

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЛАПСА ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.С.Липатов

На основе численного эксперимента установлено существование коллапса ленгмюровских волн в магнитном поле для начального распределения электрического поля в виде дипольной каверны.

В настоящее время подробно исследована динамика коллапса дипольного пакета ленгмюровских волн в отсутствие магнитного поля в плоском и аксиально-симметричном случаях [1 – 3]. Показано, что коллапс имеет изотропный автомодельный режим. В случае коллапса в магнитном поле имеется лишь асимптотическое решение, указывающее на анизотропный режим схлопывания [4]. Настоящая работа посвящена численному исследованию коллапса ленгмюровских волн в магнитном поле в дипольной аксиально-симметричной модели.

Следуя [1 – 5] запишем в безразмерном виде основную систему уравнений с учетом магнитного поля, направленного вдоль оси  $z$ :

$$2i\rho_t + \Delta\rho + A\Delta_{\perp}\Psi = \nabla(\eta\nabla\Psi), \quad \Delta\Psi = \rho \quad (1)$$

$$\eta_{tt} - \Delta\eta = \Delta|\nabla\Psi|^2, \quad \Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r},$$

где  $\rho$ ,  $\Psi$  – комплексные заряд и электростатический потенциал поля,  $\eta$  – вариация концентрации плазмы. Переход от размерных переменных к безразмерным определяется формулами:

$$t = \frac{3M}{m\omega_p} t', \quad r = 3\sqrt{\frac{M}{m}} \lambda_D r', \quad A = 3\frac{M}{m} \frac{\omega_H^2}{\omega_p^2} \quad (2)$$

$$\delta n = \frac{m}{3M} n_0 \eta, \quad |\nabla\Psi|^2 = \frac{16\pi m}{3M} n_0 T_e |\nabla\Psi'|^2,$$

где  $\omega_p$  – электронная плазменная частота,  $\lambda_D$  – дебаевский радиус,  $n_0$  – невозмущенная концентрация плазмы,  $T_e$  – температура электронов,  $\omega_H$  – электронная циклотронная частота. Система (1) имеет интегралы сохранения:

$$I_1 = \int |\nabla\Psi|^2 d\mathbf{r} \quad (\text{число плазмонов}) \quad (3)$$

$$I_2 = \int \left\{ \frac{V^2}{2} + \frac{\eta^2}{2} + |\rho|^2 + \eta |\nabla\Psi|^2 + A |\Delta_{\perp}\Psi|^2 \right\} d\mathbf{r} \quad (4)$$

$V$  – макроскопическая скорость плазмы.

В начальный момент времени  $t = 0$  задается распределение заряда в цилиндре ( $|z| \leq \pi$ ,  $r \leq \pi$ ) следующим образом:

$$\rho = \begin{cases} \rho_0 \sqrt{\omega} \sin \frac{\pi z}{2}, & \omega \geq 0 \\ 0, & \omega < 0 \end{cases} \quad \omega = 1 - \frac{r^2 + z^2}{4}. \quad (5)$$

Кроме того, считается, что при  $t = 0$

$$\eta = -|\nabla \Psi|^2, \quad \eta_t = 0. \quad (6)$$

На границе расчетной области  $z = \pm \pi$ ,  $r = \pi$  ставятся однородные граничные условия второго рода  $\frac{\partial \rho}{\partial n} = \frac{\partial \Psi}{\partial n} = \frac{\partial \eta}{\partial n} = 0$ . Такие условия определяют анизотропную дипольную каверну с осью вдоль магнитного поля, сохраняя  $l_1$ ,  $l_2$  в рассматриваемом цилиндре, причем поперечный размер каверны  $l_{\perp}$  много больше продольного  $l_{\parallel}$ .

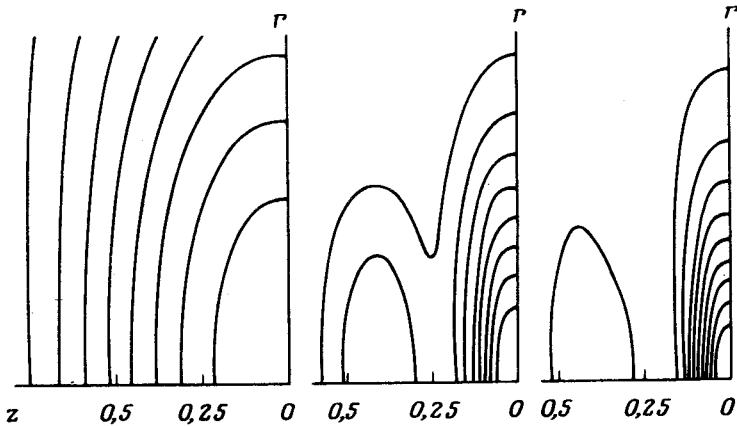


Рис. 1. Линии уровней  $|E|^2$  в режиме  $A = 100$ ,  $\rho_0 = 19$  для  $t = 0; 0,125; 0,175$ ;  $|E|_{max}^2 = 97,4; 384; 1364$

Численный расчет эволюции начального распределения поля и концентрации плазмы проводился в диапазоне параметров:

$$A = 0 + 500; \quad \rho_0 = 4 + 45.$$

Условие коллапса как и в отсутствие магнитного поля  $l_2 < 0$ . Появление в  $l_2$  большого положительного слагаемого, связанного с магнитным полем, приводит к тому, что коллапс развивается при существенно больших начальных плотностях заряда  $\rho_0$ .

Рассмотрим более подробно режим  $A = 100$ ,  $\rho_0 = 19$ . Расчетное распределение линий уровней  $|E|^2$ , соответствующее дипольной каверне имеет несколько (3 при  $\rho_0 = 19$ ) максимумов. В процессе развития мо-

дуляционной неустойчивости центральная коллапсирующая каверна, соответствующая основному максимуму  $|E|^2$  захватывает плазмоны из периферийной области. При этом выяснилось, что при малых начальных зарядах ( $\rho_0 < 9$ ) практически вся энергия уходит в коллапс, а с ростом  $\rho_0$  доля плазмонов в центральной коллапсирующей каверне уменьшается (этот результат имеет место и в отсутствии магнитного поля, его можно заметить из графиков для  $\rho_0 = 13$  [1]). Зависимость относительной доли плазмонов в центральной коллапсирующей каверне  $\delta$  от  $\rho_0$  дана на рис. 2. Необходимо отметить, что в условиях, когда в центральной каверне коллапсирует небольшая доля плазмонов, в периферийных максимумах поля может также развиваться коллапс.

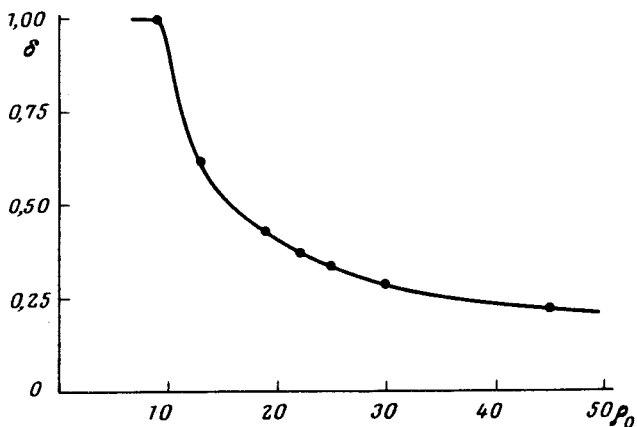


Рис. 2. Зависимость относительной доли плазмонов в основной коллапсирующей каверне  $\delta$  от начального заряда  $\rho_0$ .

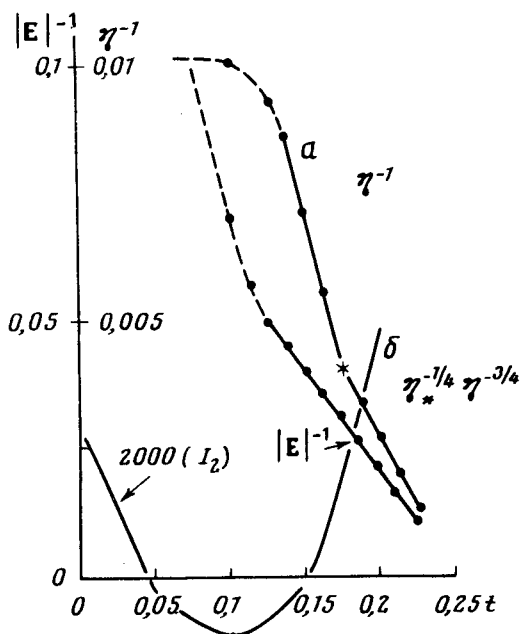


Рис. 3. Режимы автомодельности при  $A = 100$ ,  $\rho_0 = 19$ :  $a$  – анизотропный,  $b$  – изотропный; \* – точка изменения автомодельности, размеры каверны определены в сечении  $|E|^2 = 0,5 |E|_{max}^2$

Для сравнения численных решений с асимптотическими автомоделными решениями [4] проверялась автомоделность закона изменения характерных размеров каверны, роста поля и плотности. Из полученных результатов следует, что на начальной стадии, когда влияние магнитного поля существенно, поперечный размер каверны изменяется медленнее продольного  $l_{\perp} \sim l_{\parallel}^2 \sim t_0 - t$  в соответствии с [4]. Законы роста поля и плотности на начальной стадии схлопывания каверны  $|E|^{-1} \sim \eta^{-1} \sim t_0 - t$  (рис. 3) также соответствуют [4]. В процессе схлопывания влияние магнитного поля становится несущественным и законы изменения размеров, поля и плотности следуют изотропной каверне  $l_{\perp} \sim l_{\parallel} \sim |E|^{-1} \sim \eta^{-3/4} \sim t_0 - t$ . В данном режиме значение  $I_2$  составляет в среднем 5% от слагаемых величин в (4), изменение  $I_2$  дано на рис. 3.

Таким образом полученные численные решения подтверждают существование коллапса ленгмюровских волн в магнитном поле. Хотя магнитное поле затрудняет образование коллапса (возрастает интеграл  $I_2$ ) дипольное распределение электрического поля для  $I_2 < 0$  обязательно выходит в режим коллапса. При этом стационарное решение в форме трехмерного солитона [6] повидимому не реализуется.

Автор благодарит В.Д.Шапироги В.И.Шевченко за постановку задачи и неоднократное обсуждение результатов расчетов.

Институт космических исследований  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
1 июля 1977 г.

### Литература

- [1] Л.М. Дегтярев, В.Е.Захаров. Препринт №106, ИПМ АН СССР, М., 1974.
- [2] Л.М. Дегтярев, В.Е.Захаров, Л.И.Рудаков. Физика плазмы, 3, 439, 1976.
- [3] В.Е.Захаров, А.Ф.Мастрюков, В.С.Сынах. Физика плазмы, 1, 614, 1975.
- [4] В.В.Красносельских, В.И.Сотников. Физика плазмы, 3, 418, 1977.
- [5] В.Е.Захаров. ЖЭТФ, 62, 1745, 1972.
- [6] В.И.Петвиашвили. Физика плазмы, 2, 450, 1976.