

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТИЦ НА ДИСПЕРСИЮ ВОЛН БЕРНШТЕЙНА – ГРИНА – КРУСКАЛА

В.Д.Федорченко, Ю.П.Мазалов, А.С.Бакай
Б.Н.Руткевич

Впервые экспериментально исследовано влияние распределения резонансных частиц на дисперсию волн Бернштейна – Грина – Крускала. Приведено теоретическое объяснение наблюдаемых явлений

Волнами Бернштейна – Грина – Крускала (БГК) принято называть волны, содержащие заметное число захваченных частиц. Влияние захваченных частиц на дисперсию и форму волн изучалось в ряде теоретических работ [1 – 6]. Еще в работе Бома и Гросса [1] была найдена поправка к закону дисперсии, обусловленная захваченными частицами при специальном распределении последних. Бернштейн, Грин и Крускал [2] показали, что функцией распределения захваченных частиц можно распорядиться так, чтобы придать волне почти любую наперед заданную форму $\phi(\xi) = \phi(x - v_{\phi}t)$ при произвольной скорости распространения волны v_{ϕ} . В ряде более поздних работ [3 – 6] также рассматривалось влияние распределения захваченных частиц на дисперсию волн, однако экспериментально этот вопрос до настоящего времени не изучался.

Основная трудность – возбуждение волн БГК с контролируемой функцией распределения резонансных частиц – преодолена нами благодаря использованию многопучковой системы. Резонансными мы называем частицы, полная энергия которых в системе покоя волны $w = m(v - v_{\phi})^2/2 + e\phi$ не превышает $1,1 e\phi_s$ (ϕ_s – амплитуда волны). Именно распределение этих частиц определяет дисперсию и амплитуду установившейся волны.

Рассмотрим простейший вариант многопучковой системы, когда в плазму наряду с основным инжектируется также управляющий пучок меньшей плотности ($n_2 < n_1$), скорость которого меняется в широких пределах. Начальную функцию распределения двух пучков со средними скоростями v_1 и v_2 при $v_2 < v_{\phi}^0$ (v_{ϕ}^0 – начальная фазовая скорость волны) и $(v_1 - v_{\phi}^0) \sim (v_{\phi}^0 - v_2)$, в интервале (v_1, v_2) , см. рис. 1, можно приблизить кривыми второго порядка:

$$f_0 = \frac{1}{2} (v - v_{\phi})^2 [f_1'' \theta(v - v_{\phi}^0) + f_2'' \theta(v_{\phi}^0 - v)], \quad (1)$$

где f_1'' и f_2'' определяются из условия нормировки:

$$\frac{1}{2} f_{1,2}'' \int_0^{v_{1,2} + \Delta_{1,2}} (v - v_{\phi}^0)^2 dv = n_{1,2} \cdot \quad (2)$$

Здесь Δ – полуширина разброса пучка по скоростям.

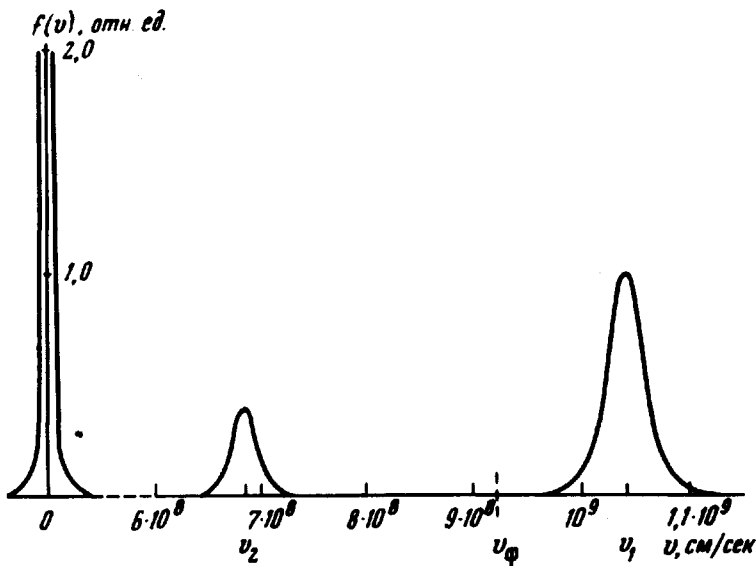


Рис. 1. Начальные функции распределения пучков по скоростям.

Из (1), (2) можно приближенно определить (подобно тому, как это делается в работах [4, 5]) функцию распределения резонансных частиц в установившейся волне. После чего из дисперсионного уравнения, вытекающего из уравнений Власова и Пуассона, путем вычислений сходных с проведенными в [4, 5], можно получить следующее выражение для поправки к фазовой скорости $\Delta v_{\phi}(\phi_s) = v_{\phi}(\phi_s) - v_{\phi}^0$

$$\Delta v_{\phi}(\phi_s) = -G \frac{m}{e} \frac{\omega_{pe}^2 (v_{\phi} - v_{gr})}{k^2} \frac{n^r}{n_0 \phi_s}, \quad (3)$$

где $n^r = n_1^r + n_2^r$ — плотность резонансных частиц, v_{gr} — групповая скорость, n_0 — плотность плазмы, G — множитель порядка единицы, зависящий от деталей процесса эволюции функции распределения, не поддающийся аналитическому определению.

Между величинами ϕ_s , n_1^r , n_2^r и $v_{\phi}(\phi_s)$ существует также соотношение, вытекающее из закона сохранения энергии:

$$\phi_s^2 = \frac{8\pi m}{k^2} \{ n_1^r [v_1^2 - v_{\phi}^2(\phi_s)] + n_2^r [v_2^2 - v_{\phi}^2(\phi_s)] \} \quad (4)$$

откуда видно, что амплитуда ϕ_s существенно зависит от начальной скорости v_2 , плотности n_2 управляющего пучка и может быть небольшой, порядка амплитуды захвата основного пучка ¹⁾:

$$\phi_s \approx 2^{-3} \left(\frac{m}{e} \right) v_1^2 \left(\frac{n_1}{2n_0} \right)^{2/3}. \quad (5)$$

¹⁾ Детальному исследованию зависимости амплитуды установившихся волн БГК от начальных плотностей и скоростей пучков в многопучковой системе посвящена работа [7].

Как следует из (3), изменение фазовой скорости пропорционально плотности резонансных частиц и обратно пропорционально амплитуде установившейся волны. В частности, в однопучковой системе когда $\phi_s^2 \sim 8\pi m k^{-2} n_1 v_1^2 (n_1/2n_0)^{1/3}$, поправка к фазовой скорости установившейся волны оказывается пренебрежимо малой. Этот результат получен также в работе [4].

Эксперименты проводились на установке, описанной в [7]. В плазменный цилиндр, находящийся в сильном магнитном поле ($\omega_{He} \gg \omega_{pe}$), инжектировались два электронных пучка, а на запитывающий электрод вблизи катодов подавался монохроматический сигнал ($f = 230 \text{ МГц}$), задававший частоту возбуждаемой пучками волны. Для исключения влияния низкочастотных ионных колебаний (наблюдаемых в диапазоне частот $5 + 100 \text{ кГц}$) последние подавлялись подачей небольшого положительного потенциала на коллектор. Фазовая скорость волны измерялась методом сравнения фаз опорного и принимаемого из плазмы на зонд сигнала. В эксперименте отношение плотностей пучков поддерживалось постоянным ($n_1/n_2 = 3$), в то время как их суммарная плотность могла изменяться. Экспериментальные зависимости амплитуды и фазовой скорости волны от начальной скорости управляющего пучка v_2 на расстоянии 34 см от начала плазменного столба при $(n_1 + n_2)/n_0 = 1 \cdot 10^{-3}$ и $0,5 \cdot 10^{-3}$ представлены на рис. 2 и рис. 3.

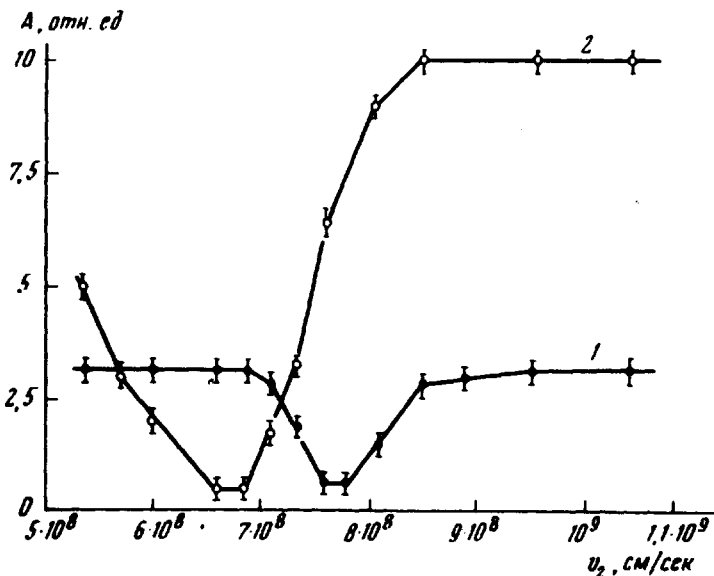


Рис. 2. Зависимости амплитуд волн от скорости управляющего потока: 1 - $n_1 + n_2/n_0 = 0,5 \cdot 10^{-3}$, 2 - $n_1 + n_2/n_0 = 1 \cdot 10^{-3}$

Из рис. 2 видно, что захват волной медленного управляющего пучка приводит к существенному ограничению ее амплитуды. Разница в уровнях амплитуд вне области ограничения ($v_2 \approx 8,5 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$) объясняется тем, что при меньшей суммарной плотности пучков (кривая 1 рис. 2) амплитуда волн не достигает уровня насыщения на длине столба. Можно убедиться, что соотношение (4) хорошо описывает зависимость амплитуды от $n_{1,2}$ и $v_{1,2}$ (см. [7]).

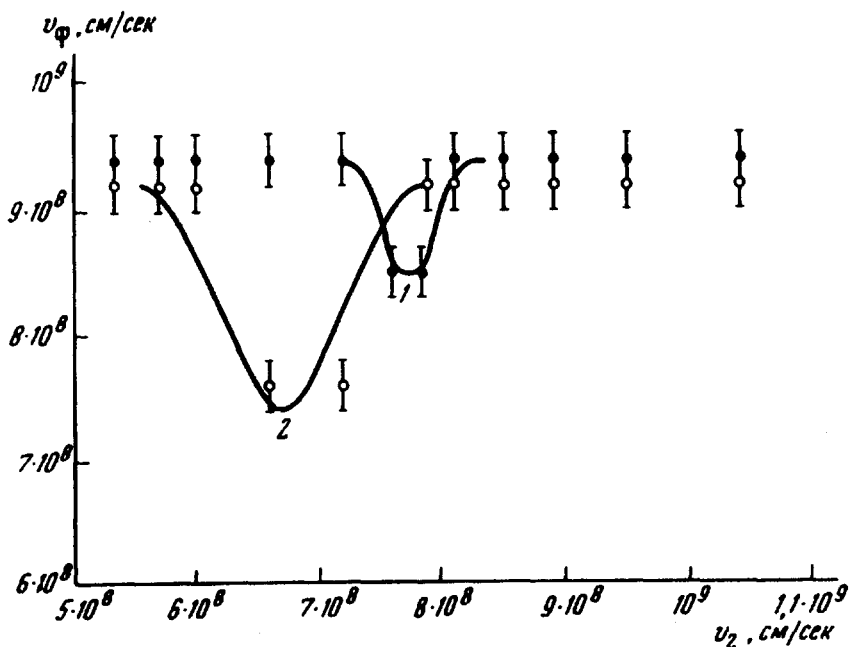


Рис. 3. Экспериментальные значения и теоретические зависимости фазовой скорости от скорости управляющего потока: 1 - $n_1 + n_2/n_0 = 0,5 \cdot 10^{-3}$, 2 - $n_1 + n_2/n_0 = 1 \cdot 10^{-3}$

Замечая, что в условиях эксперимента $v_1 \approx 10^9$ см/сек, $k \approx 1$ см⁻¹, $\omega_{pe} \approx 10^9$ сек⁻¹, $v_{гр} \approx v_\phi/2$, из (3) нетрудно оценить величину Δv_ϕ при $\phi_s = \phi_{s,t}$ (5), т. е. когда амплитуда установившейся волны минимальна. При $n^r \approx n_1 + n_2 = 10^{-3}n_0$ из (3) и (5) имеем: $\Delta v_\phi(\phi_{s,t}) \approx -4G \cdot 10^8$ см/сек. Экспериментально измеренное значение (см. рис. 3) при этом $\Delta v_\phi = -2 \cdot 10^8$ см/сек согласуется с полученной оценкой, если положить $G = 0,5$. Для случая вдвое меньшей суммарной плотности пучков, как следует из (3), Δv_ϕ должно быть примерно в два раза меньше. Это подтверждается и результатами измерений (рис. 3).

На рис. 3 приведены кривые 1 и 2 $v_\phi = v_\phi(v_2)$, полученные при подстановке в (3) экспериментально измеренной зависимости $\phi_s = \phi_s(v_2)$ (рис. 2). При этом считалось, что $n^r \sim n_1 + n_2$, а G — постоянная величина, которую мы выбрали так, чтобы кривая 1 проходила через одну из экспериментально измеренных точек. Мы видим хорошее согласие экспериментальных измерений и полученных теоретических оценок.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
16 мая 1974 г.

Литература

- [1] D.Bohm, E.P.Gross. Phys. Rev., 75, 1851, 1949.
- [2] I.V.Bernstein, J.M.Green, M.D.Kruskal. Phys. Rev., 108, 546, 1957.
- [3] G.Mozales, T.O'Neil. Phys. Rev. Lett., 28, 417, 1972.

- [4] W.M.Manheimer, R.W.Flynn. *Phys. Fluids*, **14**, 2393, 1972.
- [5] R.L. Duvaz. *Phys. Fluids*, **15**, 712, 1972.
- [6] А.И.Ахиезер, Р.В.Половин. *ТМФ*, **12**, 407, 1972.
- [7] В.Д.Федорченко, Ю.П.Мазалов, А.С.Бакай. Б.Н.Руткевич. *ЖЭТФ*, **65**, 2225, 1973.
-