

СПЕКТР НАДТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, УСКОРЕННЫХ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

А.М.Быков, Ю.А.Уваров

*Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 9 апреля 1993 г. ●

Предложена модель и рассчитан спектр энергий надтепловых электронов в окрестности фронта сильной квазипродольной сверхкритической бесстолкновительной ударной волны. Показано, что доля электронов, инжектируемых из теплового фона в нетепловое распределение, экспоненциально зависит от числа Маха ударной волны.

1. Бесстолкновительные ударные волны (УВ) в разреженной плазме являются универсальным источником нетепловых заряженных частиц [1]. Особо важную роль играют УВ в проблеме формирования энергетических спектров заряженных частиц в астрофизических объектах самой различной природы [2,3]. В случае достаточно сильных УВ (с альфвеновским числом Маха M , превосходящим несколько единиц) диссипация, обусловленная аномальным сопротивлением электронов, оказывается недостаточной, и структура фронта определяется кинетическими неустойчивостями ионов. Такие УВ называют обычно сверхкритическими. Компьютерное моделирование структуры бесстолкновительных УВ с использованием гибридных кодов, рассматривающих протоны как частицы, а электроны как жидкость, позволило описать основные особенности сверхкритических квазипродольных УВ (с углом нормали фронта и локального магнитного поля менее $\pi/4$). Отметим здесь, что структура фронта и другие проявления существенно различны в случае квазипродольных и квазипоперечных волн [1,2]. В данной работе мы рассматриваем квазипродольные УВ. Показано [4,5], что фронт квазипродольной, сверхкритической УВ представляет собой весьма протяженную переходную область, заполненную флуктуациями магнитного поля с амплитудами $\delta B/B \sim 1$ и характерными частотами ниже гирочастоты иона. Генерация флуктуаций обусловлена неустойчивостями взаимопроникающих многопоточковых движений ионов. Ширина фронта квазипродольной УВ Δ достигает нескольких десятков инерционных длин иона (равных c/ω_{pi}).

Моделирование с использованием гибридных кодов позволило получить принципиальной важности результат – выделение в процессе релаксации флуктуаций внутри фронта сверхкритической квазипродольной УВ группы отраженных нетепловых ионов [4,5]. Отраженные ионы, имеющие гирорадиус, превышающий ширину фронта УВ, затем очень эффективно ускоряются сходящимися потоками плазмы, несущими МГД-флуктуации, посредством механизма Ферми [6,1]. Электроны с гирорадиусами больше, чем ширина фронта, будут также эффективно ускоряться механизмом Ферми первого порядка в окрестности квазипродольной УВ [7]. Однако нерелятивистский электрон должен иметь энергию в (m_p/m_e) раз большую, чем соответствующий протон, чтобы быть инжектированным в ускорение Ферми. Таким образом, проблема инжекции

электронов сводится, по-существу, к формированию нетеплового распределения электронов по энергиям вплоть до энергий порядка $(m_p/m_e)T_1$, где T_1 – температура плазмы в невозмущенной области. Здесь и далее индексами 1 и 2 мы будем отмечать величины, относящиеся соответственно к областям натекающего на фронт и оттекающего от фронта потоков плазмы.

Жидкостное описание электронов в гибридных кодах принципиально не позволяет получить информацию о нетепловых электронах. В то же время, основными источниками электромагнитного излучения астрофизических объектов в диапазоне частот от радио- до гамма-квантов являются именно нетепловые электроны. Поэтому в данной работе мы предлагаем модель, позволяющую рассчитать спектр энергий нетепловых электронов в окрестности квазипродольной УВ и оценить долю электронов, инжектируемых из теплового фона в фермиевское ускорение первого порядка сходящимися потоками магнитных неоднородностей.

2. Вычислим функцию распределения электронов в окрестности фронта сильной квазипродольной УВ, распространяющейся в плазме с $\beta = 4\pi P/B^2 \sim 1$ (где P – давление плазмы). Если альфвеновское число Маха УВ удовлетворяет условию $M < (\beta m_p/m_e)^{1/2}$, то скорости тепловых электронов превышают скорость ударного фронта. Угловое распределение электронов при этом близко к изотропному. Будем рассматривать фронт сверхкритической УВ как переходную область конечной ширины Δ (между натекающим и оттекающим потоками плазмы), в которой имеются сильные флуктуации магнитного поля. Характерная корреляционная длина флуктуаций λ сравнима с гирорадиусами ионов и существенно превышает гирорадиусы электронов с энергией, близкой к тепловой. Важно, что такие флуктуации непосредственно наблюдаются в квазипродольных УВ и четко проявляются при компьютерном моделировании [8,5]. Поскольку распределение флуктуаций в переходной области, по-видимому, почти изотропно [1,8], на масштабах, превышающих λ , движение электронов можно рассматривать как пространственную диффузию. Транспортный пробег замагниченных электронов в данном случае примерно равен длине корреляции сильных флуктуаций магнитного поля λ и не зависит от энергии. Продольный коэффициент диффузии для электронов с гирорадиусами меньше λ : $\kappa_{zz} \approx v\lambda/3$, где v – скорость электрона, а ось z направлена вдоль нормали к фронту УВ.

Флуктуационные вихревые электрические поля, индуцированные хаотическими потоками ионов в переходной области, определяют статистическое ускорение электронов. Эффектом ускорения электронов потенциальным электрическим полем в переходной области для сильной сверхкритической квазипродольной УВ можно пренебречь, поскольку скачок потенциала на фронте менее $0,05 m_p u_1^2$ для $M \sim 5$ и падает с ростом M (см. обзор [8]). Потенциальное поле такой величины не позволяет электронам приобрести энергию порядка $(m_p/m_e)T_1$.

Рассматриваем задачу в системе отсчета, в которой покоится переходная область фронта. Пренебрегаем медленными эффектами циклического реформирования фронта [8]. Изотропная часть квазистационарной функции распределения электронов по импульсам $N(z, p)$, нормированной на элемент фазового объема, в переходной области удовлетворяет уравнению [9]

$$\kappa_{zz} \frac{\partial N}{\partial z^2} - u \frac{\partial N}{\partial z} + \frac{p}{3} \frac{\partial N}{\partial p} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^4 D \frac{\partial N}{\partial p} = 0. \quad (1)$$

Здесь $u(z)$ – усредненный по флуктуациям плавный профиль изменения гидродинамической скорости (определяемой ионами). Коэффициент диффузии в пространстве импульсов $D(p) \approx \delta u^2 / 9\kappa_{zz}$ (см. в статье [9]), где δu – амплитуда флуктуаций скорости потоков ионов в переходной области. Для нерелятивистских электронов κ_{zz} пропорционален импульсу: $\kappa_{zz} \propto p$.

На границах переходной области, в точках $z = 0$ и $z = \Delta$, функция распределения $N(z, p)$ и поток в фазовом пространстве сшиваются с соответствующими величинами в натекающем и оттекающем потоках. Вне переходной области (фронта УВ), на расстояниях, больших λ , но меньших длины неупругой релаксации электрона, функции $N_{1,2}(z, p)$ удовлетворяют диффузионным уравнениям, которые получатся из (1), если в нем опустить последние два слагаемых. Функция $N_1(z, p)$, при $z \rightarrow -\infty$ в натекающем потоке, переходит в невозмущенную максвелловскую функцию распределения $n_{maxw}(p)$ с концентрацией электронов n_e и температурой T_1 . При $z \rightarrow \infty$ $N_2(z, p)$ считаем ограниченной.

Для решения проблемы инжекции нетепловых электронов в режим фермиевского ускорения первого порядка, как отмечено выше, достаточно вычислить функцию распределения $N(z, p)$ при $z = 0$ для электронов с энергиями порядка $(m_p/m_e)T_1$. Аналитическое рассмотрение можно выполнить для профиля усредненной скорости в переходной области вида $u(z) = u_1 - (u_1 - u_2)z/\Delta$. Система уравнений и граничных условий, описанная выше, сводится к уравнению для вспомогательной функции $g(\mu)$, через которую выражаем интересующую нас величину $N(0, p)$. В безразмерных переменных данные уравнения имеют вид

$$N(0, \xi) = \int_0^{\infty} d\mu g(\mu) \cos(\mu) \exp(\omega(\mu)\xi), \quad (2)$$

$$\int_0^{\infty} d\mu g(\mu) \cos(\mu) \exp(\omega(\mu)\xi) - \frac{\xi}{\Gamma} \int_0^{\infty} d\mu g(\mu) \mu \sin(\mu) \exp(\omega(\mu)\xi) = n_{maxw}(\xi), \quad (3)$$

где безразмерный импульс $\xi = p/(2m_e T_1)^{1/2}$. Функция $\omega(\mu)$ определена как

$$\omega(\mu) = \frac{3}{8\alpha\Gamma} \left[1 - \left(1 + \frac{64}{9}\alpha\mu^2 \right)^{1/2} \right], \quad (4)$$

а параметры $\Gamma = u_1\Delta/v_{Te}\lambda$, $\alpha = \delta u^2/u_1^2$.

Асимптотическое решение уравнения (3) при $\xi \gg \Gamma \geq 1$ имеет вид

$$N(0, \xi) \approx n_e \frac{\pi^{3/2} C \xi}{6\Gamma \psi(\alpha)} \exp \left[\frac{3\xi}{8\alpha\Gamma} (1 - \psi^2(\alpha)) \right], \quad (5)$$

где использовано обозначение

$$\psi(\alpha) = \left(1 + \frac{16\pi^2}{9}\alpha \right)^{1/4}. \quad (6)$$

Безразмерная постоянная C , вообще говоря, зависит от конкретного вида профиля усредненной скорости в переходной области $u(z)$. Оценки дают значения величины $0, 1 \leq C < 1$.

3. Итак, в рамках предложенной модели показано, что флуктуации магнитного и вихревого электрического полей, индуцированные неустойчивостями взаимопроникающих потоков ионов в переходной области фронта сверхкритической квазипродольной УВ формируют нетепловое распределение электронов (5). Функция распределения надтепловых электронов (5) на границе натекающего потока и переходной области фронта УВ позволяет оценить долю электронов η_e , инжектируемых в режим ускорения сходящимися потоками магнитных неоднородностей:

$$\eta_e \approx \frac{N(0, \xi)}{n_e} \Big|_{\xi=(m_p/m_e)^{1/2}} \quad (7)$$

Поскольку параметр $\Gamma \approx M(m_e/m_p\beta)^{1/2}(\Delta/\lambda)$, доля инжектируемых электронов η_e , согласно (5) и (7), существенно зависит от числа Маха УВ. Причем следует заметить, что величина (Δ/λ) – число длин корреляции сильных флуктуаций в переходной области фронта УВ в общем случае, тоже зависит от числа Маха УВ. Принимая типичные значения параметров $(\Delta/\lambda) \sim 30$, $\alpha \sim 0,3$ для $M \sim 10$, получим из (5) оценку для величины $\eta_e \sim 10^{-5}$. Знание величины η_e дает возможность вычислить абсолютные значения потоков нетепловых электронов, ускоренных сходящимися потоками магнитных неоднородностей с учетом нелинейного воздействия нетепловых ионов на структуру фронта УВ [7].

Сильная зависимость темпа инжекции электронов в режим фермиевского ускорения первого порядка от числа Маха УВ существенно отличает инжекцию электронов от инжекции ионов. В процессе инжекции ионов не наблюдается столь сильной зависимости от числа Маха [1,4]. Модель, предложенная в работе, предсказывает для сильных квазипродольных УВ существенный рост отношения потока нетепловых электронов к потоку нетепловых ионов по мере увеличения числа Маха УВ.

Авторы благодарны И.Н.Топтыгину и Дж.Б.Филду (G.V.Field) за полезные обсуждения.

-
1. F.C.Jones and D.C.Ellison, *Space Sci. Rev.* **58**, 259 (1991).
 2. А.А.Галеев, В кн.: Исследование космического пространства (Итоги науки и техники ВИНИТИ) **27**, 3 (1988).
 3. R.D.Blandford, AIP Conf. Proc. N°264, (ed.G.Zank, T.Gaisser), p.430, 1992.
 4. K.V.Quest, AIP Conf. Proc. N°264, (ed.G.Zank, T.Gaisser), p.348, 1992.
 5. M.Sholer, AIP Conf. Proc. N°264, (ed.G.Zank, T.Gaisser), p.125, 1992.
 6. Г.Ф.Крымский, ДАН СССР **234**, 1306 (1977).
 7. D.C.Ellison and S.P.Reynolds, *Astrophys. J.* **382**, 242 (1991).
 8. J.R.Kan, M.E.Mandt, and L.H.Lyu, *Space Sci. Rev.* **57**, 201 (1991).
 9. А.М.Быков, И.Н.Топтыгин, ЖЭТФ **97**, 195 (1990).