

ВОЗБУЖДЕНИЕ КИЛЬВАТЕРНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ СГУСТКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ. I

С. А. БАБАДЖАНЫАН, Э. В. СЕХПОСЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 15 июня 1992 г.)

Рассматривается задача о возбуждении кильватерной волны в плазме последовательностью сгустков заряженных частиц в линейном приближении. Проанализирован случай резонансного усиления кильватерного поля, имеющий место при определенных соотношениях между параметрами сгустков.

1. Возможность возбуждения продольных электрических полей большой амплитуды сгустком заряженных частиц или последовательностью сгустков в плазме широко обсуждается в последние годы в литературе (см., например, обзоры [1—3]).

Линейная теория возбуждения кильватерных волн в плазме сгустками электронов в целях ускорения и фокусировки пучков заряженных частиц к настоящему времени достаточно хорошо развита [4—11]. В работах [4—7] рассмотрена задача о возбуждении кильватерных волн последовательностью заданных сгустков с продольными размерами, значительно меньшими длины возбуждаемой волны, т. е., сгустков, точечных в продольном направлении. Распределение же заряда внутри сгустков в поперечных направлениях принято параболическим. В работе [8] распределение заряда в продольном направлении в сгустках имеет гауссовский характер при параболическом распределении в поперечных направлениях. В работе [9] сделана попытка решить задачу о возбуждении ускоряющих полей в плазме конечной последовательностью точечных сгустков в рамках самосогласованной теории, т. е., с учетом обратного влияния возбуждаемых сгустками полей на их собственное движение. Проблеме обеспечения высокого коэффициента трансформации в схеме ускорения кильватерными волнами посвящена работа [10] (см. также [2]), в которой, в частности, рассматривается возбуждение кильватерных волн в пассивных структурах последовательностью точечных сгустков с линейным распределением по номеру сгустка числа частиц в n -ом сгустке. В работе [11] дано решение задачи о возбуждении кильватерной волны двумерным сгустком заданной произвольной формы.

В данной работе рассматривается задача о возбуждении кильватерной волны в плазме последовательностью N протяженных однородных сгустков с плотностями n_k ($k=1, 2, \dots, N$), длинами d_k , отстоящих друг от друга на расстояниях l_k в линейном приближении.

когда, по крайней мере, необходимо выполнение условия $n_{bk}/n_0 \ll 1$, где n_0 — равновесная плотность электронов плазмы. Найдены выражения для возмущений плазмы — поля, скорости и плотности внутри и за k -ым сгустком в зависимости от параметров сгустков N , n_{bk} , d_k и l_k . Исследованы условия резонансного усиления кильватерного поля, возбужденного последовательностью N сгустков одинаковой плотности n_b и длины d с одинаковыми расстояниями l между ними. При этом условие применимости линейного приближения сводится не только к ограничению на плотность сгустков, но и к ограничению также на число сгустков N .

2. Рассмотрим возбуждение кильватерных волн в плазме пучком, состоящим из последовательности однородных сгустков электронов с длинами d_k и бесконечными поперечными размерами, следующих друг за другом вдоль оси z со скоростью v_0 , с расстояниями между задней границей k -го сгустка и передней границей $(k+1)$ -го, равными l_k . В этом случае распределение плотности пучка запишется в виде

$$n_b(\tilde{z}) = \begin{cases} n_{bk}, & \text{при } -\left(d_k + \sum_{s=1}^{k-1} L_s\right) \leq \tilde{z} \leq -\sum_{s=1}^{k-1} L_s, \\ 0, & \text{при } -\sum_{s=1}^k L_s \leq \tilde{z} \leq -\left(d_k + \sum_{s=1}^{k-1} L_s\right), \end{cases} \quad (1)$$

где n_{bk} — плотность k -го сгустка, $L_k = d_k + l_k$, $\tilde{z} = z - v_0 t$ и начало координат выбрано на фронте первого сгустка.

Плазму будем полагать бесконечной, холодной, однородной с равновесной плотностью n_0 и с неподвижными ионами. Мы ищем стационарные решения, когда все величины зависят от $\tilde{z} = z - v_0 t$. Тогда система уравнений гидродинамики для электронов плазмы и уравнений Максвелла в линейном приближении будет иметь следующий вид:

$$n_e(\tilde{z}) = n_0 \left(1 + \frac{v_e(\tilde{z})}{v_0}\right), \quad (2)$$

$$E(\tilde{z}) = \frac{m_e v_0}{e} \frac{dv_e(\tilde{z})}{d\tilde{z}}, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 v_e(\tilde{z})}{d\tilde{z}^2} + \frac{\omega_p^2}{v_0^2} v_e(\tilde{z}) = -\frac{4\pi e^2}{m_e v_0} n_b(\tilde{z}), \quad (4)$$

где $E = E_z$ — продольное электрическое поле, $v_e(\tilde{z})$ — скорости электронов плазмы, $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m_e}$ (m_e , e — масса и абсолютное значение заряда электрона), $v_e/v_0 \ll 1$. В точках, где $v_e(\tilde{z}) = 0$, $n_e(\tilde{z}) = n_0$. На фронте первого сгустка ($\tilde{z} = 0$) выполняются граничные условия

$$n_e(\tilde{z} = 0) = n_0, \quad v_e(\tilde{z} = 0) = 0, \quad E(\tilde{z} = 0) = 0. \quad (5)$$

Система уравнений (2—4) ввиду кусочной непрерывности функции распределения частиц пучка $n_b(\tilde{z})$ распадается на $(2N+1)$ систем уравнений по областям непрерывности, причем в силу непрерывности решений граничными условиями для k -ой области будут значения параметров плазмы $(k-1)$ -ой области на их общей границе. Решая их для области внутри произвольного k -го сгустка, получаем следующие выражения для возмущений плотности, скорости и напряженности поля:

$$\Delta n_{dk}(\tilde{z}) = -n_{bk} \left[1 - \cos k_p \left(\tilde{z} + \sum_{s=1}^{k-1} L_s \right) \right] + \Delta n_{l_{k-1}}(\tilde{z}), \quad (6)$$

$$v_{dk}(\tilde{z}) = -\frac{n_{bk}}{n_0} v_0 \left[1 - \cos k_p \left(\tilde{z} + \sum_{s=1}^{k-1} L_s \right) \right] + v_{l_{k-1}}(\tilde{z}), \quad (7)$$

$$E_{dk}(\tilde{z}) = -\frac{n_{bk}}{n_0} \frac{m_e \omega_p}{e} v_0 \sin k_p \left(\tilde{z} + \sum_{s=1}^{k-1} L_s \right) + E_{l_{k-1}}(\tilde{z}), \quad (8)$$

где $k_p = \frac{\omega_p}{v_0}$, $\Delta n_{l_{k-1}}$, $v_{l_{k-1}}$, $E_{l_{k-1}}$ — возмущения параметров плазмы за $(k-1)$ -ым сгустком:

$$\Delta n_{l_{k-1}}(\tilde{z}) = 2 \sum_{s=1}^{k-1} n_{bs} \sin k_p \frac{d_s}{2} \sin k_p \left(\tilde{z} + \frac{d_s}{2} + \sum_{q=1}^{s-1} L_q \right), \quad (9)$$

$$v_{l_{k-1}}(\tilde{z}) = 2 \sum_{s=1}^{k-1} \frac{n_{bs}}{n_0} v_0 \sin k_p \frac{d_s}{2} \sin k_p \left(\tilde{z} + \frac{d_s}{2} + \sum_{q=1}^{s-1} L_q \right), \quad (10)$$

$$E_{l_{k-1}}(\tilde{z}) = 2 \sum_{s=1}^{k-1} \frac{n_{bs}}{n_0} \frac{m_e \omega_p v_0}{e} \sin k_p \frac{d_s}{2} \cos k_p \left(\tilde{z} + \frac{d_s}{2} + \sum_{q=1}^{s-1} L_q \right). \quad (11)$$

Условие малости возмущения параметров плазмы по сравнению с их равновесными значениями (условие линейности задачи) приводит в общем случае к неравенствам

$$n_{bs} \ll n_0, \quad \sum_{s=1}^N n_{bs} \ll n_0, \quad s = 1, 2, \dots, N. \quad (12)$$

В случае, когда параметры сгустков и расстояния между ними одинаковые, выражения для возмущений плазмы за N сгустками принимают вид:

$$\Delta n_{l_N}(\tilde{z}) = 2n_0 \sin k_p \frac{d}{2} \frac{\sin k_p N \frac{(l+d)}{2}}{\sin k_p \frac{l+d}{2}} \sin k_p \left[\left(\tilde{z} + \frac{d}{2} \right) + (N-1) \frac{l+d}{2} \right], \quad (13)$$

$$v_{l_N}(\tilde{z}) = 2 \frac{n_b}{n_0} v_0 \sin k_p \frac{d}{2} \frac{\sin k_p N \frac{(l+d)}{2}}{\sin k_p \frac{l+d}{2}} \sin k_p \left[\left(\tilde{z} + \frac{d}{2} \right) + (N-1) \frac{l+d}{2} \right], \quad (14)$$

$$E_{lN}(\tilde{z}) = 2 \frac{n_b}{n_0} \frac{m_e \omega_p v_0}{e} \sin k_p \frac{d}{2} - \frac{\sin k_p N \frac{(l+d)}{2}}{\sin k_p \frac{l+d}{2}} \cos k_p \left[\left(\tilde{z} + \frac{d}{2} \right) + (N-1) \frac{l+d}{2} \right]. \quad (15)$$

Из приведенных выражений (13)–(15) видно, что при выполнении условия

$$l = d = m \lambda_p, \quad \lambda_p = \frac{2\pi}{k_p}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (16)$$

происходит N – кратное усиление возмущений плазмы (случай резонанса):

$$\Delta n_{lN}(\tilde{z}) = 2N n_b \sin k_p \frac{d}{2} \sin k_p \left(\tilde{z} + \frac{d}{2} \right), \quad (17)$$

$$v_{lN}(\tilde{z}) = 2N \frac{n_b}{n_0} v_0 \sin k_p \frac{d}{2} \sin k_p \left(\tilde{z} + \frac{d}{2} \right), \quad (18)$$

$$E_{lN}(\tilde{z}) = 2N \frac{n_b}{n_0} \frac{m_e \omega_p v_0}{e} \sin k_p \frac{d}{2} \cos k_p \left(\tilde{z} + \frac{d}{2} \right). \quad (19)$$

Из этих выражений в силу условия линейности получаем следующее условие на число сгустков, при котором полученные результаты верны:

$$N \ll \frac{1}{2} \frac{n_0}{n_b}. \quad (20)$$

Если же

$$d = k \lambda_p, \quad k = 1, 2, \dots, N \quad (21)$$

или

$$l + d = \frac{k \lambda_p}{N}, \quad (22)$$

где k не кратно N , то возмущения плазмы полностью локализируются внутри пучка, т. е., в области за пучком, как и впереди пучка, плазма будет невозмущенной.

В случае $d_k \rightarrow 0$ ($d_k \ll \lambda_p$), при условии, что $\lim_{d_k \rightarrow 0} (n_b d_k) = c_k \neq 0$, полученные выражения переходят в соответствующие выражения для пучка, состоящего из заряженных плоскостей.

В заключение приведем выражение для коэффициента трансформации R для резонансного случая, определив его как отношение максимального ускоряющего поля за N -ым сгустком к максимальному тормозящему полю внутри N -го сгустка:

$$R = \frac{2N}{2N-1} \quad (23)$$

Наибольшее значение $R=2$ достигается при $N=1$, а с ростом числа N сгустков $R \rightarrow 1$, т. е., $1 \leq R \leq 2$. Уменьшение R с числом сгустков происходит за счет уменьшения длины ускорения последнего сгустка, происходящего вследствие увеличения тормозящего поля в нем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Файнберг Я. Б. Физика плазмы, 13, 607 (1987).
2. Амагунни А. Ц., Лазнев Э. М., Нагорский Г. А. и др. ЭЧАЯ, 20, 1246 (1989).
3. Katsouleas T. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования, вып. 6(14), 106 (1990).
4. Ruth R. D., Chao A. W., Morton P. L., Wilson P. B. Part. Acc., 17, 171 (1985).
5. Chen P., Dawson J. M., Huff R. W. and Katsouleas T. Phys. Rev. Lett., 54, 693 (1985).
6. Chen P. Part. Acc., 20, 171 (1986).
7. Wilks S., Katsouleas T., Dawson J. M., Chen P., Su J. J. IEEE Trans. plasma Sci. PS-15 (2), 210 (1987).
8. Nakajima K. Preprint КЕК 89-79. А. 6 р. 1989.
9. Балакирев В. А., Блюх Ю. П., Мухин В. В., Онищенко И. Н., Файнберг Я. Б. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования, вып. 6(14), 135 (1990).
10. Laziev E. M., Tsakanov V. M. SLAC Proc., 1986, Linac Conf. SLAC-Rep.-303, 1986, p. 578.
11. Keinigs R., Jones M. E. Phys. Fluids., 30 (1), 252 (1987).

ԿԻՎԱՏՆԵՐԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՈՒՄԸ ՊԼԱԶՄԱՑՈՒՄ ԼԻՑԲԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԹԱՆՁՐՈՒԿՆԵՐԻ ՀԱՋՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՄԲ. I.

Ս. Ա. ԲԱԲԱԶՅԱՆՅԱՆ, Է. Վ. ՍԵՂՈՍՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Դիտարկված է թանձրուկների հաջորդականության կողմից պլազմայում կիվատերային ալիքների առաջացման խնդիրը գծային մոտավորությամբ: Ուսումնասիրված է կիվատերային դաշտի ռեզոնանսային ուժեղացման դեպքը, որը տեղի ունի թանձրուկների պարամետրերի միջև որոշակի առնչությունների դեպքում:

EXCITATION OF WAKE WAVES IN PLASMA BY A SUCCESSION OF CHARGED PARTICLE BUNCHES. I

S. A. BABADZHANIAN, E. V. SEKHOSSIAN, S. S. ELBAKIAN

The problem of excitation of wake waves in plasma by a succession of charged particle bunches is considered in the linear approximation. The case of resonant amplification of the wake field taking place for definite relations between the bunch parameters is analyzed.