta$. Это накладывает ограничение на амплитуду солитона

$$\beta_0(0) \ll [m^* V / ((\pi \omega_p / c) + (a \omega_0 m^*)^{1/2})]^2.$$

При больших амплитудах БМЗ солитона рассмотрение трансформации спектра плазменных волн может быть проведено при произвольном соотношении длины волны плазменных волн и ширины солитона аналогично [6, 8].

Условие сохранения солитоном своей формы, заключающемуся в малости изменения β_0 за время $\tau_s = 2\Delta/\beta_0 c_a$, т. е. $\tau \gg \tau_s$ [7], отвечает соотношению

$$\beta_0(0) \gg (3V^2 c_s^2 m^* W_0 / \omega_0 c_a^2)^{1/3}.$$

В заключение отметим, что аналогичным образом могут быть рассмотрены задачи о трансформации плазменных волн под действием БМЗ ударных волн.

Автор выражает благодарность А. Я. Басовичу за интерес к работе и ряд замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Веденов А. А., Рудаков Л. И.— ДАН СССР, 1964, 159, № 4, с. 767.
2. Shukla P. K. and Yu M. Y.— Phys. Lett., 1976, 59A, № 1, p. 57.
3. Tagare S. G. and Zhelyazkov J.— Phys. Lett., 1977, 64A, № 1, p. 56.
4. Басович А. Я., Громов Е. М.— Физика плазмы, 1979, 5, № 4, с. 833.
5. Bernstein I. V.— Phys. Rev., 1958, 109, № 1, p. 10.
6. Басович А. Я., Громов Е. М., Таланов В. И.— ЖЭТФ, 1980, 79, № 1(7), с. 125.
7. Карпман В. И., Маслов Е. М.— ЖЭТФ, 1977, 73, № 2, с. 537.
8. Basovich A. Ya, Gromov E. M., Talanov V. I.— Physica, 1981, 2D, p. 158.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
16 июля 1981 г.

INTERACTION BETWEEN MAGNETOSOUND SOLITONS AND QUASI-POTENTIAL WAVES

E. M. Gromov

An interaction is considered between fast magnetosound solitons and upper and low hybrid quasi-potential waves propagating transverse an external magnetic field. The consideration is carried out in the approximation of small time spectrum transformation of high frequency waves in comparison with the time of the soliton parameter variation. The evolution of the spectrum of high-frequency waves in the given soliton field is defined in the approximation of the geometrical optics when the wavelength of high-frequency waves is much smaller than the characteristic length of the soliton. A possibility is shown of high-frequency wave packet reflection from the soliton with positive wave dispersion ($\partial^2\omega/\partial k^2 > 0$) and the trap—with the negative one ($\partial^2\omega/\partial k^2 < 0$). Peculiarities have been investigated of the spectrum transformation of high-frequency waves in the presence of contrary fluxure point in the dispersion characteristics of these waves. Variation of the soliton parameters is found in the approximation of soliton form conservation in the presence of high-frequency waves.