

КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОНОВ В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛНАХ

А. М. Быков*, Ю. А. Уваров†

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 7 июля 1998 г.

Исследована кинетическая модель формирования нетеплового спектра электронов в окрестности фронта квазипродольной сверхкритической бесстолкновительной ударной волны. Нерезонансные взаимодействия электронов с флуктуациями, генерированными кинетическими неустойчивостями ионов в переходной области внутри фронта ударной волны, играют основную роль в нагреве и предускорении электронов. Рассчитан энергетический спектр электронов в окрестности ударной волны. Показано, что нагрев и предускорение электронов происходят на масштабе порядка нескольких сотен инерциальных длин ионов в окрестности вязкого скачка. Хотя функция распределения электронов в окрестности фронта существенно неравновесная, низкоэнергичная ее часть может быть аппроксимирована максвелловским распределением. Полученная таким образом эффективная температура электронов T_2^{eff} за фронтом растет с ростом числа Маха волны медленнее, чем по адиабате Гюгонио. Определены условия, при которых нагрев электронов неэффективен, однако имеет место эффективное их ускорение до высоких энергий. Высокоэнергичная асимптотика функции распределения степенная, с показателем, определяющимся полной степенью сжатия плазмы, как и в случае ускорения Ферми первого порядка. Модель применена также к описанию важного в приложениях случая ускорения электронов ударными волнами с большими полными числами Маха, структура которых модифицирована нелинейным воздействием нетепловых ионов и состоит из протяженного предфронта с плавным изменением макроскопических параметров и вязкого скачка скорости с умеренным числом Маха.

1. ВВЕДЕНИЕ

Физические процессы релаксации сильно неравновесных нелинейных возмущений плазмы, ответственные за формирование и структуру бесстолкновительных ударных волн, имеют фундаментальное значение для моделирования разнообразных объектов с высоким энерговыделением в космической плазме [1–5]. Бесстолкновительные ударные волны в разреженной плазме являются универсальным источником нетепловых заряженных частиц и наблюдаемого излучения [1, 6]. В случае достаточно сильных ударных волн (с альфвеновским числом Маха M , превосходящим несколько единиц) диссипация, обусловленная аномальным сопротивлением электронов, оказывается недостаточной и структура фронта определяется кинетическими неустойчивостями ионов. Такие бесстолкновительные ударные волны называют сверхкритическими [7]. При этом, чтобы избежать недоразумений, следует иметь в виду, что понятие сверхкритической столкновительной ударной волны в радиоативной газодинамике имеет другое определение [8]. В данной работе речь идет только о бесстолкновительных сверхкритических ударных

* E-mail: byk@astro.ioffe.rssi.ru

† E-mail: uv@astro.ioffe.rssi.ru

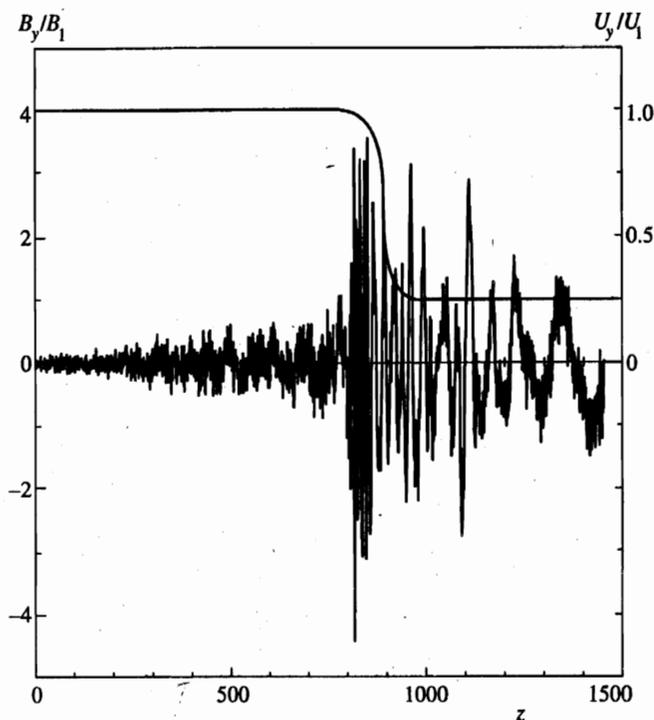


Рис. 1. Профиль флуктуирующего магнитного поля в окрестности вязкого скачка по данным работы [12] с наложенным на него характерным профилем скорости потока (z в единицах c/v_{pi})

волнах. Лабораторное моделирование бесстолкновительных ударных волн представляет собой чрезвычайно сложную проблему, однако имеется весьма обширный наблюдательный материал о структуре ударных волн в межпланетной среде [9, 10]. Компьютерное моделирование структуры бесстолкновительных ударных волн с использованием гибридных кодов, рассматривающих протоны как частицы, а электроны как жидкость, позволило описать основные особенности сверхкритических квазипродольных ударных волн (с углом нормали фронта и локального магнитного поля менее $\pi/4$) [11, 12]. Отметим здесь, что структура фронта и другие проявления существенно различны в случае квазипродольных и квазипоперечных волн. Теории квазипоперечных бесстолкновительных ударных волн и их наблюдениям посвящены, в частности, статьи [13–16]. В данной работе мы рассматриваем квазипродольные ударные волны.

Фронт квазипродольной сверхкритической ударной волны представляет собой весьма протяженную переходную область, заполненную флуктуациями магнитного поля с амплитудами $\delta B/B \sim 1$ и характерными частотами ниже гирочастоты иона [10] (рис. 1). Генерация флуктуаций обусловлена неустойчивостями взаимопроникающих многопоточковых движений ионов [11]. Ширина фронта (переходной области) Δ квазипродольной ударной волны достигает нескольких десятков инерционных длин иона $l_i = c/\omega_{pi}$.

Моделирование с использованием гибридных кодов позволило получить результат принципиальной важности — выделение в процессе релаксации флуктуаций вну-

три фронта сверхкритической квазипродольной ударной волны группы отраженных нетепловых ионов [11]. Отраженные ионы, имеющие гирорадиус, превышающий ширину фронта ударной волны, затем очень эффективно ускоряются сходящимися потоками плазмы, несущими МГД флуктуации, посредством механизма Ферми [1, 17, 18, 4]. Электроны с гирорадиусами, большими ширины фронта, будут также эффективно ускоряться механизмом Ферми первого порядка в окрестности квазипродольной ударной волны [19]. Однако нерелятивистский электрон должен иметь энергию в m_p/m_e раз большую, чем соответствующий протон, чтобы быть инжектированным в механизм ускорения 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 [20]. Здесь и далее индексами 1 и 3 мы будем отмечать величины, относящиеся соответственно к областям натекающего на фронт и оттекающего от фронта потоков плазмы. Индекс 2 относится к величинам в переходной области.

Жидкостное описание электронов в гибридных кодах принципиально не позволяет получить информацию о нетепловых электронах. Однако, поскольку флуктуации магнитного поля в переходной области сверхкритической ударной волны определяются кинетическими неустойчивостями ионов, содержащих основную энергию, диссипируемую в ударной волне, можно исследовать влияние флуктуаций магнитного поля на кинетику электронов, рассматривая последние как пробные частицы. При таком подходе электроны не оказывают динамического воздействия на флуктуации, но влияние электронной жидкости на дисперсионные свойства волн учитывается при моделировании на основе гибридных кодов. На этом основана наша модель, позволяющая рассчитать энергетический спектр электронов вблизи быстрой квазипродольной ударной волны с локальным альфвеновским числом Маха вязкого скачка

$$M < M_* \equiv (\beta m_p/m_e)^{1/2}.$$

Здесь $\beta' = 4\pi P/B^2$, где P — давление плазмы. Кроме того, модель может быть применена и для моделирования кинетики электронов в окрестности протяженных бесстолкновительных ударных волн с большими числами Маха ($M > M_*$), распространяющихся в турбулентной плазме, в частности, для ударных волн оболочек сверхновых звезд с числами $M \sim 100$ и более (см. разд. 5). В этом случае за счет нелинейных эффектов взаимодействия ускоренных частиц с натекающим потоком ионов должно происходить эффективное сглаживание профиля скорости ионного потока давлением быстрых ускоренных частиц, проникающих в область «невозмущенного» потока перед фронтом ударной волны [1, 4]. Характерный масштаб области плавного торможения натекающего потока, называемой предфронтом,

$$l_{pf} \sim (v_i/u)\lambda_i,$$

где λ_i и v_i — транспортный пробег и скорость ускоренных нетепловых ионов, содержащих существенную долю энергии потока, термализуемого в ударной волне, а u — скорость ее фронта. Детальное моделирование крупномасштабной структуры такой ударной волны с использованием стандартных гибридных кодов, имеющих пространственное разрешение порядка l_i , затруднительно, поскольку $l_{pf} \gg l_i$. Такая ударная волна успешно моделируется методом Монте-Карло [4]. Показано, что фронт сильной бесстолкновительной ударной волны должен состоять из протяженного предфронта и вязкого скачка скорости, соответствующего локальному числу Маха M , которое много

меньше полного числа Маха ударной волны [1, 4, 21]. При этом сжатие вещества на скачке (масштаб порядка сотен l_i) может быть много меньше полного сжатия среды в ударной волне с учетом сжатия в предфронте. Уместно отметить, что задолго до первых результатов, описывающих структуру бесстолкновительной ударной волны, модифицированной давлением нетепловых частиц, физические модели столкновительных ударных волн в рамках многожидкостной радиоактивной газодинамики [8, 22, 23] предсказывали структуру сильных ударных волн с протяженным предфронтом. Более того, были определены условия реализации как разрывных решений для ударных волн с изоэлектроннотермическим скачком, так и непрерывных течений в зависимости от силы волны и давления излучения перед фронтом [23].

Мы учтем взаимодействие электронов с предфронтом (масштабы порядка l_{pf}) в адиабатическом приближении, а неадиабатический нагрев и ускорение электронов на скачке плотности с числом Маха меньшим M_* выполним на основе модели, изложенной ниже. Если локальное альфвеновское число Маха натекающего потока в сильной ударной волне превосходит M_* , распределение тепловых электронов становится существенно анизотропным и тогда важны эффекты генерации мод типа вистлеров. В работах [24, 25] выполнено детальное исследование ускорения электронов в сильных квазипродольных ударных волнах с $M \geq M_*$. Ранее [26] неадиабатический нагрев электронов в квазипоперечной ударной волне с $M \geq M_*$ моделировали при помощи гибридного кода. Расчеты продемонстрировали высокую эффективность нагрева. Как было отмечено выше, нетепловые распределения электронов непосредственно при использовании гибридного кода изучены быть не могли.

Заметим, что мы ограничиваем наше рассмотрение случаем нерелятивистских ударных волн, в которых динамика потока определяется ионной компонентой. Моделированию релятивистских ударных волн в электрон-позитронной плазме посвящены, в частности, работы [27, 28]. Кинетическая модель для описания спектра электронов в окрестности бесстолкновительной ударной волны описана в разд. 2. В разд. 3 обсуждается эффективная температура электронов. Приложения развитой теории к прямым наблюдениям электронов в межпланетных ударных волнах изложены в разд. 4. В разд. 5 кратко описаны приложения модели к галактическим источникам жесткого электромагнитного излучения.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Рассмотрим бесстолкновительную ударную волну, распространяющуюся в плазме с $\beta \sim 1$. Если альфвеновское число Маха ударной волны удовлетворяет условию $M < M_*$, то скорости тепловых электронов превышают скорость ударного фронта. Угловое распределение электронов при этом близко к изотропному.

Будем рассматривать фронт сверхкритической ударной волны как переходную область конечной ширины Δ (между натекающим и оттекающим потоками плазмы), в которой имеются сильные флуктуации магнитного поля и вихревое электрическое поле. В данной работе мы ограничимся рассмотрением плоского фронта ударной волны, пренебрегая его кривизной. Характерная корреляционная длина флуктуаций l_c сравнима с гирорадиусами ионов и существенно больше гирорадиусов электронов с энергией, близкой к тепловой. Важно, что такие флуктуации непосредственно наблюдаются в квазипродольных ударных волнах и четко проявляются при компьютерном моделиро-

вании [29]. Поскольку распределение флуктуаций в переходной области, по-видимому, близко к изотропному [10], на масштабах, превышающих l_c , движение электронов можно рассматривать как пространственную диффузию. Транспортный пробег замагниченных электронов Λ_2 в данном случае примерно равен длине корреляции сильных флуктуаций магнитного поля $\Lambda_2 \sim l_c$ для электронов с гирорадиусами меньше l_c и почти не зависит от энергии при $E \leq T_1(m_p/m_e)$, если спектр флуктуаций магнитного поля близок к одномасштабному или уменьшается с ростом волнового числа κ по закону $\kappa^{-\nu}$ с $\nu \geq 2$.

Продольный микроскопический коэффициент диффузии для электронов с гирорадиусами меньше l_c равен $k_{zz} \approx v\Lambda/3$, где v — скорость электрона, а ось z направлена по нормали к фронту ударной волны. Флуктуации магнитного поля предполагаются однородно распределенными по ширине фронта и характеризуются среднеквадратичной величиной

$$\alpha = \left(\frac{\delta B}{B} \right)^2.$$

В сильно турбулентной плазме переходной области фронта ударной волны перенос частиц с умеренными надтепловыми энергиями может быть обусловлен переносом стохастическими вихрями с масштабами l , заключенными в интервале $l_c \geq l \geq \Delta$. Мы используем здесь методы описания сильно турбулентных сред, изложенные в работе [30]. При этом макроскопический коэффициент турбулентной диффузии электронов (усредненный по вихревым движениям в указанном выше интервале масштабов l) в пределе низких энергий не зависит от скорости частицы.

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 ударной волны можно пренебречь, поскольку скачок потенциала на фронте менее $0.05m_p u_1^2$ для $M \sim 5$ и уменьшается с ростом M (см. обзор [10]). Потенциальное поле такой величины не позволяет электронам приобрести энергию порядка $(m_p/m_e)T_1$.

Для описания нагрева и ускорения замагниченного электрона в переходной области фронта вихревым электрическим полем мы используем дрейфовое кинетическое уравнение. А именно, используем метод, развитый в работе [31] для получения кинетического уравнения, усредненного по быстрым вращениям электрона, которое затем усредняем по ансамблю короткокоррелированных флуктуаций магнитных и, соответственно, вихревых электрических полей. При этом, следуя подходу, развитому в [32], получим транспортное уравнение для изотропной части электронной функции распределения. В системе покоя фронта изотропная часть квазистационарной функции распределения электронов по импульсам $N(z, p)$, нормированная на элемент фазового объема, в переходной области удовлетворяет уравнению

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

где

$$D(p) \approx p^2 \bar{G} \left(\frac{\delta B}{B_0} \right)^2 \left(\frac{v_a}{v} \right)^2 \left(\frac{v}{l_c} \right). \quad (2)$$

Здесь $u(z)$ — средняя скорость ионной компоненты потока, усредненная по флуктуациям с масштабами до l_c . Учет эффекта медленного циклического реформирования фронта, исследованного в работе [33], в рамках данной модели может быть описан медленной зависимостью от времени величин, усредненных по быстрым флуктуациям в переходной области. Мы, однако, здесь ограничимся статистически стационарной задачей. Фактор \bar{G} зависит от индекса распределения спектра мощности и поляризации флуктуаций магнитного поля [32]. Для степенных спектральных распределений флуктуаций с показателем $\nu \geq 2$, а также в случае гауссова распределения неполяризованных флуктуаций магнитного поля $\bar{G} \sim 0.1$. При этом среднеквадратичная флуктуация магнитного поля

$$\alpha \approx \bar{G} \left(\frac{\delta B}{B_0} \right)^2.$$

Распределения флуктуаций магнитного поля и скорости ионной компоненты зависят от числа Маха ударной волны [10]. Детальное определение этих распределений, например на основе гибридного моделирования, необходимо также для точного описания низкоэнергичной асимптотики величины $D(p)$. Как следует из результатов работы [30], в области умеренных надтепловых импульсов $D(p)$ имеет асимптотику вида

$$D(p) \sim p^2 G_1 u_1 \Delta^{-1},$$

отличную от выражения (2), справедливого в области больших импульсов. Численный множитель G_1 , как и связанный с ним граничный импульс p_a , при котором выражение (2) сшивается с указанной низкоэнергичной асимптотикой для $D(p)$, зависят от деталей распределения вихрей по масштабам [30]. В расчетах моделей мы параметризовали эту величину и исследовали зависимость результирующих распределений электронов от параметра p_a . Как будет показано ниже, выбор величины параметра сшивки двух режимов $D(p)$ существенно влияет на эффективную температуру электронов за фронтом ударной волны (см. разд. 3), но относительно мало отражается на потоках сильно надтепловых электронов, ускоренных ударной волной. Отметим, что ускорение электронов, описываемое коэффициентом $D(p)$ в нашей модели, является аналогом известного бетатронного эффекта.

В ряде случаев за пределами переходной области можно пренебречь эффектом статистического ускорения, описываемым в уравнении дифференциальным оператором второго порядка (диффузия по импульсу за счет неупругого рассеяния электронов на флуктуациях магнитного поля). Такой случай реализуется, в частности, для межпланетных ударных волн, где граница свободного ухода частиц (см. далее условие (10)) находится на расстоянии порядка нескольких Δ от переходной области фронта ударной волны. При этом обычно мало также слагаемое с производной $\partial u / \partial z$, так как сглаженная скорость потока вне переходной области мало меняется. Тогда в натекающем и оттекающем потоках изотропная часть функции распределения электронов удовлетворяет уравнению

$$k_i \frac{\partial^2 N_i}{\partial z^2} - u_i \frac{\partial N_i}{\partial z} = 0, \quad i = 1, 3, \quad (3)$$

где индексы 1, 3 соответствуют натекающему и оттекающему потокам, а $k_i = k_{z z_i}$. Это уравнение имеет простое аналитическое решение, использование которого позволяет

заметно упростить и ускорить расчет модели. Численно удобнее решать граничную задачу с уравнением, получаемым из (1) для функции $p^2 N(z, p)$, так как для нее условия на границах $p = 0$ и $p = \infty$ имеют простой вид $p^2 N(z, p) = 0$. Вычислительная схема и графические иллюстрации строились именно для этой функции, но изложение удобнее строить для функции $N(z, p)$.

На границе $z = -\infty$ функция распределения электронов $N_1(p) = N_{-\infty}(p)$ взята нами в виде теплового максвелловского распределения с температурой T_1 и степенной добавкой, описывающей фоновый нетепловой поток электронов в натекающем потоке вдали от ударной волны и содержащей вклады предыдущих ударных волн.

На границе натекающего потока и переходной области ставим условия сшивания функций распределения и потоков. Там же помещаем начало системы координат ($z = 0$). Тогда при $z = 0$ имеем граничные условия

$$N_1(p) = N_2(p), \quad J_1(p) = J_2(p), \tag{4}$$

где поток J задается формулой

$$J_i = -k_i \frac{\partial N_i}{\partial z} - u_i \frac{p}{3} \frac{\partial N_i}{\partial p}. \tag{5}$$

Первое слагаемое описывает диффузионный поток, а второе — конвекционный, связанный с движением среды. В области натекающего потока уравнение (2) имеет аналитическое решение, удовлетворяющее граничным условиям на $-\infty$:

$$N_1 = C_1(p) \exp\left(\frac{u_1 z}{k_1}\right) + N_{-\infty}. \tag{6}$$

Здесь $C_1(p)$ — произвольная функция, определяющаяся из граничных условий. Используя это решение и условие на границе $z = 0$, получаем, что задача сводится к решению уравнения правее границы $z = 0$ с граничным условием на ней:

$$N_{-\infty} + \frac{k_2}{u_1} \frac{\partial N_2}{\partial z} = N_2, \tag{7}$$

где u_1 — скорость натекающего потока, а индекс 2 соответствует переходной области. Совершенно аналогично ставятся условия на вязком скачке скорости внутри переходной области при $z = z_t$:

$$N_{2-}(p) = N_{2+}(p), \quad J_{2-}(p) = J_{2+}(p), \tag{8}$$

и на границе областей оттекающего потока и переходной области при $z = \Delta$:

$$N_2(p) = N_3(p), \quad J_2(p) = J_3(p). \tag{9}$$

Описанная одномерная модель с диффузионным распространением частиц в пространственно неограниченной области оттекающего потока не учитывает эффекты конечности размеров фронта ударной волны и связанные с этим ограничения эффективности ускорения. Следует принять во внимание, в частности, что электроны, отошедшие от фронта в области оттекающего потока на расстояние порядка поперечного размера ударной волны, в большинстве своем за счет диффузии и увлечения крупномасштабным течением уходят из системы, не участвуя в дальнейшем ускорении. Этот эффект учтем посредством постановки в области оттекающего потока на расстоянии z_{fe} ,

которое выберем порядка поперечных размеров фронта, дополнительного граничного условия свободного ухода, заключающегося в свободном распространении электронов, перешедших эту границу ($z = z_{fe}$), в правую полуплоскость:

$$N_{3-}(p) = N_{3+}(p), \quad J_{3-}(p) = J_{3+}(p), \quad J_{3+}(p) = \int_{p_x > 0} v F d\Omega_p, \quad (10)$$

F — функция распределения электронов, которая в диффузионном приближении [32] имеет вид

$$F(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{4\pi} \left(N(\mathbf{r}, p, t) + \frac{3}{v^2} \mathbf{v} \mathbf{J}(\mathbf{r}, p, t) \right). \quad (11)$$

Уравнение (2) в области оттекающего потока имеет аналитическое решение, аналогичное решению в натекающем потоке:

$$N_3 = C_2(p) \exp\left(\frac{u_3(z - \Delta)}{k_3}\right) + C_1(p). \quad (12)$$

Здесь $C_1(p)$ и $C_2(p)$ — произвольные функции, определяемые из граничных условий. Используя этот явный вид решения и условия на границах $z = \Delta$, $z = z_{fe}$, получаем, что задача сводится к решению уравнения (1) в переходной области с условием на границе $z = \Delta$:

$$-k_2 \frac{\partial N_2}{\partial z} f - u_3 \frac{p}{3} \frac{\partial}{\partial p} \left(N_2 - \frac{k_2}{u_3} \frac{\partial N_2}{\partial z} + \frac{k_2}{u_3} \frac{\partial N_2}{\partial z} f \right) = \frac{v}{2} \left(N_2 - \frac{k_2}{u_3} \frac{\partial N_2}{\partial z} + \frac{k_2}{u_3} \frac{\partial N_2}{\partial z} f \right), \quad (13)$$

где

$$f = \exp\left(\frac{u_3(z_{fe} - \Delta)}{k_3}\right),$$

и условием на границе $z = 0$:

$$N_{-\infty} + \frac{k_2}{u_1} \frac{\partial N_2}{\partial z} = N_2. \quad (14)$$

Удобно перейти к безразмерным переменным $\tilde{z} = z/\Delta$, $\tilde{p} = p/p_T$ и безразмерной скорости $u(z) = u(z)/u_1$, где $p_T = \sqrt{2m_e kT}$ — тепловой импульс. При этом естественным образом задача характеризуется безразмерными величинами: параметром α и параметром $\Gamma = u_1 \Delta / v \lambda$, вычисленными для электронов с $\tilde{p} = 1$. Параметр Γ зависит от силы ударной волны и связан с альфвеновским числом Маха соотношением

$$\Gamma \propto M(m_e / \beta m_p)^{1/2} (\Delta / l_e).$$

Ширина переходной области Δ также, вообще говоря, зависит от числа Маха ударной волны [10]. Напомним, что применимость рассматриваемой модели ограничена условием на локальное число Маха вязкого скачка скорости $M(m_e / \beta m_p)^{1/2} \leq 1$. Величина α , введенная ранее, характеризует амплитуду и спектральное распределение флуктуаций магнитного поля в ударной волне.

Определив функцию распределения, далее можно вычислить поток электронов, регистрируемый детектором:

$$J(E) = vp^2 N(p(E)) \frac{dp}{dE}. \tag{15}$$

Свободный пробег электронов $\Lambda(p)$ при типичных спектрах флуктуаций магнитного поля растет с ростом импульса [32]. Точный вид этой зависимости определяется спектром магнитных неоднородностей и крупномасштабным движением среды.

В расчетах функции распределения электронов мы использовали зависимость

$$\Lambda_2(p) = \begin{cases} l_c, & \tilde{p} \leq \tilde{p}_*, \\ l_c(\tilde{p}/\tilde{p}_*)^\zeta, & \tilde{p} \geq \tilde{p}_*. \end{cases}$$

Согласно результатам разд. 2, имеем $\tilde{p}_* = (m_p/m_e)^{1/2}$. Показатель степени ζ зависит от спектра магнитных флуктуаций с масштабами больше протонного гирорадиуса. В типичных случаях $0 \leq \zeta \leq 1$. Существенно, что если $\Gamma \gg 1$, то в переходной области и в области 3 перенос электронов надтепловых энергий может определяться турбулентными вихревыми флуктуациями макроскопической скорости плазмы. Тогда в области низких энергий не только транспортный пробег электронов, но и коэффициент пространственной диффузии не зависят от энергии и определяются свойствами турбулентности [30]. Величину коэффициента турбулентной диффузии можно оценить как $k_2 \approx u_2 \Delta_*$ для электронов с импульсами $p \leq p_a$. Здесь Δ_* — это длина перемешивания, которая обычно существенно меньше Δ . Измерение из наблюдений или численное моделирование поляризации и корреляционной функции флуктуаций макроскопической скорости позволит вместо оценок использовать детальную теорию вычисления кинетических коэффициентов в сильно турбулентной плазме, изложенную в [30]. Измерения указанных параметров флуктуаций на сегодня отсутствуют. Поэтому в данной работе мы исследуем две имеющиеся возможности: как случай переноса электронов внутри переходной области ударной волны за счет рассеяния флуктуациями магнитного поля ($p_a \sim p_T$), так и случай переноса электронов низких энергий турбулентной диффузией ($p_a \gg p_T$).

На рис. 2 и 3 представлены результаты расчета функции распределения электронов на границах переходной области: две сплошные кривые на каждом рисунке соответствуют спектрам в точках $\tilde{z} = 0$ и $\tilde{z} = 1$. Моделирование выполнено для случая затравочного распределения $N_{-\infty}(p)$, равного максвелловскому распределению электронов с температурой T_1 и единичной концентрацией. Пунктирными линиями на рис. 2 и 3 приведены кривые, аппроксимирующие низкоэнергичную часть распределения электронов максвелловскими функциями, и указаны эффективные температуры, измеренные в единицах T_1 (см. подробнее в следующем разделе). Расчеты выполнены для двух различных значений параметров ударной волны. На рис. 2 приведены результаты расчетов для случая граничного условия в точке $\tilde{z} = 1$, соответствующего диффузионному распространению электронов в оттекающем потоке. Расчеты функции распределения электронов в случае ударной волны с переносом электронов в переходной области, обусловленным рассеянием магнитными флуктуациями ($p_a \sim p_T$), приведены на рис. 2а, б. Модель с турбулентным переносом электронов низких энергий ($p_a \gg p_T$) в переходной области ударной волны приводит к распределениям, приведенным на рис. 2в, г. Отметим существенное различие эффективных температур при относительно меньших изменениях в высокоэнергичных асимптотиках для этих двух случаев.

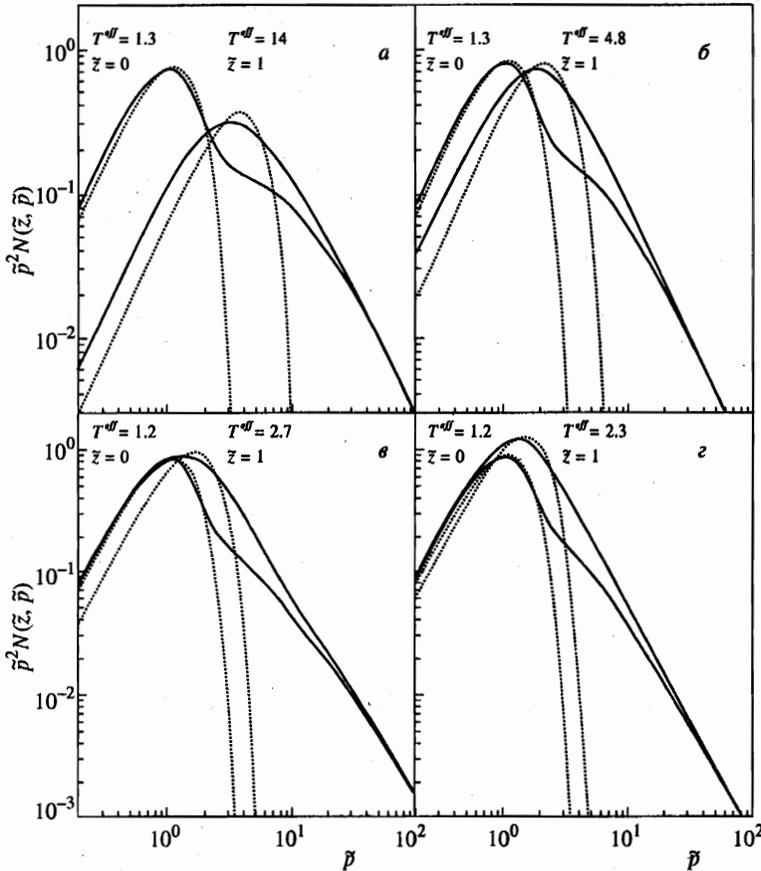


Рис. 2. Функции распределения электронов в окрестности ударной волны с $\Gamma = 5$ для диффузионного граничного условия. Пунктиром даны аппроксимации максимума распределения максвелловскими функциями с эффективными температурами. *а, б* — расчеты для случая $p_a \sim p_T$; *в, г* — для $p_a \gg p_T$. $\alpha = 0.4$ (*а, в*), 0.1 (*б, г*)

Для системы конечных размеров с условием свободного ухода частиц с плоскости $\bar{z} = 1$ спектры электронов иллюстрирует рис. 3. Рисунки *3а, б* соответствуют случаю $p_a \sim p_T$, а рис. *3в, г* — случаю $p_a \gg p_T$. Различие систем с различными условиями ухода частиц из области ускорения особенно наглядно при анализе высокоэнергичных асимптотик. В случае системы с диффузионным распространением частиц в области оттекающего потока формируется асимптотически степенное распределение высокоэнергичных электронов с показателем, определяемым степенью сжатия ударной волны (рис. 2). Оно соответствует стандартному ускорению Ферми первого порядка для пробных частиц [1]. Для систем со свободным уходом асимптотическое распределение частиц высоких энергий имеет экспоненциальный завал (см. рис. 3).

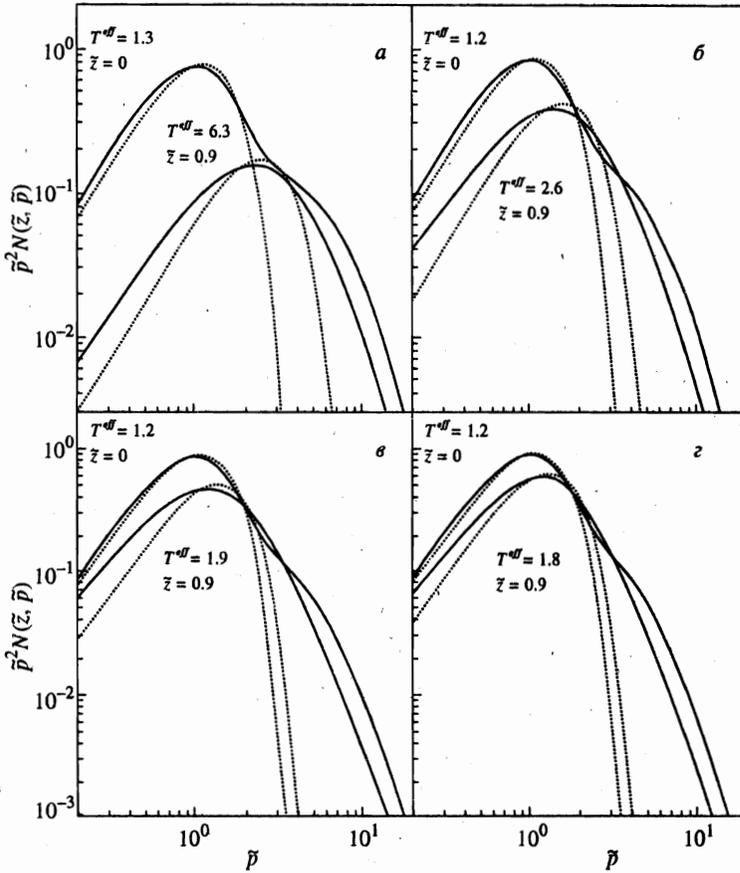


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для условия свободного ухода электронов с поверхности $\bar{z} = 1$

3. ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА ЭЛЕКТРОНОВ

Особенность любых ударных волн (как столкновительных, так и бесстолкновительных) — это возможность сильного неадиабатического нагрева среды после прохождения фронта ударных волн [8, 34]. В стандартных одножидкостных столкновительных ударных волнах нагрев среды за фронтом определяется при помощи ударной адиабаты Гюгонио, что для сильных ударных волн дает закон

$$T_2^H / T_1 \propto M^2.$$

В случае многокомпонентной системы величина T_2^H , рассчитанная по ударной адиабате, более не является температурой отдельных компонент даже в случае столкновительной ударной волны, определяя некоторую среднюю квазиравновесную температуру. В бесстолкновительной ударной волне значительная часть энергии натекающего потока трансформируется в нетепловые частицы и моды колебаний. Предположение о локальном термодинамическом равновесии за фронтом, используемое при получении ударной адиабаты Гюгонио, может сильно нарушаться.

Спектр электронов за фронтом бесстолкновительной ударной волны существенно нетепловой, но в ряде случаев в низкоэнергичной области вблизи максимума он может быть удовлетворительно аппроксимирован распределением Максвелла с эффективной температурой T_2^{eff} , которое далее плавно переходит в степенное распределение ускоренных частиц (см. рис. 2). Вопрос о соотношении между эффективной температурой частиц за фронтом бесстолкновительной ударной волны и соответствующей температурой T_2 , получаемой на основе адиабаты Гюгонио, представляет интерес как с точки зрения понимания кинетических процессов релаксации энергии в ударной волне, так и для многочисленных приложений. Температура T_2^H не относится к наблюдаемым величинам в бесстолкновительных ударных волнах, однако отношение T_2^{eff}/T_2^H может служить мерой эффективности нагрева электронов. Эффективная температура наблюдается. В случае ударных волн в межпланетной среде ее определяют прямым измерением спектральных потоков электронов [10]. Наблюдения мягкого рентгеновского излучения бесстолкновительных ударных волн позволяют дать оценку эффективной температуры T_2^{eff} электронов за их фронтами в остатках сверхновых звезд (см. обзор [34]) и в окрестности высокоскоростных облаков, где наблюдается также сильный нетепловой избыток гамма-излучения [35]. Рассмотренная выше модель позволяет объяснить наблюдаемый избыток гамма-фотонов как тормозное излучение высокоэнергичной части нетеплового электронного распределения.

Мы провели численное моделирование эффективной температуры электронов в зависимости от числа Маха. В расчетах моделировалась зависимость T_2^{eff} от величины Γ при различных значениях параметра p_a . Напомним, что параметр p_a характеризует роль турбулентного переноса электронов вихрями внутри переходной области. Если $p_a \sim p_T$, роль турбулентного переноса мала и перенос происходит только за счет рассеяний на флуктуациях магнитного поля.

В рамках описанной модели бесстолкновительного нагрева и ускорения электронов в переходной области ударной волны флуктуациями магнитного поля с длиной корреляции $l_c \sim l_i$ эффективный нагрев можно аппроксимировать законом

$$T^{eff}/T_1 \propto \Gamma^a$$

(кривые 1 на рис. 4). При этом приближенно квадратичный закон имеет место как для диффузионного граничного условия на границе с протяженной областью оттекающего потока (кривая 1 на рис. 4а), так и для условия свободного ухода (кривая 1 на рис. 4б). Этот результат совпадает с зависимостью, имеющей место для сильных ударных волн в среде со столкновениями, обеспечивающими локальное равновесие в области оттекающего потока. Неадиабатический нагрев в бесстолкновительной ударной волне с $\Gamma \sim 10$ будет доминировать вплоть до значений среднеквадратичной амплитуды поля $\alpha \leq 0.01$.

В случае бесстолкновительных ударных волн зависимость $T^{eff}(\Gamma)$ существенно различна для моделей с разными законами рассеяния электронов в переходной области фронта. В нашей модели рассеяние электронов с энергией меньше $(m_p/m_e)T_1$ нерезонансное. С целью формулировки наблюдательных тестов для проверки модели мы выполнили также моделирование ожидаемых зависимостей $T^{eff}(\Gamma)$, которые имели бы место в случае нарушения условия нерезонансного рассеяния.

При наличии в переходной области резонансных мелкомасштабных (масштабы меньше l_i) флуктуаций транспортный пробег электронов зависел бы от импульса электронов. При этом меняется зависимость $T^{eff}(\Gamma)$. Это иллюстрируют кривые 2–4 на рис. 4, соответствующие значениям индекса $\zeta = 0.3, 0.5$ и 1. Так, в частности, при

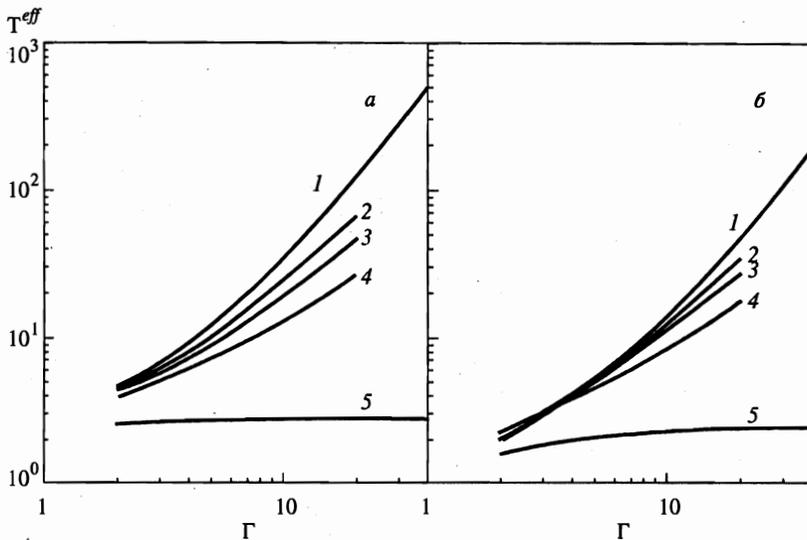


Рис. 4. Зависимости эффективной температуры ускоренных электронов от параметра Γ при $\alpha = 0.5$. Кривые 1, 2, 3 и 4 рассчитаны для случая $p_a \sim p_T$, а кривые 5 — для случая $p_a \gg p_T$. Для кривых 1 и 5 пробег электронов полагался не зависящим от импульса. Для кривых 2, 3 и 4 показатель степени зависимости пробега от импульса равен 0.3, 0.5 и 1 соответственно

пробеге электронов, пропорциональном их гирорадиусу ($\zeta = 1$), что соответствует боровской диффузии, имеем степень зависимости $T^{eff}/T_1 \propto M^a$ с $a \approx 1$. Зависимость $T^{eff}(\Gamma)$ в такой модели иллюстрируют кривые 4 на рис. 4.

В случае $p_a \gg p_T$ турбулентный перенос электронов развитой вихревой турбулентностью в переходной области ударной волны является доминирующим. В этом случае эффективный нагрев электронов может быть подавлен даже для достаточно сильных ударных волн, что иллюстрируют кривые 5 на рис. 4.

Различие моделей, рассмотренных выше, позволяет сформулировать наблюдательные тесты. Действительно, потоки наблюдаемого мягкого рентгеновского излучения от ударных волн сверхновых звезд чувствительны к величине T^{eff} . Поэтому имеется возможность выполнить статистический анализ остатков с измеренными (по оптическим линиям) скоростями ударных волн и определенными по рентгеновским наблюдениям эффективными температурами на предмет проверки зависимости эффективной температуры электронов от скорости фронта и, таким образом, установить зависимость $T^{eff}(\Gamma)$. Другой возможный тест связан с тем, что эффективный нагрев электронов в ударной волне с развитой вихревой турбулентностью в переходной области весьма мал (в ~ 2.5 раза больше даже для $\Gamma \geq 10$), тогда как T^{eff} как минимум на порядок больше, если доминирует перенос электронов за счет рассеяния на магнитных флуктуациях (рис. 4). Поскольку потоки высокоэнергичных электронов, ускоренных ударной волной, в этих двух случаях одного порядка, можно сделать заключение о механизме переноса электронов, анализируя отношения потоков излучения от ударной волны в мягком рентгеновском и гамма-диапазонах.

4. УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЕ

Лабораторное моделирование эффектов генерации нетепловых электронов бесстолкновительными ударными волнами в настоящее время чрезвычайно сложно. Информацию о спектрах электронов, ускоренных ударными волнами вне гелиосферы, можно получить лишь косвенными методами: либо из анализа наблюдаемого электромагнитного излучения объектов (от радио- до гамма-лучей), либо на основе исследования деталей спектров космических электронов и позитронов, наблюдаемых у орбиты Земли. Измерение спектра электронов в окрестности ударных волн в межпланетной среде детекторами на космических аппаратах является на сегодня единственным прямым способом исследования. Такие измерения проводятся уже несколько десятков лет [13, 9]. Результаты наблюдений 37 ударных волн спутником ISEE-3 в межпланетной среде суммированы в обзорной статье [9]. Детекторы аппарата ISEE-3, а также других аппаратов выявили несколько типичных классов событий, связанных с прохождением ударных волн. Причем характер событий различен для протонов и электронов и существенно различается для продольных и поперечных ударных волн. Мы выполнили моделирование спектров нетепловых электронов в окрестности квазипродольных ударных волн на основе теории, изложенной выше, с учетом особенностей бесстолкновительных ударных волн в межпланетной плазме.

Ударные волны в межпланетной среде, как правило, недостаточно сильны для формирования предфронта, но достаточно сильны для обеспечения степени сжатия ~ 4 на вязком скачке. В профиле скорости ионной компоненты явно выделяется область натекающего потока, область оттекающего потока и переходная область (скачок). В переходной области для функции распределения электронов выполняется уравнение (1). Для ударных волн в межпланетной среде на расстоянии порядка 1 астр. ед. от Солнца (т. е. у орбиты Земли, где и выполнены многие спутниковые измерения), по-видимому, характерны ширина фронта $\Delta \sim 10^9$ см и поперечные размеры $\leq 10^{13}$ см. Типичное значение пробега электронов в межпланетной среде (вне областей непосредственно в окрестности ударной волны) при энергиях ~ 100 кэВ $\Lambda_\infty \sim 10^{12}$ см, при этом, однако, пробег существенно меньше в окрестности переходной области фронта ударной волны за счет резкого увеличения амплитуды флуктуаций магнитного поля. Поскольку пробег электронов сравним с размером ударной волны, необходимо учесть неоднородность задачи. Это эффективно учитывается в нашей модели постановкой границы свободного ухода ускоренных частиц.

В области натекающего потока перед фронтом ударной волны электроны свободно уходят из области ускорения ввиду большой величины Λ_∞ . Это соответствует условию свободного ухода при $\tilde{z} = 0$. Спектр электронов и временную зависимость потоков, измеренных ISEE-3, можно получить из расчета в предположении, что пробег электронов вблизи ударной волны за фронтом $\Lambda_3 \sim 10^9$ см, что соответствует оценкам на основе модели. Это приводит в рамках модели к условию свободного ухода на границе $\tilde{z} = 300$. Электроны, достигшие этой границы, уходят из области ускорения.

По данным наблюдений ISEE-3 спектр электронов в межпланетной среде в областях вдали от ударных волн имеет существенно нетепловую природу и может быть описан в виде суммы максвелловского теплового спектра и нетеплового степенного фона. Согласно наблюдениям [9], нетепловой фон испытывает сильные временные и пространственные вариации. Наша модель требует задания затравочной функции распределения электронов в натекающем потоке на $-\infty$. Следовательно, для описания ускорения

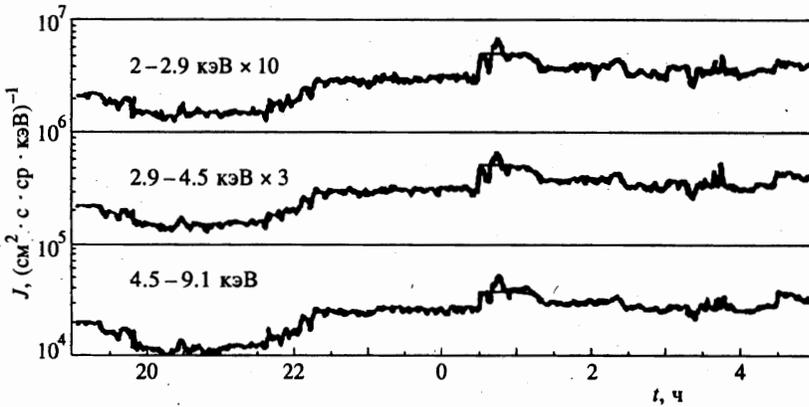


Рис. 5. Расчет временной эволюции потока электронов (тонкая линия) в окрестности межпланетной ударной волны (скорость фронта ударной волны 422 км/с, угол наклона поля 22 градуса) для трех энергетических интервалов. Данные измерений потока электронов спутником ISEE-3 [9] приведены жирной линией. По оси абсцисс отложено время наблюдения в часах

во всем энергетическом диапазоне необходимо знать как температуру и концентрацию электронов перед ударной волной, так и параметры нетеплового фона. Фоновый поток нетепловых электронов в «невозмущенной» межпланетной среде в период наблюдений ударной волны был определен тем же прибором ISEE-3 [9]. В расчете задано исходное распределение электронов в натекающем потоке ($z \rightarrow -\infty$) в виде суперпозиции теплового максвелловского распределения, характеризуемого двумя параметрами — температурой T и концентрацией N , и нетеплового фонового потока в невозмущенной среде вдали от фронта.

Результаты расчета потока электронов в рамках модели с параметрами $\alpha = 0.2$, $\Gamma \approx 5$ и типичного для межпланетной среды натекающего потока с $N_e = 3 \text{ см}^{-3}$ и $T_1 = 10^5 \text{ К}$ приведены на рис. 5 вместе с результатами выполненных ISEE-3 наблюдений квазипродольной ударной волны в межпланетной среде [9]. Скорость фронта ударной волны составляла 422 км/с, угол наклона поля к фронту был 22 градуса. Значения параметров α и Γ определялись по данным наблюдений магнитного поля [9] и результатам расчетов структуры фронта ударной волны на основе гибридных кодов [12], что дало значения $\alpha \approx 0.2$ и $\Gamma \approx 5$. Наиболее существенная неопределенность при определении параметра α связана с предположением о характере поляризации и спектре флуктуаций магнитного поля в переходной области, влияющей на величину \bar{G} . Наша модель позволяет количественно описать типичные наблюдаемые особенности электронных событий в сверхкритических ударных волнах — резкий подъем в несколько раз потоков электронов в окрестности переходной области фронта и последующее медленное уменьшение интенсивности потока нетепловых электронов на масштабах времени порядка одного часа (см. рис. 5). Кроме того, наблюдаемый поток электронов испытывает сильные кратковременные всплески продолжительностью около 10 минут (так называемые «спайки»). На рис. 5 видны два таких всплеска. Временная протяженность всплесков соответствует характерному времени ускорения электронов до энергий порядка кэВ на фронте ударной волны. Поэтому в рамках рассматриваемой модели происхождение всплесков можно объяснить результатом прохождения через фронт ударной

волны узких (с шириной менее минуты) флуктуаций электронной плотности, регистрируемых в потоке перед фронтом волны (см. рис. 5). Как можно видеть на рис. 5, модель позволяет удовлетворительно описать наблюдаемую эволюцию потока нетепловых электронов в окрестности ударной волны.

Исследование спектров электронов в солнечном ветре является одной из задач космической лаборатории ACE, запущенной NASA в 1997 году. В частности, энергетические спектры электронов низких энергий (от 1 эВ до 1240 эВ) анализирует монитор SWEPAM. Два спектрометра прибора EPAM с геометрическим фактором $0.48 \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$ каждый предназначены для наблюдения потоков электронов с энергией выше 30 кэВ. Одновременно с наблюдениями потока электронов предусмотрена возможность наблюдения магнитных флуктуаций (магнетометром MAG), а также и других параметров солнечного ветра. Наблюдения нетепловых электронов лабораторией ACE позволит провести детальные сравнения с обсуждаемой моделью как в области низких (до 1.25 кэВ), так и в области высоких энергий.

5. УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОТЯЖЕННЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

Теория генерации нетепловых электронов ударными волнами, описанная в разд. 1–3, приложима также к моделированию удаленных галактических и внегалактических объектов. Прямые измерения распределения электронов вне солнечной системы невозможны, поэтому модель должна описывать генерацию электромагнитного излучения, как теплового, так и нетеплового, электронами, ускоренными ударными волнами. Мы кратко остановимся здесь на двух классах объектов.

Падающие на галактическую плоскость высокоскоростные облака активно взаимодействуют с веществом диска. Скорости этих протяженных объектов, занимающих заметную долю небесной сферы над Галактикой, определяют по радионаблюдениям нейтрального водорода HI в линии 21 см. Типичные скорости облаков $\sim 150 \text{ км/с}$. Поскольку скорости облаков превосходят фазовые скорости магнитозвуковых и альфвеновских возмущений в галактической среде, взаимодействие облаков с веществом гало и диска галактики должно сопровождаться формированием ударных волн. Наблюдения жесткого электромагнитного излучения показали наличие сильных избытков, вероятно, образованных в областях взаимодействия высокоскоростных облаков с Галактикой [35]. Можно предположить, что как мягкое рентгеновское, так и жесткое гамма-излучения имеют одну природу и происходят из одного источника. Тогда источником этого излучения являются нетепловые частицы, в основном — электроны, ускоренные на ударной волне, образованной при взаимодействии облака с веществом диска и гало. Используя для оценки значения магнитного поля и плотности плазмы в гало Галактики $\sim 1 \text{ мкГс}$ и $\sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, мы получим, что магнитозвуковое число Маха ударной волны будет ~ 3 . Этого вполне достаточно, чтобы волна была сверхкритической, хотя волна недостаточно сильна, чтобы сформировать предфронт, и даже недостаточно сильна для обеспечения максимально возможной степени сжатия, равной четырем. Применение модели дает вполне удовлетворительное согласие с наблюдаемыми спектрами (см. подробнее в статье [35]).

Остатки сверхновых звезд являются одними из самых ярких нетепловых источников, излучающих в широком диапазоне от радиоволн до жестких гамма-лучей [36–40].

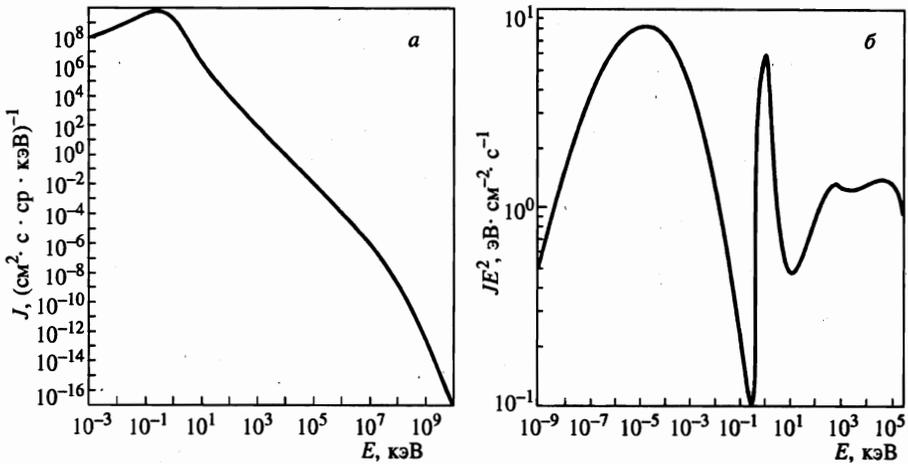


Рис. 6. Рассчитанный поток электронов в окрестности ударной волны оболочки сверхновой (а). б — ожидаемый спектр электромагнитного излучения для распределения электронов на рис. а

Значительная доля огромной энергии, выделяемой при взрыве звезды ($\sim 10^{51}$ эрг), реализуется в виде кинетической энергии оболочки, расширяющейся со сверхзвуковой скоростью в окружающую среду. При этом формируется сильная бесстолкновительная ударная волна с числом Маха, достигающим нескольких сотен (см., например, [1, 3]). Существенную роль в формировании наблюдаемого спектра нетеплового электромагнитного излучения остатков сверхновых должно играть излучение электронов, ускоренных ударными волнами на границе оболочки. В настоящее время получены наблюдательные указания на факт ускорения электронов в остатке сверхновой SN1006 до энергий порядка 10^{14} эВ [36]. Рассмотрим возможность приложения развитой модели генерации нетепловых электронов к случаю ударных волн сверхновых звезд.

В протяженных ударных волнах с большими числами Маха, распространяющихся в турбулизованной среде, происходит эффективная трансформация кинетической энергии натекающего потока в нетепловые частицы и волны. При этом за счет взаимодействия нетепловых ионов, проникающих на расстояния $\sim l_{pf}$ в натекающий поток и тормозящих его, профиль скорости представляет собой область адиабатического уменьшения скорости, называемую предфронтом. За предфронтом следует вязкий скачок скорости. Характерный размер предфронта обычно на несколько порядков больше характерного размера переходной области и вязкого скачка. Вязкий скачок скорости имеет существенно меньшую амплитуду, чем скачок в ударной волне с такой же степенью сжатия, но без предфронта.

В данной задаче имеет смысл различать полное число Маха ударной волны с предфронтом и локальное число Маха вязкого скачка скорости, которое много меньше полного. Крупномасштабная (масштабы $\sim l_{pf}$) структура фронта сильной ударной волны описана в работе [19], где продемонстрировано, что локальное число Маха на вязком скачке $M \leq M_*$. Поэтому мы применили модель к расчету абсолютных потоков электронов в окрестности сильной ударной волны остатка сверхновой, распространяющейся в среде с типичными параметрами — температурой $T = 3 \cdot 10^5$ К, концентрацией $n = 1 \text{ см}^{-3}$. Транспортный пробег электронов во внешней среде перед фронтом ударной

волны зависит от спектра магнитных неоднородностей в невозмущенной межзвездной среде: $\Lambda_1(p) \sim \sqrt{p}$ (см. [3]). Магнитное поле внутри остатка 10^{-4} Гс. Полное сжатие среды в ударной волне составляло 50 раз, при этом сжатие на вязком скачке было порядка двух. Результаты расчетов иллюстрирует рис. 6. На рис. 6а приведен расчетный спектр электронов для сильной ударной волны, модифицированной ускоренными частицами. Спектр нетепловых электронов здесь имеет три характерных участка, происхождение которых обусловлено структурой сильной ударной волны, модифицированной ускоренными частицами. Низкоэнергичная часть спектра соответствует нагреву электронов в узкой переходной области ударной волны в окрестности вязкого скачка. Заметим, что здесь мы моделировали случай $p_a \sim p_T$. По мере роста энергии ускоренных электронов, увеличивается их пробег в предфронте, с ростом которого электроны эффективно чувствуют все большее сжатие на ударной волне и, как следствие, эффективнее ускоряются механизмом Ферми (см. также [19, 24]). Это приводит к тому, что с ростом энергии спектр сначала становится более пологим, а затем, на высоких энергиях, опять становится круче за счет потерь энергии релятивистских электронов на синхротронное излучение и ухода частиц из области ускорения.

Полученная форма спектра электронов позволяет согласовать между собой спектры радио- и рентгеновского излучения, наблюдаемые в некоторых остатках сверхновых звезд. Результаты расчета спектра электромагнитного излучения электронов, ускоренных ударными волнами, приведены на рис. 6б. Спектр излучения рассчитан с учетом вкладов от синхротронного излучения электронов в магнитном поле остатка сверхновой и тормозного излучения быстрых электронов в окружающей плазме. Вклад в излучение с энергией более 100 МэВ (не показанное на рис. 6) будет вносить также комптоновское рассеяние низкоэнергичных (радио- и оптических) фотонов релятивистскими электронами (так называемый обратный эффект Комптона). Детальное количественное сравнение расчетных спектров с наблюдаемым излучением остатков сверхновых звезд выходит за рамки настоящей работы, основная цель которой заключается в развитии теории генерации электронов бесстолкновительными ударными волнами.

Авторы глубоко признательны Д. Эллисону (D. C. Ellison) и Л. Беннетту (L. Bennett) за предоставленные ими результаты гибридного моделирования структуры ударной волны. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-17711) и INTAS (грант № 96-0390).

Литература

1. R. Blandford and E. Eichler, *Phys. Rep.* **154**, 2 (1987).
2. А. А. Галеев, в кн. *Исследование космического пространства, Итоги науки и техники ВИНТИ*, (1988), т. 27, с. 3.
3. С. И. Вайнштейн, А. М. Быков, И. Н. Топтыгин, *Турбулентность, токовые слои и ударные волны в космической плазме*, Наука, Москва (1989).
4. F. C. Jones and D. C. Ellison, *Space Sci. Rev.* **58**, 259 (1991).
5. В. С. Птускин, *Nuovo Cimento C* **19**, 755 (1996).
6. А. А. Галеев, *ЖЭТФ* **86**, 1655 (1984).
7. C. F. Kennel, J. P. Edmiston, and T. Hada, in *Collisionless Shocks in the Heliosphere*, ed. by B. T. Tsurutani & R. G. Stone, Washington, AGU (1985), p. 1.

8. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва (1966), гл. 7.
9. В. Т. Tsurutani and R. P. Lin, *J. Geoph. Res.* **90**, 1 (1985).
10. J. R. Kan, M. E. Mandt, and L. H. Lyu, *Space Sci. Rev.* **57**, 201 (1991).
11. К. В. Quest, *J. Geoph. Res.* **93**, 9649 (1988).
12. L. Bennett and D. C. Ellison, *J. Geoph. Res. A* **100**, 3439 (1995).
13. О. Л. Вайсберг, А. А. Галеев, Г. Н. Застенкер и др., *ЖЭТФ* **85**, 1232 (1983).
14. А. А. Galeev, M. A. Malkov, and H. J. Völk, *J. Plasma Phys.* **54**, 59 (1995).
15. P. L. Biermann and J. P. Cassinelli, *Astron. Astroph.* **277**, 691 (1993).
16. K. G. McClements, R. O. Dendy, R. Bingham et al., *MNRAS* **291**, 241 (1997).
17. L. Drury, *Rep. Progr. Phys.* **46**, 973 (1983).
18. Е. Г. Бережко, Г. Ф. Крымский, *УФН* **154**, 49 (1988).
19. D. C. Ellison and S. P. Reynolds, *Astroph. J.* **382**, 242 (1991).
20. А. М. Быков, Ю. А. Уваров, *Письма в ЖЭТФ* **57**, 644 (1993).
21. И. Н. Топтыгин, *ЖЭТФ* **112**, 1584 (1997).
22. В. Д. Шафранов, *ЖЭТФ* **32**, 1453 (1957).
23. В. С. Имшенник, *ЖЭТФ* **42**, 236 (1962).
24. A. Levinson, *Astroph. J.* **401**, 73 (1992); **426**, 327 (1994).
25. A. Levinson, *MNRAS* **278**, 1018 (1996).
26. P. J. Cargill and K. Papadopoulos, *Astroph. J.* **329**, L29 (1988).
27. P. Schneider and J. G. Kirk, *Astron. Astrophys.* **217**, 344 (1989).
28. Y. A. Gallant and J. Arons, *Astroph. J.* **435**, 230 (1994).
29. D. Krauss-Varban, *Adv. Space Res.* **15**, 271 (1995).
30. А. М. Быков, И. Н. Топтыгин, *УФН* **163**, 19 (1993).
31. S. Chandrasekhar, A. N. Kaufman, and K. M. Watson, *Ann. Phys.* **5**, 1 (1958).
32. И. Н. Топтыгин, *Космические лучи в межпланетных магнитных полях*, Наука, Москва (1983).
33. M. Scholer, *J. Geoph. Res.* **98**, 47 (1993).
34. В. Т. Draine and C. F. McKee, *Ann. Rev. Astron. Astroph.* **31**, 373 (1993).
35. J. J. Blom, H. Bloemen, А. М. Быков et al., *Astron. Astroph.* **321**, 288 (1997).
36. К. Koyama, R. Petre, E. V. Gotthelf et al., *Nature* **378**, 255 (1995).
37. R. A. Chevalier, *Astroph. J.* **258**, 790 (1982).
38. А. I. Asvarov, O. H. Guseinov, F. K. Kasumov, and V. A. Dogiel, *Astron. Astroph.* **229**, 196 (1990).
39. S. P. Reynolds, *Astroph. J.* **493**, 375 (1998).
40. T. K. Gaisser, R. J. Protheroe, and T. Stanev, *Astroph. J.* **492**, 219 (1998).