

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ МЕХАНИЗМОМ ФЕРМИ НА КРИВОЛИНЕЙНЫХ ФРОНТАХ УДАРНЫХ ВОЛН

© 2025 г. Ю. А. Кропотина^{1*}, А. М. Быков¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 19.08.2025 г.

После доработки 19.08.2025 г.; принята к публикации 19.08.2025 г.

Представлены результаты кинетического моделирования ускорения заряженных ионов механизмом Ферми 1-го порядка на криволинейном фронте ударной волны, выполненного с гибридным кодом *particle-in-cell*. На примере глобальной модели головной ударной волны магнитосферы Земли исследована эффективность инжекции частиц в процесс ускорения Ферми в зависимости от их прицельного параметра. Показано, что ускорение Ферми и формирование предвестника ударной волны происходят только на квазипродольных участках фронта. При этом частицы могут инжектироваться и приобретать начальную энергию на квазипоперечных участках фронта посредством механизма дрейфового ускорения, а затем попадать в область ускорения. Надтепловые частицы, образовавшиеся вблизи квазипродольных участков фронта, могут впоследствии распространяться вдоль фронта на квазипоперечные участки. Доля частиц, инжектированных в процесс ускорения вблизи подсолнечной точки головной ударной волны магнитосферы Земли, достигает 20%. Модель позволяет выявить особенности процесса ускорения Ферми на криволинейных ударных волнах, существенные для применения к астрофизическим ударным волнам различных масштабов.

Ключевые слова: ускорение частиц, ударные волны, солнечный ветер.

DOI: 10.31857/S0320010825040026

ВВЕДЕНИЕ

Ускорение Ферми 1-го порядка — широко известный процесс, обеспечивающий генерацию надтепловых частиц бесстолкновительными ударными волнами при многократном пересечении частицей ударного фронта и рассеянии на магнитных неоднородностях (Крымский, 1977; Аксфорд и др., 1977; Белл, 1978; Блендфорд, Острайкер, 1978).

Процесс ускорения может быть описан аналитически на основе приближения диффузионного распространения пробных частиц в окрестности ударной волны. При этом обычно делаются предположения о модели коэффициента диффузии частиц, спектрах флуктуаций плазменных волн, а также эффективности инжекции частиц в процесс ускорения Ферми. Эффективность инжекции определяется как доля частиц, достигающих надтепловых энергий, либо как доля кинетической энергии потока вещества перед фронтом, уходящая в эти частицы. В силу существенной нелинейности системы эта величина не выводится из аналитических моделей, но может быть рассчитана при помощи компьютерных кинетических расчетов, в которых самосогласованно описывается движение заряженных частиц и генерация плазменных волн.

В исследованиях плоских бесстолкновительных ударных волн с помощью гибридных и *particle-in-cell* (PIC) кодов было установлено, что эффективность инжекции ионов зависит от ряда характеристик ударной волны, включая альвеновское число Маха M_a , угол наклона магнитного поля к нормали θ , отношение теплового давления к магнитному β и химический состав вещества (Каприоли, Спитковский, 2014; Ха и др., 2018; Хануш и др., 2019). Гибридные модели PIC реализуют кинетическое описание динамики ионов как макроскопических частиц, но описывают электроны как нейтрализующую жидкость. Такие модели позволяют детально моделировать кинетику нерелятивистских течений космической плазмы с ударными волнами. Расчеты продемонстрировали, что для квазипоперечных ударных волн с углом наклона $\theta > 45^\circ$ эффективность инжекции ионов значительно снижается. Впрочем, недавние исследования Оруза и др. (2025) указывают на возможность инжекции и в таких случаях, при условии, что число Маха достаточно велико. Кроме того, кинетические модели и наблюдения в солнечном ветре продемонстрировали, что инжекция ионов в процессе ускорения Ферми происходит только в случае отражения при первом взаимодействии с фронтом ударной волны (Каприоли и др., 2015; Сандберг и др., 2016). Все вышеуказанные модели были разработаны

*Электронный адрес: juliett.k@gmail.com

в приближении плоского участка фронта ударной волны, в то время как в реальных астрофизических объектах фронты ударных волн часто значительно искривлены, что может сказываться на течении процесса ускорения. В настоящей работе мы обсудим особенности ускорения частиц криволинейными фронтами ударных волн на примере головной ударной волны, часто встречающейся в астрофизических объектах.

Ярким примером криволинейного ударного фронта является бесстолкновительная ударная волна, возникающая при обтекании магнитосферы Земли солнечным ветром. Головные ударные волны планет обычно имеют умеренные числа Маха и не вносят значительный вклад в ускорение космических лучей высоких энергий, хотя могут быть локальными источниками энергичных надтепловых частиц. Протяженные головные ударные волны формируют массивные звезды, имеющие звездные ветра и движущиеся со сверхзвуковой скоростью в межзвездной среде (см., например, Мейер и др., 2014). Ударные волны сложной геометрии, формирующиеся в скоплениях молодых массивных звезд, способны ускорять космические лучи высоких энергий (Бадмаев и др., 2022, 2024) и являются источниками наблюдаемого гамма-излучения (см., например, Агаронян и др., 2019). Более 10 % молодых пульсаров имеют собственные скорости, позволяющие им покинуть остаток родительской сверхновой за 20 тыс. лет (Арзуманян и др., 2002). Они формируют в Галактике популяцию пульсаров с головными ударными волнами, которые являются перспективными ускорителями частиц ГэВ–ТэВ диапазона, и могут быть источником избытка энергичных позитронов, наблюдаемых у орбиты Земли (Быков и др., 2019). Криволинейные фронты ударных волн формируют молодые пульсары в двойных системах с массивными компаньонами, где в области столкновения звездных ветров есть возможность ускорения протонов ПэВ-диапазона энергий (Быков и др., 2024). Форма фронтов всех этих ударных волн отличается сложностью. Также криволинейные фронты наблюдаются в остатках сверхновых звезд, где это обусловлено не только квазисферической формой остатка (радиус кривизны позволяет рассматривать ударные волны в приближении плоского фронта), но и развитием неустойчивости Рэлея–Тейлора, а также неоднородностью межзвездной среды. Таким образом, актуальной представляется задача исследования особенностей процессов инжекции и ускорения частиц на криволинейных фронтах ударных волн.

Естественным объектом моделирования являются криволинейные головные ударные волны, для которых доступны многочисленные данные прямых наблюдений (см., например, Рассел, Хоппе, 1983; Эллисон и др., 1990; Берджесс и др., 2012; Артемьев и др., 2018). Для описания ускорения ионов головной ударной волной Земли, а также ударными волнами, воз-

никающими от солнечных вспышек во внутренней геосфере, были разработаны ряд моделей. В частности, были развиты нелинейная модель Монте-Карло с предписанным феноменологическим законом рассеяния частиц магнитными неоднородностями для частиц всех энергий (Эллисон и др., 1990) и квазилинейная модель Бережко–Танеева (Бережко, Танеев, 1991; Бережко и др., 2011), в которой эффективность инжекции ионов задавалась априори.

Современные вычислительные ресурсы позволяют создавать глобальные кинетические модели магнитосфер, допускающие сравнение с данными наблюдений (Бунеман и др., 1992; Свифт, 1996; Лин, 2003; Омиди и др., 2004; Турк и др., 2015; Беляев и др., 2024), на основе которых можно изучать нелинейные процессы инжекции и ускорения частиц. В данной работе мы представляем гибридную кинетическую модель магнитосферы Земли в масштабе 1 : 1 и исследуем кинетику ускорения частиц.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Выбор методики моделирования

Кинетические коды используются для решения задач, связанных с бесстолкновительными процессами в плазме. В этих кодах пространство разбивается на ячейки, и на полученной сетке решается система уравнений Власова–Максвелла. В PIC-кодах уравнение Власова решается для всех типов частиц с помощью метода характеристик с использованием так называемых макрочастиц. Эти макрочастицы дискретизируют функцию распределения и движутся под действием силы Лоренца. Однако коды этого типа требуют значительных вычислительных ресурсов, поэтому для создания глобальных моделей магнитосферы чаще всего применяются магнитогидродинамические (МГД) или гибридные коды.

В гибридных кодах ионы моделируются как макрочастицы, в то время как электроны представляются безмассовой нейтрализующей жидкостью. Этот подход позволяет исследовать кинетические процессы на ионных масштабах без значительной потери точности. При этом отпадает необходимость разрешать масштабы порядка дебаевского радиуса, что существенно экономит время расчетов и объем необходимой оперативной памяти. Несмотря на преимущества, гибридные модели остаются довольно ресурсоемкими, поэтому магнитосфера обычно моделируется в уменьшенном масштабе и в двумерной конфигурации. Поскольку для процесса ускорения Ферми критически важно соотношение размеров объекта-ускорителя с ларморовским радиусом ускоряющихся частиц, мы создали глобальную гибридную модель магнитосферы Земли в масштабе 1 : 1. Однако ограничения, связанные с доступными вычислительными ресурсами, вынудили нас ограничиться двумерными расчетами, в которых присутствовали все компоненты векторов,

но размер области моделирования по одной из осей составлял одну ячейку пространственной сетки.

Глобальная модель магнитосферы земли

Для создания глобальной модели магнитосферы использовался гибридный код “Maximus” (Кропотина и др., 2019, 2021, 2023). При этом в уравнения для стабилизации расчетов и учета плазмосферы Земли была добавлена холодная ионная компонента, описываемая уравнениями гидродинамики (Свифт, 1996).

Система уравнений кода имела следующий вид:

$$\frac{d\mathbf{r}_p}{dt} = \mathbf{v}; \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = \frac{e}{m_p}(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_p}{c} \times \mathbf{B} - \eta(\mathbf{j}_p + \mathbf{j}_e)); \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E}; \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}; \quad (4)$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{n_e e} \left(\frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \frac{1}{c} \mathbf{j}_i \times \mathbf{B} - \nabla p_e \right) + \eta \mathbf{j}; \quad (5)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_f}{dt} = \mathbf{E} + \mathbf{u}_f \times \mathbf{B} - \eta(\mathbf{j}_f + \mathbf{j}_e); \quad (6)$$

$$p_e = n_e k_B T_e; \quad (7)$$

$$\mathbf{j}_e = -n_e e \mathbf{u}_e; \quad \mathbf{j}_p = n_p e \mathbf{u}_p; \quad \mathbf{j}_f = n_f e \mathbf{u}_f; \quad (8)$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_e + \mathbf{j}_i; \quad \mathbf{j}_i = \mathbf{j}_p + \mathbf{j}_f; \quad (9)$$

$$n_e = n_i = n_p + n_f, \quad (10)$$

где m_p — масса протона, $\mathbf{r}_p$ — радиус-вектор, $\mathbf{v}_p$ — скорость, e — модуль заряда электрона, n — концентрация, p — давление, $\mathbf{j}$ — плотность тока ионов, η — удельное сопротивление, феноменологически описывающее кинетическое взаимодействие электронов и протонов на масштабах меньше размера ячейки. Индекс e относится к электронам, p — к протонам солнечного ветра, f — к холодной жидкостной ионной компоненте, $\mathbf{j}_i$ обозначает полную плотность тока ионов.

Величина η служила для подавления мелкомасштабных численных флуктуаций и стабилизации ра-

боты кода. Она задавалась пропорциональной модулю плотности тока. Коэффициент пропорциональности выбирался таким образом, чтобы диссипативные слагаемые по модулю были значительно меньше основных.

Все физические величины в коде нормировались на их характерные значения в солнечном ветре: концентрацию n_0 , магнитное поле B_0 , инерционную длину протона $d_i = \sqrt{m_p c^2 / 4\pi n_0 e^2}$, ларморовскую частоту протона $\Omega = e B_0 / (m_p c)$, альвеновскую скорость V_a . Параметры, выбранные для расчетов, приведены в табл. 1. Температуры электронов и ионов считались одинаковыми, поскольку они слабо влияют на результат при условии, что значения β_e и β_i меньше единицы. Радиус Земли в единицах кода был равен приблизительно $80d_i$.

Система уравнений решалась на декартовой сетке размером $L_x \times L_y \times L_z = 5000 \times 1 \times 5000$ кубических ячеек с длиной ребра $0.5d_i$. Система координат была выбрана таким образом, чтобы ось x была направлена от Солнца к Земле. Алгоритм кода подробно описан в работе (Кропотина и др., 2019). Включение холодной жидкостной компоненты потребовало лишь минимальных дополнений. В ходе расчетов могла меняться скорость жидкостной компоненты (уравнение (6)), но ее плотность считалась постоянной, поскольку ионосфера Земли удерживается гравитацией и мало подвержена воздействию солнечного ветра. Шаг по времени в коде “Maximus” выбирался автоматически согласно критерию Куранта—Фридрихса—Леви.

Для инициализации головной ударной волны в начальный момент времени в центр области моделирования помещался магнитный диполь, обдуваемый однородным солнечным ветром. Солнечный ветер был представлен как чисто водородная плазма. В начальный момент времени в каждой ячейке кода находилось 50 макрочастиц — протонов. Все границы области моделирования были открытыми, и через них поддерживался постоянный приток частиц. Ячейки внут-

Таблица 1. Параметры солнечного ветра, выбранные для расчетов

Параметр	Значение	Единицы измерения	Пояснение
n_0	8	см^{-3}	Концентрация электронов
B_0	10	нТ	Межпланетное магнитное поле
d_i	80.5	км	Инерционная длина протона
V_a	77	км/с	Альвеновская скорость
Ω	0.96	с	Ларморовская частота протона
V_0	465	км/с	Скорость солнечного ветра
M_a	6	—	Альвеновское число Маха солнечного ветра
T_0	160000	К	Температура солнечного ветра
$\beta_e = \beta_i$	0.44	—	Отношение теплового давления к магнитному для электронов и протонов соответственно

ри области радиусом $2R_E$, где R_E — радиус Земли, были неактивными. Частицы, попавшие в них, уничтожались, магнитное поле в неактивных ячейках считалось постоянным (дипольным), а электрическое — равным нулю. Далее в области $R < 6R_E$ располагалась плазмосфера Земли, в которой профиль плотности жидкостной компоненты задавался согласно экспериментальным данным из работы (Карпенер, Андерсон, 1992):

$$n_f = 8022.4 \times 10^{-0.3R/R_E} \text{ см}^{-3}.$$

Широтная зависимость параметров плазмосферы пока не учитывалась. Насколько нам известно, это первая попытка включить в глобальную гибридную модель реальный профиль плотности плазмосферы.

Поскольку доступные вычислительные ресурсы были достаточны только для двумерных моделей, мы провели два расчета с различным направлением оси магнитного диполя относительно плоскости моделирования. В модели А ось диполя совпадала с осью z и лежала в плоскости моделирования. В модели Б ось диполя совпадала с осью y и была ортогональна плоскости моделирования. В обоих случаях использовался двумерный магнитный диполь, магнитное поле которого спадает квадратично с расстоянием (Огино, Уолкер, 1985). Также в обоих расчетах центр диполя находился в плоскости моделирования. Мы ограничились рассмотрением случая, когда межпланетное магнитное поле направлено под углом 30 градусов к линии Солнце—Земля. При этом присутствовали как квазипоперечные, так и квазипродольные участки фронта. В выбранной системе координат x -компонента межпланетного магнитного поля и скорость солнечного ветра были направлены в положительном направлении оси x .

РЕЗУЛЬТАТЫ

Структура и динамика ударной волны

После инициализации расчета вокруг диполя начала формироваться расширяющаяся магнитосфера, с дневной стороны ограниченная головной ударной волной. К концу расчета, соответствующему моменту времени $t = 245\Omega^{-1}$, положение фронта практически стабилизировалось на расстоянии приблизительно $11.5R_E$ от центра диполя.

На рис. 1 цветом показаны модуль магнитного поля, суммарная плотность солнечного ветра и плазмосферы, скорость потока солнечного ветра по направлению от Солнца к Земле и концентрация надтепловых частиц в момент времени $t = 200\Omega^{-1}$. На цветовые карты нанесены линии магнитного поля (рис. 1а, б, г) и линии потока плазмы (рис. 1в), а также график функции, аппроксимирующей форму фронта головной ударной волны. Все величины приведены в нормированных единицах (см. табл. 1). Надтепловыми считались частицы с энергией больше $10E_{sh}$, где $E_{sh} =$

$= 0.5m_p V_0^2$ — энергия протона в солнечном ветре (приблизительно 1.1 КэВ).

Фронт ударной волны имеет почти параболическую форму, но немного асимметричен, поэтому в качестве функции, аппроксимирующей форму фронта, $x_{sh}(z)$, был выбран полином третьей степени. Эта аппроксимация в дальнейшем использовалась для определения локального числа Маха ударной волны и угла наклона магнитного поля к нормали к фронту. Процедура и результат аппроксимации приведены в Приложении 1.

Надтепловые частицы (рис. 1г) распределены асимметрично относительно экватора, преимущественно в южном полушарии, где они формируют протяженный предфронт в области квазипродольной ударной волны. В предфронте видны сильные флуктуации магнитного поля и плотности, вызванные плазменными неустойчивостями. Однако ускоренные частицы распространяются вдоль всего ударного фронта, в том числе и на квазипоперечные участки. Это согласуется с наблюдательными данными вблизи головной ударной волны Земли, где надтепловые частицы могут наблюдаться при различных значениях θ .

Траектории надтепловых частиц

Мы проанализировали траектории 10 000 протонов, имевших при $t = 50\Omega^{-1}$ одинаковую координату $x = -15.6R_E$ и равномерно распределенных вдоль оси z (по два протона на ячейку). Эти протоны затем взаимодействовали с ударной волной, что привело к ускорению некоторых из них до надтепловых энергий. Определим эффективность инжекции как долю частиц, приобретших энергию больше определенного значения. Из 10 000 протонов энергию выше $10E_{sh}$ приобрели 47 частиц, что соответствует средней эффективности инжекции 0.5%, что по порядку величины согласуется со значениями, использованными (Ли, 1982; Бережко и др., 2011). Энергию выше $3E_{sh}$ приобрели 727 частиц, т.е. около 7%.

Траектории частиц, приобретших энергию не менее $10E_{sh}$, показаны на рис. 2. Также на этом рисунке цветом показана карта плотности в момент времени $t = 200\Omega^{-1}$. Можно видеть, что все ускорившиеся частицы отразились при первом взаимодействии с фронтом и некоторое время дрейфовали вдоль фронта, набирая энергию, необходимую для инжекции в процесс ускорения Ферми. Отражение происходило за счет вращения в сильном поперечном магнитном поле на фронте. Отметим, что не для всех траекторий точка отражения визуально совпадает со скачком плотности. Это связано с тем, что в ходе расчетов магнитосфера расширялась, и ударный фронт двигался, а на рисунке карта плотности показана для одного момента времени ближе к концу моделирования. Отражение разных частиц произошло в тех точках, где в момент отражения находился фронт. Таким образом, инжекция на криволинейном фронте происходит так же, как и на плоском.

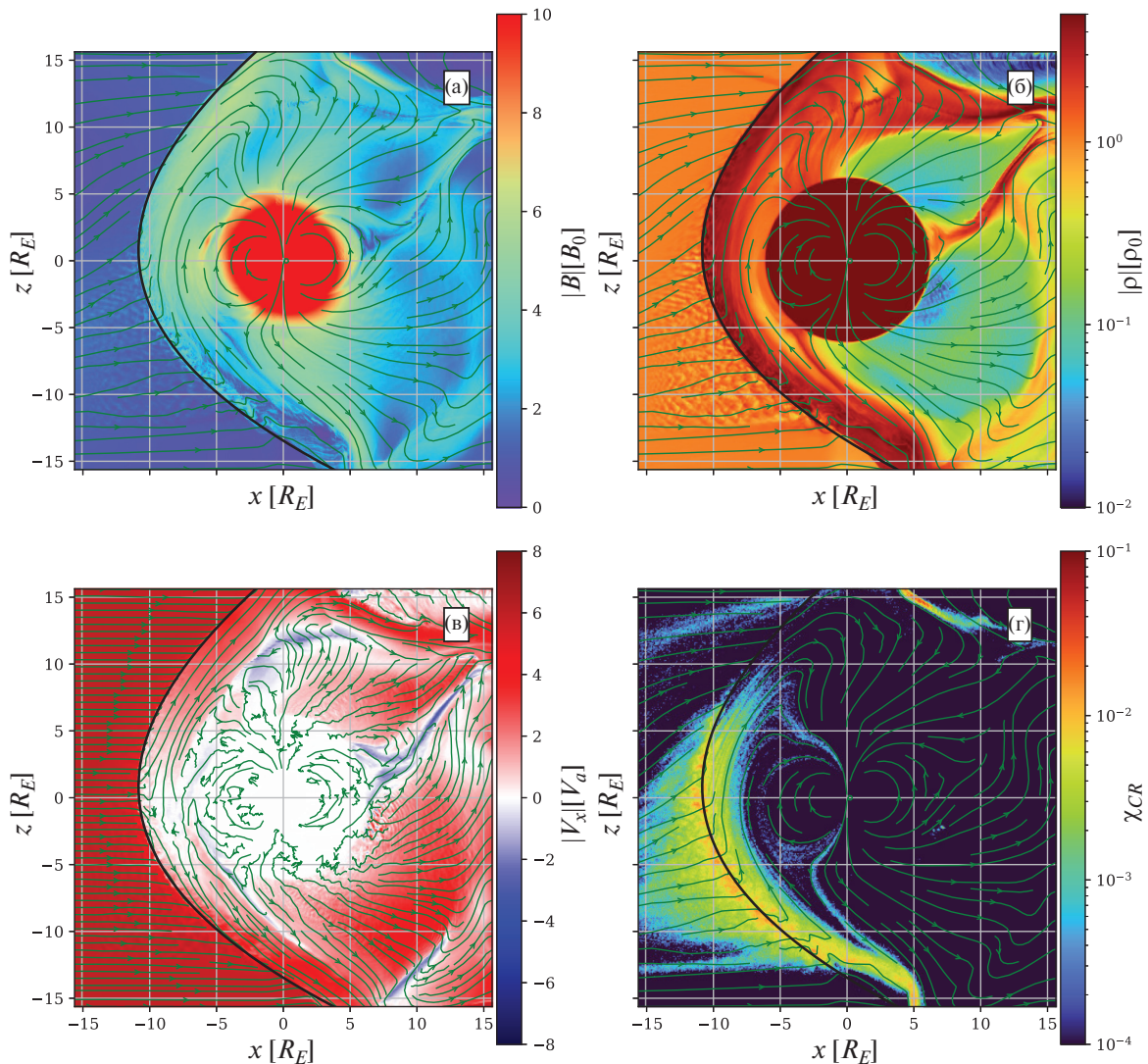


Рис. 1. Цветовые карты в модели A: а — модуль магнитного поля; б — плотность; в — скорость потока V_x ; г — концентрация надтепловых частиц. На панели в стрелками показан поток плазмы, на остальных панелях — линии магнитного поля. Черной линией показана аппроксимация формы фронта полиномом третьей степени.

Диффузионное ускорение (ускорение Ферми) заключается в многократном отражении частицы за и перед фронтом ударной волны, что делает ее траекторию хаотичной, как при броуновском движении. Траектории такого рода наблюдаются в небольшой области южнее экватора ($-8R_E < z < 0$). Там же можно видеть частицы, достигшие наибольших энергий ($30E_{sh}$ и выше). Эта же область соответствует области наибольшей концентрации ускоренных частиц и области сильных флуктуаций плотности и электромагнитного поля перед фронтом (рис. 1). Таким образом, ускорение Ферми протекает в ограниченной области, где магнитное поле направлено под небольшим углом к нормали к фронту и не препятствует проникновению ускоряющихся частиц и формированию предфронта. Этот вывод качественно согласуется с предположением, взятым за основу модели Бережко—Танеева.

Можно видеть, что некоторые частицы из области ускорения перемещаются в направлении Северного

полюса, сохраняя при этом высокую энергию. Более того, некоторые частицы инжектируются в процесс ускорения севернее экватора, где угол наклона магнитного поля к нормали более 45° , но в процессе дрейфового ускорения не только набирают необходимую для инжекции энергию, но и сносятся в область ускорения. Таким образом, в криволинейной геометрии ускоренные частицы могут инжектироваться и наблюдаться на квазипоперечных участках фронта, хотя ускорение Ферми происходит только на квазипролонгальных.

Отметим также высокую эффективность дрейфового ускорения, при котором частицы дрейфуют вдоль ударного фронта в направлении среднего электрического поля. Дрейф происходит за счет разницы ларморовского радиуса за и перед фронтом. Обычно частица через несколько ларморовских вращений выходит из области дрейфового ускорения и либо уходит за фронт ударной волны, либо вступает в процесс уско-

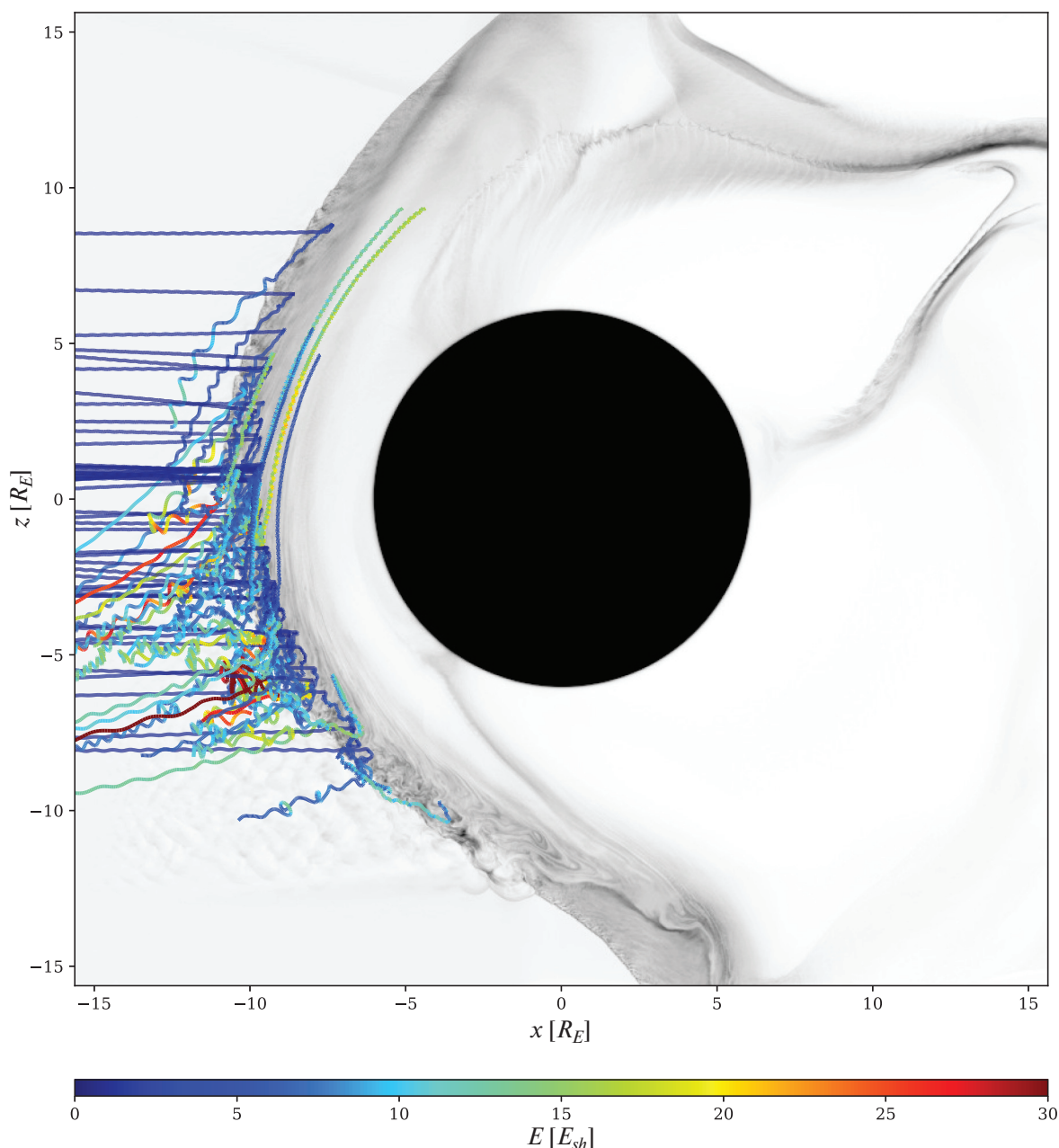


Рис. 2. Траектории ускоряющихся частиц, нанесенные на карту плотности (модель А). Цветом показана энергия частиц в единицах E_{sh} .

рения Ферми. Из рис. 2 видно, что многие частицы длительное время набирают энергию, дрейфуя вдоль фронта, и достигают энергии $10E_{sh}$ и более до начала ускорения Ферми. Это объясняется конфигурацией электромагнитных полей, возникающей при обтекании диполя (рис. 3). Линии электрического поля направлены таким образом, что частицы, движущиеся от полюсов к экватору, приобретают энергию.

Конфигурация с магнитным моментом, перпендикулярным плоскости моделирования

На рис. 4 представлены результаты расчета Б, аналогичные рис. 1. Можно видеть, что магнитосфера асимметрична в экваториальной плоскости, однако

наибольшая концентрация надтепловых частиц сосредоточена с дневной стороны в области, симметричной относительно полуденного меридиана и имеющей ширину около $10R_E$. Ускоряющиеся частицы движутся фактически вдоль линий магнитного поля, т.е. коэффициент диффузии вдоль поля значительно превышает поперечный (рис. 5). Фактически этот результат подтверждает допустимость использования двумерного расчета А с магнитным моментом в плоскости моделирования, так как перемещение ускоряющихся частиц в направлении, поперечном скорости солнечного ветра и магнитному моменту, минимально.

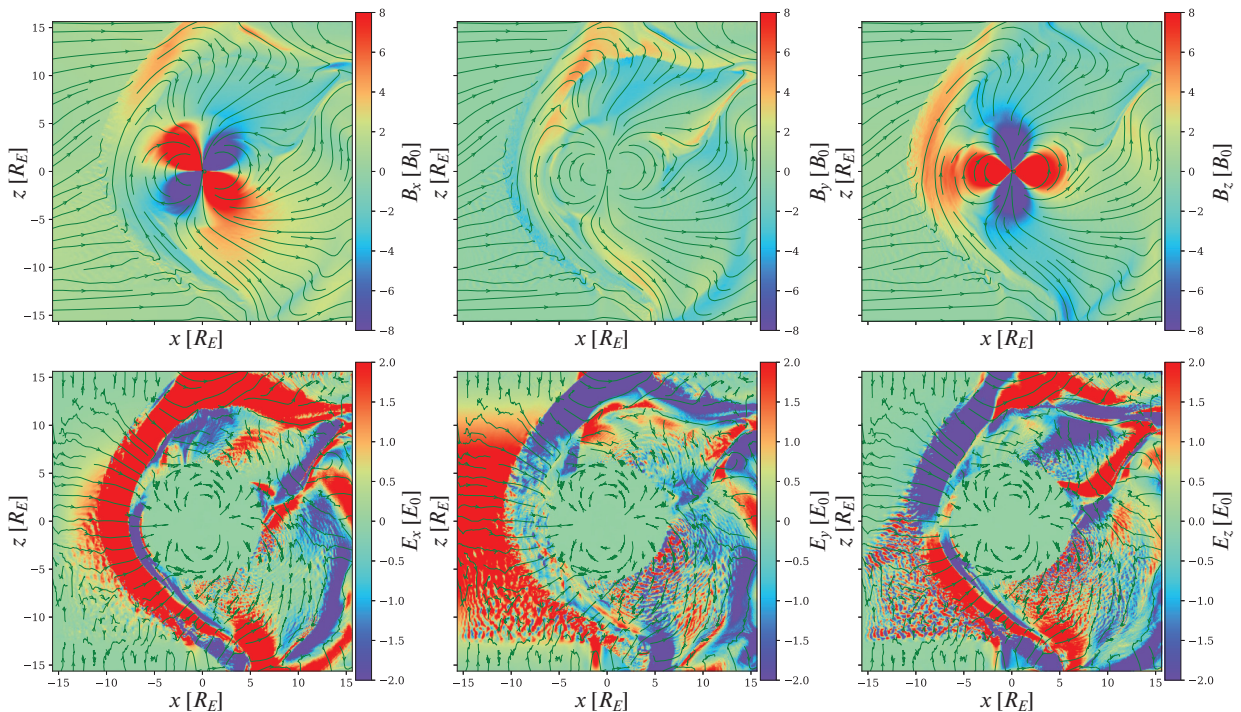


Рис. 3. Цветовые карты компонент электромагнитного поля в модели А с нанесенными линиями магнитного (вверху) и электрического поля (внизу). Магнитное поле приведено в единицах B_0 , электрическое — в единицах $E_0 = B_0 V_a / c$.

Эффективность инжекции

Основываясь на исследованных выше траекториях 10 000 протонов в запуске А, мы оценили эффективность их инжекции в процесс ускорения Ферми как функцию начального прицельного параметра z . На рис. 6а изображена эффективность инжекции χ (доля частиц, получивших энергию выше заданной) в зависимости от координаты. Если считать пороговым значением $10E_{sh}$, то максимальная эффективность инжекции достигается в подсолнечной точке и составляет несколько процентов (что на порядок превышает обычно используемое значение (Ли, 1982; Бережко и др., 2011)). При этом доля частиц, получивших энергию $3E_{sh}$ и выше, достигает 20%. Заметим, что высокая эффективность инжекции была зарегистрирована вблизи головной ударной волны по данным спутника AMPTE/IRM (Эллисон и др., 1990). Несмотря на то, что область ускорения Ферми располагается южнее экватора ($-10R_E < z < 0$), инжекция в основном происходит в экваториальной области, а уже затем ускоряющиеся частицы смещаются южнее.

Для исследования зависимости эффективности инжекции от локальных параметров ударной волны были найдены локальные углы наклона магнитного поля к нормали θ и локальные альвеновские числа Маха в точках первого взаимодействия частиц с фронтом (рис. 6б, в). Угол θ вычислялся как угол между магнитным полем, усредненным по области ($x_{appr} - 100d_i, x_{appr}$), и нормалью к аппроксимирующей форме фронта функции 11, где x_{appr} — приближенное

положение фронта. Локальное число Маха рассчитывалось как проекция скорости потока перед фронтом, усредненной по той же области, на нормаль к аппроксимирующей функции. На графике $\theta(z)$ горизонтальной линией отмечено значение $\theta = 45^\circ$ — граница между квазипродольной и квазипоперечной конфигурацией. Можно видеть, что инжекция происходит и на участках, где $\theta > 45^\circ$, и четкой зависимости эффективности инжекции от угла θ не видно. При этом заметна некоторая корреляция эффективности инжекции с локальным значением M_a .

В то время как эффективность инжекции оценивалась как количество частиц, достигших пороговой энергии, при оценке эффективности ускорения следует учитывать максимальную достижимую энергию. Для учета этого параметра на рис. 6г мы построили максимальную энергию, приобретенную частицей за время моделирования, как функцию прицельного параметра. Для этого усреднялись максимальные энергии всех частиц с данным z , ускорившихся до $3E_{sh}$ и более. Максимум полученного графика совпадает с минимумом угла θ , что согласуется с представлением о наиболее эффективном ускорении в квазипродольной конфигурации.

ОБСУЖДЕНИЕ

С помощью глобальной гибридной модели Земли, феноменологически включающей плазмосферу с реалистичной зависимостью плотности от высоты, мы

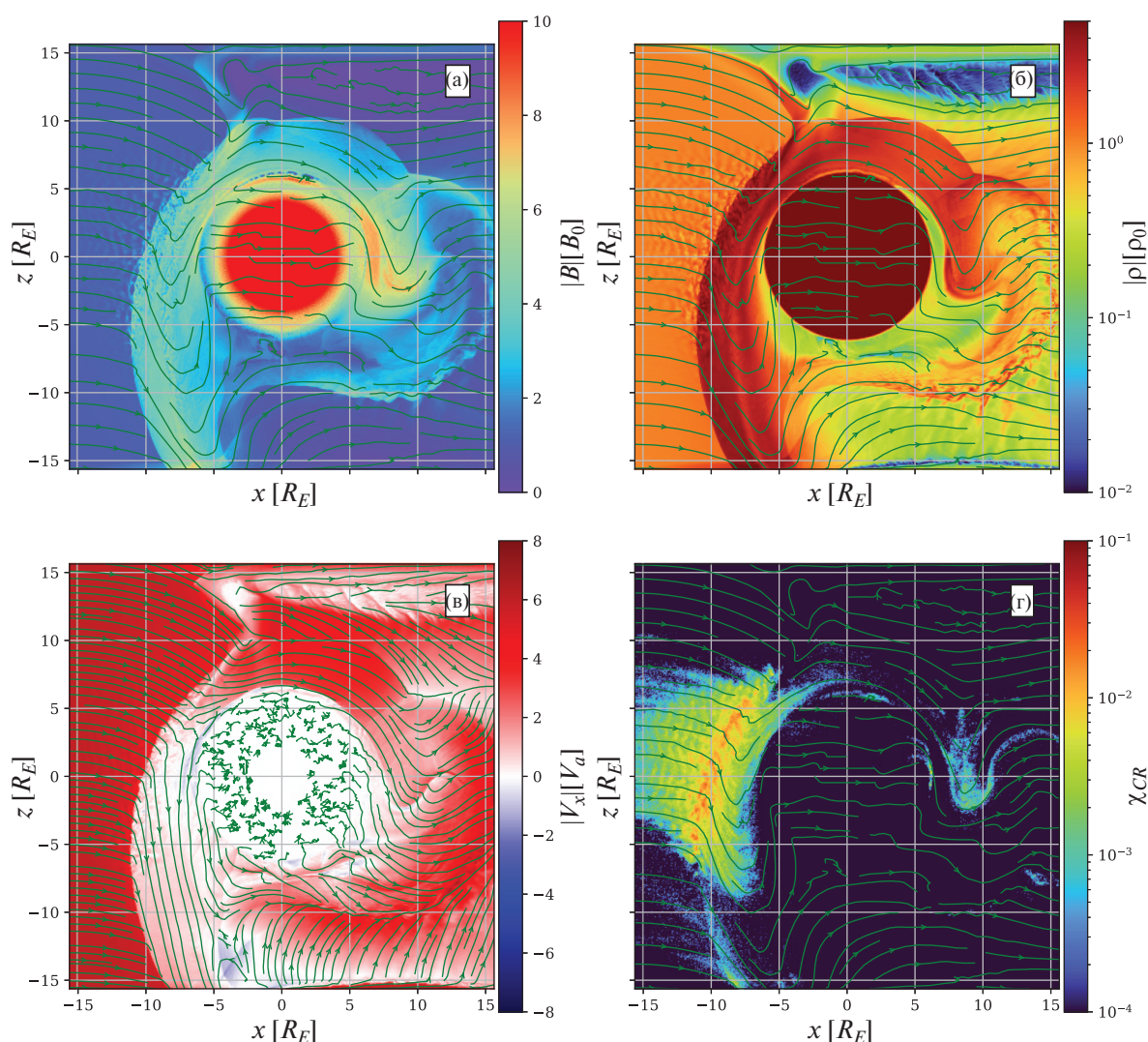


Рис. 4. Цветовые карты в модели Б: а — модуль магнитного поля; б — плотность; в — скорость потока V_x ; г — концентрация надтепловых частиц. На панели в стрелками показан поток плазмы, на остальных панелях — линии магнитного поля.

исследовали процесс ускорения Ферми на криволинейных фронтах.

Показано, что инжекция в процесс ускорения происходит при отражении на фронте, при этом инжектироваться могут частицы как на квазипролонных, так и на квазиперечных участках фронта. Однако наибольшая эффективность ускорения и наибольшие энергии частиц достигаются вблизи квазипролонных участков фронта, где формируется предвестник, в котором развиваются плазменные неустойчивости. В этой области ускорение идет согласно классическому механизму Ферми 1-го порядка, в то время как частицы, инжектированные на квазиперечных участках, могут набрать энергию, дрейфуя вдоль фронта. Часть из них впоследствии попадает в область предфронта и также вступает в механизм Ферми. Ускоренные частицы, попав за фронт ударной волны, могут распространяться вдоль фронта от экватора к полюсам. Таким образом, надтепловая популяция может наблюдаться и вне области ускорения.

До 20% частиц, взаимодействующих с ударной волной вблизи подсолнечной точки, отражается на фронте и приобретает впоследствии энергию не менее $3E_{sh}$. Этот результат согласуется с высокой наблюдаемой эффективностью ускорения на головной ударной волне магнитосферы Земли, отмеченной в работе (Эллисона и др., 1990). Кинетическое моделирование, представленное выше, в частности, позволяет определять параметры рассеяния частиц в моделях Монте-Карло, первые версии которых были предложены в работе (Эллисон и др., 1990). Моделирование методом Монте-Карло используется сегодня для расчетов спектров частиц в широком интервале энергий, недоступном для кинетического particle-in-cell моделирования ускорения Ферми.

ФИНАНСИРОВАНИЕ И БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность рецензенту за ценные замечания.

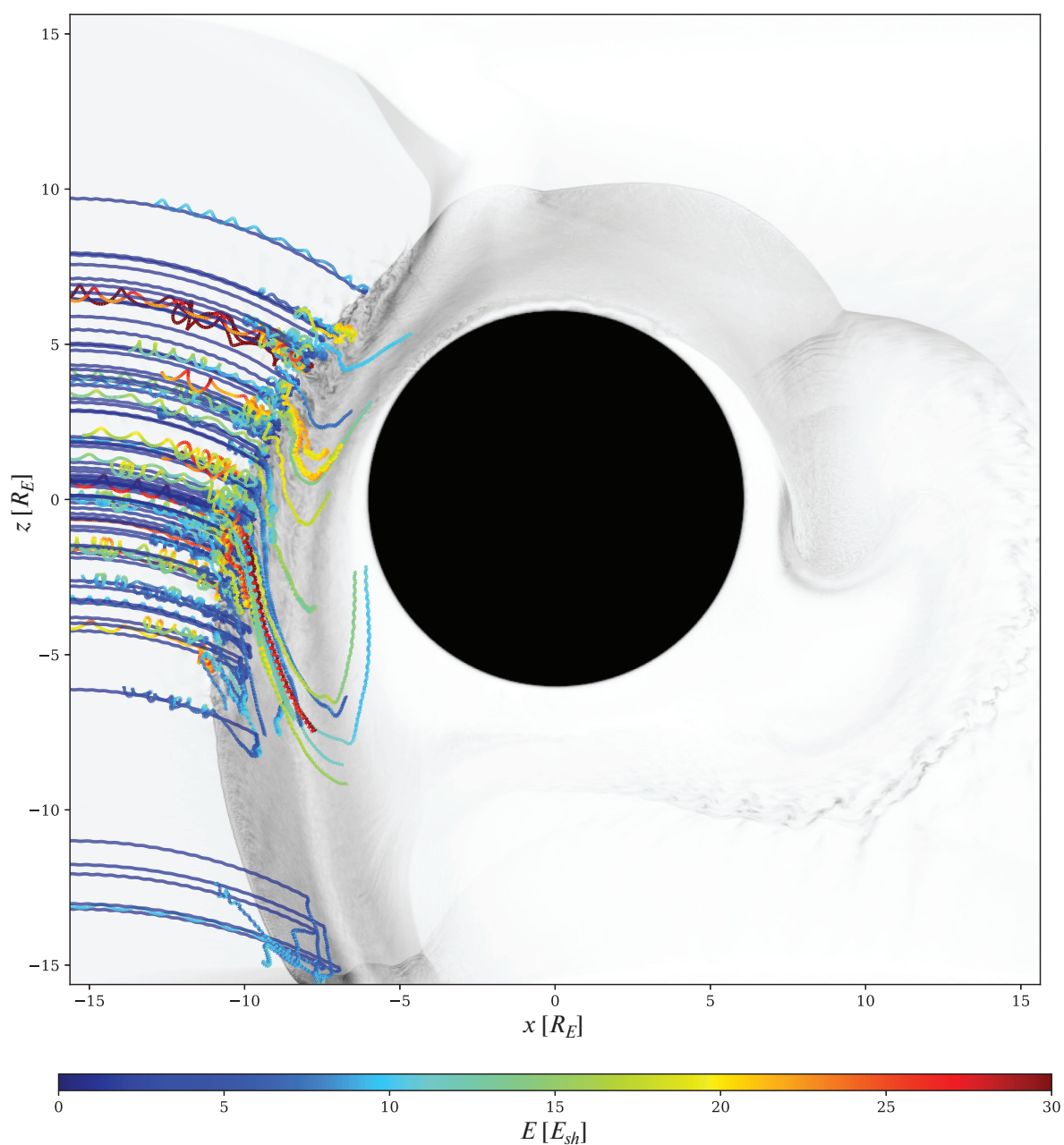


Рис. 5. Траектории ускоряющихся частиц, нанесенные на карту плотности (модель Б). Цветом показана энергия частиц в единицах E_{sh} .

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФ 25-72-20007). Моделирование осуществлялось с использованием ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (scc.spbstu.ru), а также с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова (Воеводин и др., 2019).

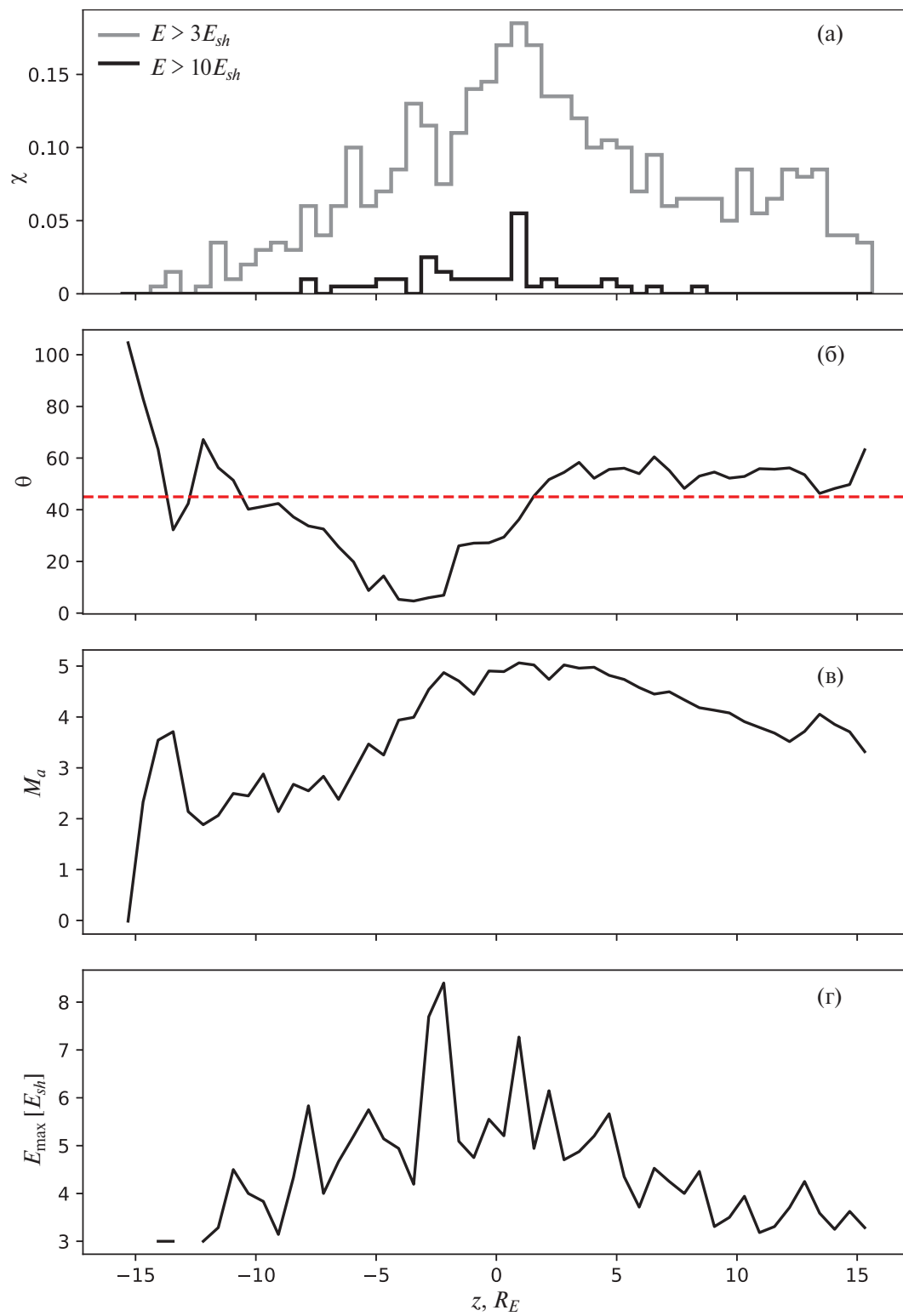


Рис. 6. Зависимость от прицельного параметра в модели А: а — эффективности инъекции; б — угла наклона нормали к фронту; в — числа Маха ударной волны; г — средней по ансамблю максимальной энергии частицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Агаронян и др. (F. Aharonian, R. Yang, and E. de Ona Wilhelmi), *Nature Astron.* **3**, 561 (2019).
- Аксфорд и др. (W.I. Axford, E. Leer, G. Skadron), *Proc. 15th ICRC(Plovdiv)* **11**, 132 (1977).
- Арзуманян и др. (Z. Arzoumanian, D.F. Chernoff, and J.M. Cordes), *Astrophys. J.* **568** 289 (2002).
- Артемьев и др. (A.V. Artemyev, V. Angelopoulos, and J.M. McTiernan), *J. Geophys. Res.: Space Phys.* **123**, Iss. 12, 9955 (2018).
- Бадмаев и др. (D.V. Badmaev, A.M. Bykov, and M.E. Kalyashova), *MNRAS* **517**, 2818 (2022).
- Бадмаев и др. (D.V. Badmaev, A.M. Bykov, and M.E. Kalyashova), *MNRAS* **527**, 3749 (2024).
- Белл (A.R. Bell), *MNRAS* **182**, 147 (1978).
- Беляев и др. (M.A. Belyaev, D.J. Larson, B.I. Cohen, and S.E. Clark), *Phys. Plasmas* **31**, 012902 (2024).
- Берджесс и др. (D. Burgess, E. Möbius, and M. Scholer), *Space Sci. Rev.* **173**, 5 (2012).
- Бережко Е.Г., Танеев С.Н., *Космич. исслед.* **29**, 582 (1991).
- Бережко и др. (E.G. Berezhko, S.N. Taneev, and K.J. Trattner), *J. Geophys. Res.* **116**, Iss. A7, A07102 (2011).
- Блендфорд, Острайкер (R.D. Blandford and J.P. Ostriker), *Astrophys. J.* **221**, L29 (1978).
- Бунеман и др. (O. Buneman, T. Neubert, and K. Nishikawa), *IEEE Transact. Plasma Sci.* **20**, 810 (1992).
- Быков и др. (A.M. Bykov, A.E. Petrov, A.M. Krassilchtchikov, K.P. Levenfish, S.M. Osipov, and G.G. Pavlov), *Astrophys. J. Lett.* **876**, L8 (2019).
- Быков и др. (A.M. Bykov, A.E. Petrov, G.A. Ponomarev, M. Falanga, and K.P. Levenfish), *Adv. Space Res.* **74**, 4276 (2024).
- Воеводин и др. (V. Voevodin, A. Antonov, D. Nikitenko, P. Shvets, S. Sobolev, I. Sidorov, K. Stefanov, Vад. Voevodin, and S. Zhumatiy), *Supercomputing Frontiers and Innovations* **6**, 4 (2019).
- Каприоли, Спитковский (D. Caprioli and A. Spitkovsky), *Astrophys. J.* **794**, 47 (2014).
- Каприоли и др. (D. Caprioli, A.-R. Pop, and A. Spitkovsky), *Astrophys. J. (Lett.)* **798**, L28 (2015).
- Карпентер, Андерсон (D.L. Carpenter and R.R. Anderson), *J. Geophys. Res.* **97**, A2, 1097 (1992).
- Кропотина и др. (J. Kropotina, A. Bykov, A. Krassilchtchikov, and K. Levenfish), *Commun. Comput. Inf. Sci.* **965**, 242 (2019).
- Кропотина и др. (J.A. Kropotina, L. Webster, A.V. Artemyev, A.M. Bykov, D.L. Vainchtein, and I.Y. Vasko), *Astrophys. J.* **913**, 142 (2021).
- Кропотина и др. (J.A. Kropotina, A.A. Petrukovich, O.M. Chugunova, and A.M. Bykov), *MNRAS* **524**, 2934 (2023).
- Крымский Г.Ф., *Докл. АН СССР* **234**(6), 1306 (1977).
- Ли (M.A. Lee), *J. Geophys. Res.* **87**, A7, 5063 (1982).
- Лин (Y. Lin), *J. Geophys. Res.* **108**, A11, 1390 (2003).
- Мейер и др. (D.M.A. Meyer, J. Mackey, N. Langer, V.V. Gvaramadze, A. Mignone, R.G. Izzard, and L. Kaper), *MNRAS* **444**, 2754 (2014).
- Огино, Уолкер (T. Ogino and R.J. Walker), *J. Geophys. Res.* **91**, 5624 (1985).
- Омиди и др. (N. Omidi, X. Blanco-Cano, C.T. Russell, and H. Karimabadi), *Adv. Space Res.* **33**, 1996 (2004).
- Оруза и др. (L. Orusa, D. Caprioli, L. Sironi, and A. Spitkovsky), eprint arXiv:2507.13436 (2025).
- Рассел, Хоппе (C.T. Russell and M.M. Hoppe), *Space Sci. Rev.* **34**, 155 (1983).
- Сандберг и др. (T. Sundberg, C.T. Haynes, D. Burgess, and C.X. Mazelle), *Astrophys. J.* **820**, 21 (2016).
- Свифт (D.W. Swift), *J. Comput. Phys.* **126**, 109 (1996).
- Турк и др. (L. Turc, D. Fontaine, P. Savoini, and R. Modolo), *J. Geophys. Res. Space Phys.* **120**, 6133 (2015).
- Ха и др. (J.H. Ha, D. Ryu, H. Kang, and A.J. van Marle), *Astrophys. J.* **864**, 105 (2018).
- Хануш и др. (A. Hanusch, T.V. Liseykina, and M. Malkov), *Astrophys. J.* **872**, 108 (2019).
- Эллисон и др. (D.C. Ellison, E. Mobius, and G. Paschmann), *Astrophys. J.* **352**, 376 (1990).

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. ПРОЦЕДУРА АППРОКСИМАЦИИ ФОРМЫ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Определение положения фронта осуществлялось следующим образом. Сначала цветовая карта плотности плазмы (рис. 16) сглаживалась с помощью процедуры `Python scipy.ndimage.filters.gaussian_filter` для получения более ровных контуров. Затем с помощью процедуры `matplotlib.pyplot.contour` строились контуры плотности плазмы на уровне, в три раза превышающем среднее значение в солнечном ветре (для сильной ударной волны степень сжатия близка к 4, поэтому выбранное значение должно соответствовать области внутри ударного перехода). Координаты вершин полученных контуров записывались в массив с помощью процедуры `matplotlib.collections[0].get_paths()[0].vertices`.

Процедура `matplotlib.pyplot.contour` находит участки с заданной плотностью не только вблизи фронта ударной волны, но и во всей области моделирования, в том числе с ночной стороны Земли. Для исключения этих участков была вручную подобрана параболическая функция $x_{\text{appr}}(z)$ такая, что контур, соответствующий головной ударной волне, находился левее ее графика, а остальные контуры — правее. Из массива вершин контуров оставлялись только вершины, лежащие левее заданной кривой. Они фитировались полиномом третьей степени по z с помощью процедуры `numpy.polyfit`. Результирующий полином имел вид

$$x_{\text{appr}}(z) = -0.000454311z^3 + 0.0478207z^2 - 0.0763484z - 10.806. \quad (11)$$