$$\Delta\omega^2 \gg \frac{d\,\omega_0(t')}{dt'} \tag{3}$$

можно пользоваться соотношением (1).

Предлагаемый метод измерений позволяет в 5—10 раз улучшить отношение сигнала к шуму при приеме сигналов от большинства пульсаров*. Кроме того при исследовании тонкой структуры импульса этот метод позволяет осуществить оптимальное стробирование отдельных участков импульса Действительно, если считать, что субимпульсы связаны в значительной степени с источником генерации, а не с рассеянием в среде [4, 5] и интервал корреляции для тонкой структуры достаточно широк (порядка 1 *Мгц* на $f = 100$ *Мгц* [6, 7]), то при измерениях с перестраиваемым приемником можно получить сигнал с хорошим разрешением по частоте (и, следовательно, по времени) и достаточно малой величиной шумовой дорожки, так как время усреднения сигнала, определяемое интервалом корреляции сигналов по частоте и величиной $\frac{d\,\omega_0(t')}{dt'}$, существенно больше величины τ', от которой зависит максимально допустимое время усреднения при наблюдении на фиксированной частоте.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, R. A. Collins, Nature, **217**, 709 (1968).
2. J. G. Davies, P. W. Horton, A. G. Lyne, B J. Rickerr, F. G. Smith, Nature, **217**, 910 (1968).
3. B. S. Tanenbaum, G. A. Zeissig, F. D. Drake, Science, **160**, 760 (1968).
4. F. D. Drake, H. D. Craft, J. Science, **160**, 758 (1968).
5. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В Зайцев, УФН (в печати)
6. B. J. Robinson, B. F. C. Cooper, F. F. Gardiner, K. Wielebinski T. L. Landecker, Nature, **218**, 1143 (1968).
7. M. M. Komesaroff, P. M. McCulloch, P. A. Hamilton, D. J. Cooke, Nature, **220**, 358 (1968).

Научно-исследовательский радиофизический институт при Горьковском университете

Поступила в редакцию 2 апреля 1969 г.

УДК 533 951

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ В МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

Д. Г. Ломинадзе, А. Д. Патарая

В работе [1] были исследованы установившиеся нелинейные волны сжатия, распространяющиеся поперек магнитного поля в трехкомпонентной квазинейтральной холодной плазме. Нелинейные волны, распространяющиеся под углом к внешнему магнитному полю в многокомпонентной холодной плазме, рассматривались в работе одного из авторов [2] В настоящем сообщении приводятся результаты анализа установившихся и неустановившихся нелинейных волн, распространяющихся в многокомпонентной плазме в отсутствие внешнего магнитного поля.

Рассмотрим неустановившиеся слабонелинейные волны в s = компонентной плазме. Исходная система уравнения имеет следующий вид

$$\frac{\partial f_l}{\partial t} + \frac{v_x \partial f_l}{\partial v_x} - \frac{Z_l e\,\delta_l}{m_l}\,\frac{\partial\varphi}{\partial x}\,\frac{\partial f_l}{\partial v_x} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = -4\pi e \sum_{l=1}^{s} \delta_l Z_l \int v_l dv_x dv_y dv_z, \tag{2}$$

---

* Эта оценка справедлива, если интервал частотной корреляции будет больше величины $\frac{df}{dt}T$. В противном же случае величина выигрыша уменьшается в 2—3 раза. Во всех случаях рассматривается выигрыш по отношению к максимальной величине сигнала, измеренной на фиксированной частоте.

где f_l-функция распределения частиц i-го сорта, e — абсолютная величина заряда электрона, m_i, Z_ie, δ_i — масса, величина и знак заряда частиц i-го сорта ($\delta_1=1$), v_x, v_y, v_z — составляющие микроскопической скорости частиц, φ — потенциал электростатического поля.

За параметр малости принята величина $\varepsilon > 0$, которая определяется из соотношения

$$M^2 = 1 + \lambda\varepsilon^2, \tag{3}$$

где $M = V/a_T$, V — скорость нелинейной волны, a_T — характерная скорость нелинейной волны, $\lambda = 1$ для волн сжатия и $\lambda = -1$ для волн разрежения

Все входящие в задачу величины будем разлагать по степеням ε. Например, потенциал электростатического поля φ будет иметь вид

$$\varphi/\varphi_0 = \varepsilon^2\varphi^{(2)} + \varepsilon^4\varphi^{(4)} + \ldots, \tag{4}$$

здесь

$$\varphi_0 = m_1 a_T^2/Z_1 e.$$

После некоторых несложных выкладок для потенциала $\varphi^{(2)}$ получим следующее уравнение Кортевега—де-Вриса:

$$A_1\left(\frac{\partial\varphi^{(2)}}{\partial\tau_1} - \frac{\lambda}{2}\frac{\partial\varphi^{(2)}}{\partial\xi_1}\right) + A_2\frac{\partial\varphi^{(2)}}{\partial\xi_1}\varphi^{(2)} + \frac{\partial^3\varphi^{(2)}}{\partial\xi_1^3} = 0, \tag{5}$$

где

$$\tau_1 = \varepsilon^3 t, \quad \xi_1 = \varepsilon(x_1 - Mt_1), \quad t_1 = t\,\Omega_1, \quad x_1 = x(\Omega_1/a_T),$$

$\Omega_1 = \left(4\pi n_{1\,0} Z_1^2/m_1\right)^{1/2}$, а коэффициенты A_1 и A_2 имеют вид

$$A_1 = -2a_1^{-1}\sum_{i=1}^{s} a_i q_i^{-2} M_i^2[M_i I'(M_i) + I(M_i)], \tag{6}$$

$$A_2 = 2a_1^{-1}\sum_{i=1}^{s} a_i q_i^{-3} M_i^4\left[4 - 8M_i I(M_i) - 4M_i^2 I'(M_i) - M_i I''(M_i)\right], \tag{7}$$

$$a_i = m_i n_{i0}/\rho_0, \quad \rho_0 = \sum_{i=1}^{s} m_i n_{i0}, \quad q_i = Z_1 m_i/Z_i m_1,$$

$n_{i\,0}$ — число частиц в единице объема для невозмущенного состояния плазмы, $M_i = a_T/v_{T_i}$, $v_{T_i} = (2\varkappa T_i/m_i)^{1/2}$ — тепловая скорость частиц i-го сорта, $\varkappa$-постоянная Больцмана, $I'(M_i) = \dfrac{dI}{dM_i}$, $I''(M_i) = \dfrac{d^2I}{dM_i^2}$.

Функция $I(M_i)$ содержит сингулярный интеграл, в подынтегральное выражение которого входит невозмущенная функция распределения частиц i-го сорта Для максвелловской функции распределения с температурой частиц T_i функция $I(M_i)$ принимает следующий вид:

$$I(M_i) = \pi^{-1/2}\int \frac{\exp(-x^2)}{M_i - x}\,dx. \tag{8}$$

Здесь $I(M_i)$ понимается в смысле главного значения

Как известно [3], для существования слабозатухающих «звуковых» волн малой амплитуды необходимо, чтобы плазма, состоящая из частиц j-го и k-го сортов, характеризовалась неравенством

$$v_{T_j} \ll a_T \ll v_{T_k}. \tag{9}$$

Выражение a_T определяется из уравнения

$$\sum_{i=1}^{s} a_i q_i^{-2} M_i^2[M_i I(M_i) - 1] = 0. \tag{10}$$

При выполнении условия (9) из (10) получим следующее дисперсионное соотношение:

$$a_T^2 = \Big(\sum_j a_j q_j^{-2}\Big) \Big/ \Big(2 \sum_k a_k q_k^{-2} / v_{T_k}^2\Big). \tag{11}$$

Из (11) легко найти все хорошо известные дисперсионные соотношения для «звуковых» колебаний (в приближении линейного закона дисперсии) для двух-и трехкомпонентной плазмы.

Выражение для коэффициентов A_1 и A_2 при выполнении условия (9) легко получить, отбрасывая члены более высокого порядка малости:

$$A_1 = 2a_1^{-1} \sum_j a_j q_j^{-2}; \tag{12}$$

$$A_2 = 3a_1^{-1} \sum_j a_j \delta_j q_j^{-3}. \tag{13}$$

Соотношение (11) в случае двухкомпонентной плазмы, состоящей из горячих электронов и холодных ионов, переходит в хорошо известное выражение для скорости ионного звука без дисперсии. Коэффициенты A_1 и A_2, вычисленные согласно формулам (12) и (13), в этом случае равны $A_1 = 2$, $A_2 = 3$

Для двухкомпонентной плазмы уравнение Кортевега-де-Вриса было получено в работе [4] на основе гидродинамического рассмотрения. Из сравнения (5) при значениях $A_1 = 2$ и $A_2 = 3$ с уравнением работы [4] видно, что нелинейный член уравнения (5) отличается коэффициентом 3/2, что, по-видимому, обусловлено кинетическим эффектом.

В случае установившегося движения $\dfrac{\partial}{\partial \tau_1} = 0$, тогда из уравнения (5) интегрированием можно получить выражение для потенциала в виде

$$\varphi^{(2)} = \varphi_{\max} \operatorname{sech}^2 \left[\left(\frac{\Delta_1 \lambda}{8}\right)^{1/2} \xi_1\right] \quad \left(\varphi_{\max} = \frac{3}{2} \lambda \frac{A_2}{A_1}\right). \tag{14}$$

Для двухкомпонентной плазмы $\varphi_{\max} = 1$, $a_T = (\varkappa T_e / m_1)^{1/2}$. В трехкомпонентной плазме для примесного звука, когда $v_{T_1} \ll a_T \ll v_{T_2}$, $v_{T_e} (Z_1 = Z_2 = 1)$, имеем

$$\varphi_{\max} = 1, \quad a_T^2 = \frac{n_{10}}{m_1} \left(\frac{n_{e0}}{\varkappa T_e} + \frac{n_{20}}{\varkappa T_2}\right)^{-1}, \tag{15}$$

а при выполнении неравенства $v_{T_1}, v_{T_2} \ll a_T \ll v_{T_e} (n_{10} + n_{20} = n_{e0})$

$$\varphi_{\max} = \frac{n_{10} m_2 + n_{20} m_1}{m_2^2 n_{10} + m_1^2 n_{20}} m_2, \qquad a_T^2 = \frac{n_{10} m_2 + n_{20} m_1}{n_{e0} m_1 m_2} \varkappa T_e. \tag{16}$$

Авторы выражают благодарность К Н Степанову за обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Березин, Р З Сагдеев, ПМТФ, 2, 8 (1966).
2 А. Д. Патарая, Ядерный синтез, 9, 121 (1969).
3. В. Л. Сизоненко, К. Н Степанов, Письма в ЖЭТФ, 7, 286 (1968).
4. H. Washimi, T. Taniuti, Ph. Rev. Lett., 17, 10 (1966).

Институт физики
АН Гр. ССР

Поступила в редакцию
23 июня 1969 г.