

Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 29 - 31

5 июля 1970 г.

**ЭЛЕКТРОННЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ
В БЕССТОЛКОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ**

A.A.Иванов, B.D.Русанов, P.Z.Сайдеев

Недавно было обращено внимание на то, что расплывание сгустка горячих электронов в бесстолкновительной плазме может существенно тормозиться за счет коллективных эффектов [1].

При больших концентрациях горячих электронов основную роль играют следующие процессы. Разлет облака горячих электронов должен сопровождаться встречным потоком холодных электронов для компенсации заряда, поскольку ионы не успевают сдвинуться [2]. Холодные электроны при этом могут тормозиться вследствие эффекта аномального сопротивления.

Можно показать, что в этих условиях разлет сгустка горячих электронов может привести к образованию стационарного движущегося скачка плотности горячих электронов. Условия на этом скачке могут быть получены из законов сохранения, как для ударной волны.

Движение холодных электронов в электрическом поле, созданном горячими будем описывать как в теории аномального сопротивления. Для не слишком больших значений электрического поля токовая скорость $u = \alpha c_s$ (c_s — скорость ионного звука, α — константа, зависящая от детального вида функций распределения ионов и электронов, примем асимптотическое значение $\alpha \approx \sqrt[4]{m/M}$ [3]).

Температура холодных электронов будет меняться в соответствии с уравнением

$$\frac{3}{2} \frac{dT_x}{dt} = e \frac{\partial \phi}{\partial x} u .$$

Для токовой скорости отсюда имеем

$$3 \frac{M}{a^2} \frac{du}{dt} = e \frac{\partial \phi}{\partial x} . \quad (1)$$

Плотность холодных электронов n_x определяется из уравнения непрерывности

$$\frac{\partial n_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_x u) = 0.$$

Для плотности горячих электронов, много меньшей плотности плазмы, пользуясь условием квазинейтральности, можно получить уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_\Gamma}{\partial t} &= n_0 \frac{\partial u}{\partial x} , \\ n_\Gamma &= \int_{-\infty}^{\infty} f \left(\frac{mv^2}{2} - e\phi \right) dv . \end{aligned} \quad (2)$$

Исключая u из уравнений (1), (2) получим нелинейное волновое уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{dn_\Gamma}{d\phi} \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) = n_0 \frac{e\alpha^2}{3M} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} . \quad (3)$$

описывающее разлет облака горячих электронов. "Скорость звука", соответ-

ствующая уравнению (3) имеет вид $\sqrt{\frac{e\alpha^2}{3M}} \frac{1}{n_0} \frac{dn_\Gamma}{d\phi}$, аналогом риманов-

ского решения является $\phi = \phi \left(x - \sqrt{\frac{e\alpha^2}{3M}} \frac{1}{n_0} \frac{d\phi}{dn_\Gamma} t \right) +$. При $\frac{d}{dn_\Gamma} \left(\frac{d\phi}{dn_\Gamma} \right) > 0$

или $\frac{d^2 n_\Gamma}{d\phi^2} < 0$ фронт волны неограниченно укручивается.

Оставляя пока в стороне вопрос о ширине стационарной "ударной" волны, определим скорость этой волны. Из уравнений (1), (2) можно получить законы сохранения и скорость движения скачка

$$D = \alpha v_0 \sqrt{\frac{m}{3M} \frac{n_0}{n_{0\Gamma}}} , \quad \frac{mv_0^2}{2} = e\phi_{max}. \quad (4)$$

Здесь v_0 — максимальная скорость частиц для данной функции распределения.

Нижняя оценка ширины скачка $\sqrt{\frac{M}{m}} r_{de}$, может быть получена, если потребовать, чтобы внутри скачка успевал устанавливаться спектр ионозвуковых колебаний.

Как было отмечено требование образования "ударной волны" накладывает ограничения на зависимость $n(\phi)$, которая определяется функцией распределения горячих частиц по скоростям. Так, например, для максвелловского распределения $\frac{d}{dn_\Gamma} \left(\frac{d\phi}{dn_\Gamma} \right) < 0$ стационарная волна не образуется, имеет место

расплывание фронта, описываемое автомодельным решением (x/t) . Для функций распределения, имеющих более резкий спад (например для функции распределения, имеющей вид ступеньки) $n_\Gamma \sim \left(e\phi + \frac{mv_0^2}{2} \right)^{1/2}$, $\frac{\partial^2 n_\Gamma}{\partial \phi^2} < 0$ и образуется разрыв. В общем случае функции распределения могут приводить к сложной зависимости $n(\phi)$, когда на разных участках фронта может быть и укручение и расплывание. В принципе по виду фронта можно получить информацию о виде функции распределения горячих электронов. Таким образом, распространение тепла в бесстолкновительной плазме будет осуществляться за счет указанного механизма и может сопровождаться образованием волны с крутым фронтом. Подобный эффект может оказаться весьма существенным при нагреве плазмы мощным релятивистским пучком.

Поступила в редакцию
4 мая 1970 г.

Литература

- [1] Д.Д.Рютов, Р.З.Сагдеев. ЖЭТФ, 52, 541, 1970.
- [2] А.А.Иванов, Л.Л.Козоровицкий, В.Д.Русанов. ДАН СССР, 4, 184, 1969.
- [3] Г.Е.Векштейн, Р.З.Сагдеев. Письма в ЖЭТФ, 11, 305, 1970.