

ДИНАМИКА ИОНОВ ВО ФРОНТЕ МАГНИТОЗВУКОВЫХ УДАРНЫХ ВОЛН**ION DYNAMICS IN MAGNETOSONIC SHOCK FRONT****Г.Н. Кичигин***Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, king@iszf.irk.ru***G.N. Kichigin***Institute of Solar-Terrestrial Physics,
Irkutsk, Russia, king@iszf.irk.ru*

Аннотация. В работе рассматривается динамика ионов во фронте магнитозвуковых ударных волн (МЗУВ), движущихся под различными углами θ к вектору магнитного поля. Используется модель ударного разрыва ударной волны, в которой учитывается перепад потенциала в рампе. В результате проведенного анализа все ионы, набегающие на фронт косых МЗУВ, условно разделены на следующие категории: 1) пролетные, 2) отраженные, 3) вращающиеся перед рампом, 4) захваченные в рампе. Показано, что как вращающиеся, так и захваченные ионы присутствуют временно во фронте МЗУВ с любыми углами θ . В итоге и те и другие оказываются в строго поперечной МЗУВ пролетными, а в косых МЗУВ — либо пролетными, либо отраженными. Найден критический угол θ^* , который в косых МЗУВ разделяет ионы на пролетные и отраженные. Угол θ^* зависит как от скорости налетающих на рампы частиц, так и от пространственного размера перепада потенциала в рампе. Самые важные результаты, полученные при изучении динамики отраженных ионов: 1) установлена физическая причина образования отраженных ионов, имеющих значительную энергию; 2) выявлен механизм их ускорения в рампе. В ионном форшоке околоземной ударной волны именно эти энергичные (от десятков до сотен кэВ) ионы, убегающие от ударного фронта МЗУВ под небольшим углом к плоскости фронта, проявляются в наблюдениях в виде так называемых продольных пучков (field-aligned beam — FAB) и формируют границу ионного форшока.

Ключевые слова: ударные волны, структура фронта магнитозвуковой волны, ускорение частиц.

Abstract. I address the ion dynamics at the front of magnetosonic shocks moving at different angles θ to the magnetic field vector. I employ a shock discontinuity model in which the ramp potential difference is taken into account. The analysis conditionally separates all the ions incoming to the front of oblique magnetosonic shocks into the following categories: 1) transient, 2) reflected, 3) gyrating in front of the ramp, 4) pickup in the ramp. Both gyrating and pickup ions are shown to be present temporarily at the magnetosonic shock front at any angles θ . In the end, both the former and the latter appear to be transient in a strictly transversal magnetosonic shock; and either transient or reflected, in an oblique magnetosonic shock. I have found the critical angle θ^* that separates ions into transient and reflected in an oblique magnetosonic shock. The critical angle θ^* depends both on the velocity of the particles, incident on ramp, and on dimensions of the ramp potential difference. The most important results are that I have identified the physical cause of the production of the reflected ions having a significant energy and have revealed the mechanism for their acceleration in the ramp (surfing). In the near-Earth shock ion foreshock, these very energetic ions (from tens to hundreds of keV) escaping from the magnetosonic shock front at a small angle to the front plane manifest themselves in observations in the form of so-called field-aligned beams (FABs) and form the ion foreshock boundary.

Keywords: shock, structure of magnetosonic shock front, accelerated particles.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время наиболее подробно изучена структура ударного фронта квазиперпендикулярных магнитозвуковых ударных волн (МЗУВ), [Leroy, 1982; Leroy et al., 1983; Valogh, Treumann, 2013]. Схематически структуру ударного разрыва поперечной МЗУВ представляют таким образом: набегающий поток плазмы (upstream), небольшое возрастание магнитного поля — подножье (foot), область резких перепадов магнитного и электрического полей — рампа (ramp), овершут-андершут колебания (overshoot-undershoot oscillations) магнитного поля за рампом, плазма за ударным разрывом (downstream). В пространственной области, называемой рампом, из-за

разделения зарядов образуется отражающий ионы перепад потенциала такой величины, что он может существенно затормозить налетающий на фронт МЗУВ поток ионов, за счет чего в рампе формируются резкие перепады скорости и плотности ионов. Образование подножья связывают с ионами, которые выходят из рампы, разворачиваются перед ним магнитным полем и снова попадают в рампу. Подобный разворот иона перед рампом может повторяться несколько раз, в результате чего перед рампом повышается плотность плазмы и образуется подножье [Woods, 1971], где происходит усиление магнитного поля.

В этой сложной структуре ударного разрыва МЗУВ самым существенным элементом является

область рампы, где имеются скачки основных параметров плазмы: магнитного поля, потенциала, скорости и плотности. Влияние перепада магнитного поля в рампе на движение ионов не столь существенно, и в первом приближении им можно пренебречь. Это обусловлено тем, что для реальной величины магнитного поля в рампе ларморовский радиус ионов плазмы, движущихся со скоростью, близкой к скорости натекающего потока плазмы, больше или, как правило, значительно больше размера рампы d . Иногда ширина перепада потенциала порядка дебаевского радиуса, т. е. очень мала по сравнению с другими характерными для ударного разрыва масштабами. Учитывая эти обстоятельства, в существующих моделях, представляющих ударный разрыв, в рампе обычно учитывается только перепад потенциала. При этом в нулевом приближении пренебрегают перепадами магнитного поля как в рампе, так и в подножье, т. е. магнитное поле в пределах ударного разрыва считается однородным.

ИСПОЛЬЗУЕМАЯ МОДЕЛЬ УДАРНОГО ФРОНТА И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

К сожалению, в настоящее время нет строгой теории, в которой была бы рассмотрена самосогласованная картина движения частиц в плазме бесстолкновительной ударной волны (БУВ) и представлена в деталях структура БУВ. Есть результаты лабораторных экспериментов, численных расчетов и данных измерений параметров БУВ в космической плазме. Надежно установлено, что некоторые особенности структуры БУВ, например подножье, овершут и андершут, в основном контролируются движением ионной компоненты. В формировании рампы принимают участие и ионы, и электроны плазмы. В отсутствие строгой теории ударного разрыва БУВ в литературе часто используют простейшие гибридные модели БУВ, в которых отдельные структурные элементы БУВ задают «руками», а затем в рамках таких моделей анализируют динамику только ионной компоненты плазмы. В нашей работе мы тоже ограничимся таким тривиальным подходом. Несмотря на простоту, такой подход, тем не менее, позволяет получить некоторые детали структуры БУВ, которые проявляются в наблюдательных данных.

В качестве примеров мы кратко рассмотрим некоторые часто используемые модели. Большое распространение получила простейшая модель ударного разрыва, согласно которой часть ионов, налетающих на рампу, отражается от него зеркально [Woods, 1971; Gosling et al., 1982; Schwartz et al., 1983; Sckopke et al., 1983; Balogh, Treumann, 2013]. В рамках этой модели движение ионов перед рампом МЗУВ рассматривается в простейшем приближении, где предполагается следующее: 1) ионы отражаются от рампы зеркально; 2) отраженные ионы имеют скорость, равную скорости волны; 3) динамика ионов анализируется в дрейфовом приближении. Такое рассмотрение движения ионов перед рампом приводит к появлению критического угла $\theta_{cr}=45^\circ$ [Balogh, Treumann, 2013], величина которого разделяет два раз-

ных случая движения ионов перед рампом. В первом случае ($\theta > \theta_{cr}$) в некоторый момент времени ион снова попадет в рампу. Ионы, вращающиеся таким образом перед рампом, образуют подножье [Woods, 1971], которое, как считается, является отличительным признаком квазиперпендикулярной МЗУВ. Во втором случае ($\theta < \theta_{cr}$) ион, дрейфуя непрерывно вверх по течению, удаляется от рампы, поэтому нет причин для образования подножья, т. е. его нет. Мы считаем, что модель с зеркальным отражением ионов, несмотря на ее популярность, не работает, так как используемые в ней приведенные выше три предположения практически не реализуются.

Достаточно подробно изучено движение ионов еще для одной модели, в которой учтен только перепад величины магнитного поля в рампе [Alekseyev, Kropotkin, 1970; Topyugin, 1980; Webb et al., 1983; Chiueh, 1988; Decker, 1988]. Здесь, в предположении, что сохраняется магнитный момент частиц, показано, что при многократном пересечении рампы ионы набирают энергию за счет дрейфового ускорения. В самом благоприятном случае происходит увеличение энергии таких ионов по отношению к начальной примерно на порядок величины (см., например, [Topyugin, 1980]). Однако учет в этой модели перепада потенциала в рампе, который, как правило, занимает небольшую долю масштаба рампы, кардинально меняет картину. Как выясняется, перепад потенциала оказывает существенное влияние на динамику ионов, в частности, на их ускорение. Например, в работе [Lever et al., 2001] показано, что, если пространственный размер перепада потенциала d_ψ меньше, чем c/ω_{pi} , нарастание энергии ионов за счет дрейфового ускорения становится пренебрежимо малым по сравнению с ростом энергии при ускорении в электрическом поле рампы за счет серфотронного ускорения [Сагдеев, 1964; Dawson, Katsouleas, 1983; Ерохин и др., 1989; Shapiro, User, 2003; Кичигин, 1992, 1995, 2001, 2009a]. Согласно работам [Heppner et al., 1978; Balikhin et al., 1995; Newbury et al., 1998; Bale et al., 2005; Bale, Mozer, 2007], для околоземной БУВ типичное значение $d_\psi \approx (1-5)c/\omega_{pe}$, а пространственный размер перепада магнитного поля $d_B \approx (0.4-1)c/\omega_{pi}$, т. е. $d_\psi < d_B$. Есть основания полагать, что такая ситуация типична для БУВ в космической плазме, на основании чего можно сделать следующий вывод: в грубом приближении на ионы в рампе МЗУВ в основном действует сила электрического поля, а влиянием магнитного поля на динамику ионов в ударном разрыве МЗУВ можно пренебречь.

Таким образом, из простейших моделей наиболее адекватными являются те, в которых при анализе динамики ионной компоненты учитывается наличие в рампе перепада потенциала. В литературе наиболее часто рассматривается модель ударного разрыва, в которой заданное магнитное поле на разрыве постоянно, а заданный вручную потенциал в рампе растёт линейно, т. е. электрическое поле изменяется скачком: в пределах рампы оно постоянно, а вне его равно нулю [Ohsawa, 1990; Кичигин, 1992; Lever et al., 2001; Shapiro, User, 2003]. В другой модели, более

близкой к реальной, предполагается, что в рампе электрическое поле растет линейно, т. е. потенциал в пределах рампа растет с расстоянием по параболическому закону [Кичигин, 1995]. Эта модель, представленная на рис. 1, используется и в данной работе.

Ниже мы подробно рассмотрим движение ионов в пределах рампа и вне его. Учитывая полученные ниже результаты, при рассмотрении динамики ионов, движущихся в электромагнитных полях фронта, мы условно разделили ионы на следующие категории: 1) пролетные — это ионы, которые пересекают рамп либо с ходу, либо по сложной траектории и больше никогда в него не возвращаются; 2) отраженные — это ионы, которые после каких-либо простых или сложных движений во фронте МЗУВ оказываются перед рампом и удаляются от него вверх по течению; 3) вращающиеся частицы — это ионы, которые вращаются перед рампом и формируют подножье; 4) захваченные частицы — это ионы, которые в пределах рампа медленно перемещаются относительно него, поэтому длительное время находятся в рампе, медленно дрейфуя в направлении движения волны. Область перед рампом МЗУВ мы будем называть подножьем.

Отличительная особенность динамики захваченных частиц — они могут ускориться в рампе до значительных энергий. Акцентируем внимание на том, что как вращающиеся, так и захваченные ионы присутствуют во фронте МЗУВ временно. В итоге, как мы покажем ниже, и те и другие оказываются либо пролетными, либо отраженными.

Отраженные ионы (reflected particle component) авторы многих других статей и, в частности, обзоров [Balogh, Treumann, 2013; Wilson, 2016] называют продольными пучками (field-aligned beam — FAB).

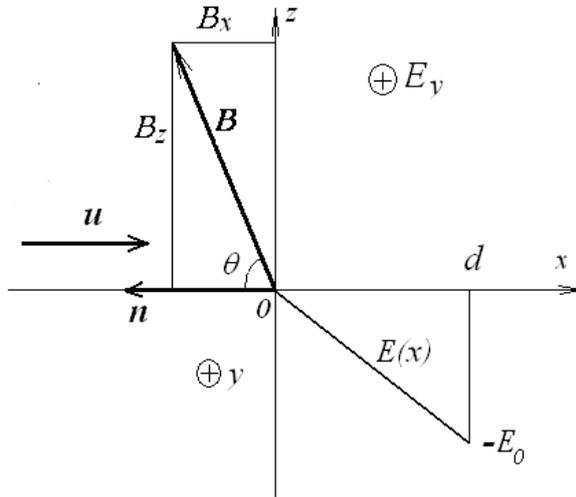


Рис. 1. Модель структуры ударной волны, представленная в системе отсчета волны. Передняя плоскость рампа — это плоскость YOZ; \mathbf{n} — вектор нормали к рампу. Поток плазмы набегаёт перпендикулярно плоскости YOZ со скоростью \mathbf{u} . Вектор магнитного поля \mathbf{B} направлен под углом θ к нормали \mathbf{n} и имеет компоненты B_x и B_z . Перепад потенциала сосредоточен в рампе шириной d , а электрическое поле на отрезке $0 \leq x \leq d$ направлено навстречу набегающему потоку плазмы и линейно нарастает от нуля до амплитудного значения E_0 . Конвекционное стационарное электрическое поле $E_y = uB_z/c$ направлено вдоль оси Y (перпендикулярно плоскости рисунка)

Один из основных результатов нашей работы — это установление физических причин образования отраженных частиц, выявление механизма их ускорения в рампе и определение вида траектории движения их перед рампом МЗУВ.

Итак, цель настоящей работы — подробное исследование динамики ионов в ударном фронте, структура которого представлена моделью, схематически показанной на рис. 1. Полагаем, что МЗУВ совершает одномерное движение вдоль оси X в бесстолкновительной плазме, ионы которой имеют малый разброс по скоростям. Рассмотрение ведем в системе отсчета, связанной с рампом. Все падающие на рамп ионы разделим на две группы, в одной из которых находится основная часть ионов из потока набегающей на рамп плазмы, в другой имеется мизерная часть ионов, средняя скорость которых в системе волны почти нулевая. Как мы убедимся ниже, половина или более ионов основного потока с ходу пересекают рамп и становятся пролетными, а малая часть ионов, движущихся приблизительно со скоростью волны, может быть захвачена и ускорена электрическим полем в рампе. Полагая, что ионы основного потока налетающей на рамп плазмы почти холодные, и учитывая, что число частиц в отраженных, захваченных и других подобных группах мало, мы будем в грубом приближении рассматривать динамику ионов в этих условных группах в одночастичном приближении.

В рамках рассматриваемой упрощенной модели ударного разрыва в системе волны ион с зарядом q и массой m в окрестности фронта будет двигаться согласно уравнениям движения

$$\begin{aligned} dv_x/dt &= qE_x/m + qv_y B_z/(mc), \\ dv_y/dt &= qE_y/m + q(v_z B_x - v_x B_z)/(mc), \\ dv_z/dt &= -qv_y B_x/(mc), \end{aligned}$$

в которых компоненты поля во всем пространстве

$$B_z = B \sin \theta, B_x = -B \cos \theta, E_y = u B \sin \theta / c,$$

где c — скорость света. Компонента E_x равна $E_x = -E_0 x/d$ на отрезке $0 \leq x \leq d$ (в рампе) и равна нулю за пределами этого отрезка (см. рис. 1). Величина E_0 связана с амплитудой потенциала ϕ_A в волне соотношением $E_0 = 2\phi_A/d$. Мы анализируем динамику ионов в нерелятивистском приближении, что вполне оправдано в случае рассматриваемых нами нерелятивистских МЗУВ. К этим уравнениям добавим уравнение для кинетической энергии $W = m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2$:

$$dW/dt = eE_x v_x + eE_y v_y.$$

Введя обозначение $\omega_H = qB/mc$, безразмерные переменные $\tau = \omega_H t$,

$$\begin{aligned} s &= v_x/u, v = v_y/u, w = v_z/u, \chi = x\omega_H/u, \\ \eta &= y\omega_H/u, \xi = z\omega_H/u, \varepsilon = 2W/(mu^2), \end{aligned}$$

и используя параметры

$$\begin{aligned} R &= E_0/B, \beta = u/c, D = R/\beta, \\ \psi &= 2e\phi_A/(mu^2), \chi_d = \psi/D, \Omega = D/\psi^{1/2}, \end{aligned}$$

запишем уравнения движения иона в рампе в безразмерном виде:

$$ds/d\tau = v \sin \theta - \Omega^2 \chi, \tag{1}$$

$$dv/d\tau = (1-s)\sin\theta - w\cos\theta, \quad (2)$$

$$dw/d\tau = v\cos\theta. \quad (3)$$

Уравнение для энергии в безразмерном виде:

$$d\varepsilon/d\tau = v\sin\theta - \Omega^2 s\chi.$$

Интегрируя это уравнение один раз по времени, получим закон сохранения энергии в виде

$$\varepsilon + \Omega^2 \chi^2 / 2 - \eta \sin\theta = \text{const.}$$

Это соотношение использовалось нами для проверки точности численных расчетов. Параметр $\Omega = E_0 / (B\beta\psi^{1/2})$ связан с наличием в рампе компоненты электрического поля $E_x = -E_0 x / d$. Поскольку вне рампа компонента E_x отсутствует, во всех приведенных выше безразмерных уравнениях подразумевается, что вне рампа $\Omega = 0$. Уравнения (1)–(3) можно свести к уравнению для одной переменной, в качестве которой можно выбрать v или χ . Так же как для переменной v , для χ уравнение имеет вид

$$d^4\chi/d\tau^4 + (1 + \Omega^2)d^2\chi/d\tau^2 + \Omega^2 \cos^2\theta \chi = 0. \quad (4)$$

Приведем типичные значения используемых нами параметров, которые они принимают в околоземной МЗУВ. Рассматриваемая нами модель характерна для одномерного случая, когда поток плазмы падает перпендикулярно на переднюю плоскость рампа. Положим, что набегающая на фронт МЗУВ со скоростью u плазма имеет плотность n_0 , а МЗУВ характеризуется альфвеновским числом Маха $M_A = u/V_A$, где $V_A = B / (4\pi n_0 m)^{1/2}$ — альфвеновская скорость в плазме. Тогда один из важных и используемых нами параметров D можно представить в таком виде: $D = E_0 / (B\beta) = M_A \psi (c/\omega_{pi}) / d$, где $\omega_{pi} = (4\pi n_0 e^2 / m)^{1/2}$ — плазменная ионная частота. Для спокойного солнечного ветра $V_A = 5 \cdot 10^6$ см/с, его скорость набегающая на околоземную ударную волну $u \approx 4 \cdot 10^7$ см/с, тепловая скорость $v_T \approx 4 \cdot 10^6$ см/с, т. е. $v_T/u \approx 0.1 \ll 1$, что позволяет считать плазму холодной. Типичные величины параметров для рассматриваемых нами МЗУВ: безразмерный потенциал $\psi \leq 1$, размер рампа $d < c/\omega_{pi}$, альфвеновское число Маха $M_A > 5$. С учетом типичных значений параметра D ($D > 5$) в грубом приближении будем полагать, что параметр $\Omega = D/\psi^{1/2} \gg 1$.

Везде ниже мы примем, что $\psi = 1$, и, считая набегающую на рамп плазму холодной, пренебрежем поперечными составляющими начальных скоростей ионов плазмы, т. е. положим $v_0 = w_0 = 0$.

РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ ВНЕ РАМПА

В рамках нашей модели, в областях МЗУВ, находящихся вне рампа, где $\Omega = 0$, уравнения (1)–(5) решаются аналитически. При начальных условиях $\chi = \chi_r$, $s = s_r$, $v = v_r$, $w = w_r$ решения имеют вид

$$\chi = \chi_r + s_r \tau + \sin\theta \{ [(1-s_r)\sin\theta - w_r \cos\theta](\tau - \text{sint}) + v_r(1 - \text{cost}) \}, \quad (5)$$

$$s = s_r + \sin\theta \{ [(1-s_r)\sin\theta - w_r \cos\theta](1 - \text{cost}) + v_r \text{sint} \}, \quad (6)$$

$$v = v_r \text{cost} + [(1-s_r)\sin\theta - w_r \cos\theta] \text{sint}, \quad (7)$$

$$w = w_r + v_r \cos\theta \text{sint} + [(1-s_r)\sin\theta - w_r \cos\theta] \cos\theta(1 - \text{cost}). \quad (8)$$

СТРОГО ПОПЕРЕЧНАЯ МЗУВ

В этом случае движение ионов осуществляется в плоскости XOY, поэтому без ограничения общности можно положить $w = 0$. Как показано в работе [Кичигин, 1995], для строго перпендикулярной МЗУВ ($\theta = \pi/2$) уравнения (1)–(4), описывающие динамику ионов в рампе, решаются точно. Мы воспользуемся этими решениями, чтобы в общих чертах понять основные закономерности поведения ионов в рампе, характерные особенности которых, как мы увидим ниже, проявляются и в косых МЗУВ. Для наших целей мы используем решение для координаты и скорости ионов, налетающих на рамп с начальной скоростью s_0 :

$$\chi = (s_0 - v_d) \sin(\Omega_1 \tau) / \Omega_1 + v_d \tau,$$

$$s = (s_0 - v_d) \cos(\Omega_1 \tau) + v_d, \quad v = \tau - \chi.$$

Здесь $\Omega_1 = (1 + \Omega^2)^{1/2}$, $v_d = 1/\Omega_1^2$. Как видно из этих формул, частица в рампе в данном случае совершает движение с постоянной скоростью v_d , на которое накладываются колебания с частотой Ω_1 .

Исследование приведенных решений для χ и s показывает, что на первом периоде колебаний иона его координата χ максимальна в момент времени τ_m , который определяется из отношения $s = (s_0 - v_d) \times \cos(\Omega_1 \tau_m) + v_d = 0$. Поскольку мы полагаем, что $\Omega_1 \approx D \gg 1$, $v_d \ll 1$, $s_0 \gg v_d$, для момента времени τ_m получим оценку: $\tau_m \approx \pi / (2\Omega_1)$. Если в этот момент времени $\chi > \chi_d = 1/D$ ($\chi_d = 1/D$ — безразмерная ширина рампа), ион пересекает рамп, имея значение компонент скоростей $s = 0$, $v = \pi / (2\Omega_1) - 1/D \approx (\pi/2 - 1)/D$. Как следует из соотношения (5), при таких значениях скоростей s и v координата $\chi > 0$ всегда, т. е. пересекающий рамп ион монотонно удаляется от него и, следовательно, становится пролетным.

Для частиц со скоростями, близкими скорости волны, $s_0 \approx 1$, в момент времени $\tau_m = \pi / (2\Omega_1)$ координата $\chi \approx s_0 / \Omega_1$ и неравенство $\chi > 1/D$ примет вид $s_0 > 1$. Отсюда следует, что с учетом малого разброса по поперечным скоростям примерно половина налетающих на рамп частиц сходу его пересекают, т. е. попадают в разряд пролетных.

Далее, анализируя выражение для χ , мы видим, что на первом периоде колебаний его значение минимально в момент времени $\tau = 3\pi / (2\Omega_1)$:

$$\chi_{\min} = -(s_0 - v_d) / \Omega_1 + 3\pi v_d / (2\Omega_1).$$

Если при этом $s_0 < v_d(3\pi/2 + 1)$, то χ_{\min} положительна и в этот, и во все дальнейшие моменты времени. Это означает, что частицы, которые имеют скорости s_0 , удовлетворяющие последнему неравенству, уже никогда не вернуться в подножье. Очевидно, что это неравенство удовлетворяется при очень малых значениях скорости s_0 ионов, которые мы называем идеально захваченными. В частности, полагая $s_0 \sim v_d$, получим, что идеально захваченный ион, находясь в рампе и совершая колебания с малой амплитудой $\sim v_d / \Omega_1$, движется в нем со средней скоростью v_d и, следовательно, пересечет рамп за время $\tau_d = \Omega_1^2 / D \approx D$. За это время компонента скорости иона v возрастет до величины $v \approx \tau_d = D$ и он приобретет энергию $\varepsilon_m \approx D^2 / 2$, которая набирается в результате ускорения в поле E_y . Рост энергии частиц

до таких значительных величин происходит в ускорительном процессе, который называют серфотронным механизмом ускорения [Сагдеев, 1964; Dawson, Katsouleas, 1983; Ерохин и др., 1989; Shapiro, User, 2003; Кичигин, 1992, 1995, 2001, 2009a].

Итак, анализ решений для строго перпендикулярной МЗУВ привел нас к выводу о том, что для налетающих на рампы холодных ионов вращающиеся перед рампом частицы могут присутствовать для ограниченного интервала компонент скоростей $1 > s_0 > v_d(3\pi/2+1) \approx 6v_d$. Из условия $s_0 > v_d(3\pi/2+1)$ следует, что $\Omega_1^2 = 1 + \Omega^2 > (3\pi/2+1)/s_0$ или $D > [(3\pi/2+1)/s_0 - 1]^{1/2}$. Таким образом, при заданном значении s_0 наличие вращающихся частиц контролируется параметром D . Они появляются перед рампом только тогда, когда параметр D больше величины $D = [(3\pi/2+1)/s_0 - 1]^{1/2}$. При $s_0 \approx 1$ параметр $D \approx (3\pi/2)^{1/2} \approx 2$. Эта оценка подтверждается в наших расчетах.

Для ионов, попадающих в область перед рампом при начальных условиях $\chi_0 = 0$, $s = -s_0$, $v = v_0$, решение для координаты иона χ примет вид

$$\chi = \tau + (1 + s_0) \sin \tau + v_0(1 - \cos \tau),$$

из которого видно, что в какой-то момент времени координата неизбежно примет положительное значение. Это означает, что любой ион, выйдя из рампы в подножье, в конце концов снова вернется в рампу. Как мы уже отметили выше, ионы, которые пересекали рампу, в него уже не возвращаются. Таким образом, в строго поперечной МЗУВ нет отраженных ионов, а все налетающие на рампу ионы в итоге становятся пролетными.

КОСАЯ МЗУВ

Для косых МЗУВ в двух предельных случаях, рассмотренных ниже, для движения ионов в рампе удалось найти аналитическое решение системы уравнений (1)–(3). В общем случае решение этой системы возможно только численными методами и мы, в частности, ее решали методом Рунге—Кутты. Точность расчетов контролировалась с помощью закона сохранения энергии и была не хуже 10^{-8} .

В одном частном случае, а именно, при описании динамики захваченных в рампе частиц, решение оказалось возможным, поскольку для захваченных в рампе ионов величина скорости $s \ll 1$. Учитывая этот факт, в нулевом приближении в уравнении (2) можно положить $s = 0$, и тогда система (2), (3) имеет точное решение, которое приведено в работах [Sugihara et al., 1984; Lee et al., 1996; Кичигин, 2009a, 2009б] и имеет вид

$$v = \text{tg} \theta \sin \tau_1, \quad (9)$$

$$w = \text{tg} \theta (1 - \cos \tau_1), \quad (10)$$

где $\tau_1 = \tau \cos \theta$. Эти решения описывают колебательные движения ионов в плоскости YOZ с частотой $\cos \theta$. В следующем приближении, учитывая принятые нами неравенства $s \ll 1$, $s_0 \ll 1$, $\Omega \gg 1$, $\Omega \gg \cos \theta$, подставляя полученные соотношения (9), (10) в уравнения (1), (2) и решая их, получим соотношения для координаты χ и компоненты скорости s :

$$\chi = (s_0 - \sin^2 \theta / \Omega^2) \sin(\Omega \tau) / \Omega + \text{tg} \theta \sin \theta \sin \tau_1 / \Omega^2, \quad (11)$$

$$s = (s_0 - \sin^2 \theta / \Omega^2) \cos(\Omega \tau) + \sin^2 \theta \cos \tau_1 / \Omega^2.$$

Из этих решений следует, что на колебания иона с частотой $\cos \theta$ накладываются колебания с более высокой частотой $\Omega \gg \cos \theta$. Сравнение численных расчетов и расчетов по формуле (11) для координаты χ показало хорошее их согласие при $s_0 < 0.2$. На рис. 2 демонстрируется результат такого сравнения для $s_0 = 0.1$, $D = 10$.

Остановимся на анализе соотношения (11), полагая $s_0 > \sin^2 \theta / \Omega^2$. Во-первых, мы видим, что ион пересечет рампу, если координата χ достигнет значения $1/D$, т. е. при условии $\text{tg} \theta \sin \theta / \Omega \approx 1 - s_0$. Из этого соотношения найдем критический угол θ^* , при котором ионы окажутся за рампом:

$$\theta^* = \arccos \{ D(1 - s_0)/2 - [D^2(1 - s_0)^2/4 - 1]^{1/2} \}^{1/2}. \quad (12)$$

При $D \gg 1$, $s_0 \ll 1$ критический угол близок к значению $\theta^* \approx \pi/2$. Ион, пересекший рампу, имеет компоненты скорости $v_r \approx w_r \approx \text{tg} \theta$, $s_r < 1$. Как следует из соотношений (5)–(8), при таких начальных значениях компонент скорости иона за рампом он становится пролетным.

Если в процессе движения иона в рампе ион не преодолевает перепад потенциала в рампе, то при $\tau_1 \geq \pi$ его координата станет отрицательной, т. е. ион окажется перед рампом, имея компоненты скорости $s_r \approx v_r \approx 0$, $w_r = 2 \text{tg} \theta$. Движение ионов, оказавшихся перед рампом с такими начальными скоростями, подчиняется уравнениям (5)–(8), т. е. определяется соотношениями

$$\begin{aligned} \chi &\approx -\sin^2 \theta (\tau - \sin \tau), \quad s \approx -\sin^2 \theta (1 - \cos \tau), \quad v \approx \sin \theta \sin \tau, \\ w &\approx 2 \text{tg} \theta - \sin \theta \cos \theta (1 - \cos \tau). \end{aligned}$$

Из этих формул видно, что ионы удаляются от рампы со средней скоростью $\langle s \rangle \approx -\sin^2 \theta$, т. е. в итоге они попадают в категорию отраженных. Обратим внимание на то, что отраженные ионы имеют максимальную энергию для углов θ , близких к критическому $\theta^* \approx \pi/2$. Эти самые энергичные ионы имеют полную скорость примерно $2 \text{tg} \theta^*$ и движутся под углом α к плоскости YOZ. Угол α определяется из формулы $\text{tg} \alpha = \langle s \rangle / \langle w \rangle \approx \sin^2 \theta^* / (2 \text{tg} \theta^*) \approx \sin^2 \theta^* / 4 \approx \delta/2$, где $\delta = \pi/2 - \theta^* \ll 1$. Таким образом, отраженные ионы,

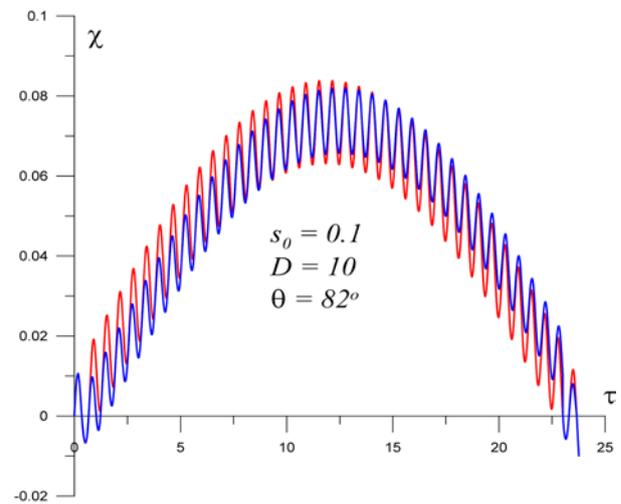


Рис. 2. Зависимость координаты от времени. Красная кривая получена из численных расчетов, синяя — зависимость, полученная из формулы (11)

имеющие максимальные энергии, движутся впереди ударного фронта косой МЗУВ под очень малым углом ($\approx \delta/2$) к плоскости YOZ. Как показано в работе [Кичигин, 2009б], в околосредней ударной волне предельная энергия этих энергичных ионов может достигать значений порядка 1 МэВ. Эти отраженные ионы формируют границу ионного форшока, движутся вдоль этой границы и именно они представляют популяцию продольных пучков (FAB) (см., например, обзоры [Balogh, Treumann, 2013; Wilson, 2016] и цитируемую там литературу).

Как показывают результаты расчетов, приведенное выше аналитическое решение (11) можно использовать при $s_0 < 0.2$. Траектории ионов при больших значениях параметра $s_0 (0.2 < s_0 < 1)$ приведены на рис. 3. Видно, что с увеличением s_0 сокращается время пребывания ионов в рампе и растет амплитуда их пространственных колебаний. Сокращение времени приводит к уменьшению энергии, до которой ионы ускоряются в рампе. Обратим также внимание на то, что если при малых начальных скоростях набегания ионов на рампу ($s_0 < 0.2$) ионы находятся в рампе в качестве захваченных, то с увеличением $s_0 (s_0 > 0.2)$ ионы переходят в категорию вращающихся, образуя подножье перед рампом.

Напомним, что в случае строго перпендикулярной МЗУВ все частицы, налетающие на ее фронт, в том числе и идеально захваченные ионы в рампе, в итоге пересекают рампу и становятся пролетными. Как мы видим, в косой МЗУВ, в отличие от строго перпендикулярной, поведение захваченных в рампе ионов существенно зависит от угла θ , критическое значение которого θ^* разделяет их на пролетные ($\theta > \theta^*$) и отраженные ($\theta < \theta^*$). Кроме того, для косой МЗУВ захваченные ионы в процессе движения в рампе получают значительный прирост энергии так же, как и в случае строго перпендикулярной МЗУВ.

Действительно, при углах, близких к критическому, учитывая соотношения (4), (5), мы видим, что пролетные ионы для косой МЗУВ за рампом имеют кинетическую энергию $\epsilon_r \approx \text{tg}^2 \theta^*$, а отраженные

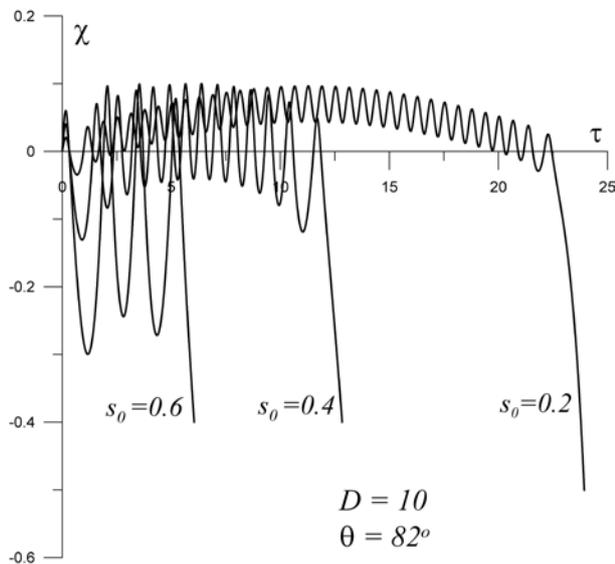


Рис. 3. Полученные из численных расчетов траектории ионов для различных значений начальных скоростей s_0 , значения которых указаны около кривых. $D=10$, $\theta=82^\circ$

попадают в подножье с энергией $\epsilon_a \approx 2 \text{tg}^2 \theta^*$. Подставляя при $D \gg 1$ в выражения для энергии значенные критического угла $\cos \theta^* \approx 1/D$, получим $\epsilon_r \approx D^2$, $\epsilon_a \approx 2D^2$. Заметим, что для критических углов, близких к $\pi/2$, что характерно для $D \gg 1$, в косой МЗУВ энергия пролетных ионов в два раза, а отраженных — в четыре раза больше предельной энергии $\epsilon_m \approx D^2/2$, с которой захваченные ионы покидают рампу и становятся пролетными в случае строго перпендикулярной МЗУВ. Аналогичный эффект существования максимума энергии для отраженных ионов в косых МЗУВ при значении угла, равном критическому, отмечен в работе [Кичигин, 2009б].

Как мы выяснили, в строго перпендикулярной МЗУВ вращающиеся перед рампом частицы отсутствуют, когда значение параметра $D < 2$. В косой МЗУВ, как показывают расчеты, ситуация с вращающимися ионами аналогична, т. е. при $D < 2$ они отсутствуют. Однако отраженные частицы есть при всех $D > 0$ и исчезают только при $D \rightarrow 0$. Чтобы показать это, обратимся к уравнениям (1)–(3), которые при $\Omega^2 \ll 1$ имеют приближенное аналитическое решение. Это второй случай, о котором мы упоминали выше и для которого можно найти аналитическое решение.

Как установлено выше, система уравнений (1)–(3) сводится к одному уравнению типа (4) для переменных χ или v . Решаем их методом последовательных приближений, полагая $\chi = \chi_1 + \chi_2$, $v = v_1 + v_2$ и выбирая начальные условия в виде $s = s_0$, $\chi = v_0 = w_0 = 0$. В нулевом приближении, полагая $\Omega = 0$, получаем решения для переменных χ_1 и v_1 , выражаемые формулами (5), (7). Далее ищем интересующее нас решение только для переменной χ . Подставляя в (4) $\chi = \chi_1 + \chi_2$, где $\chi_1 = s_0 \tau + (1 - s_0) \sin^2 \theta (\tau - \sin \tau)$, получим уравнение для χ_2 : $d^4 \chi_2 / d\tau^4 + (1 + \Omega^2) d^2 \chi_2 / d\tau^2 + \Omega^2 \cos^2 \theta \chi_2 = -\Omega^2 (B\tau + A \sin \tau)$, где $A = (1 - s_0) \sin^2 \theta$, $B = A + s_0$. При $\Omega^2 \ll 1$ с точностью до членов, пропорциональных Ω^2 , получим решение, следующее из этого уравнения: $\chi_2 = (B/\Omega_2) \sin \Omega_2 \tau - B\tau$, где $\Omega_2 = \Omega \cos \theta$. Таким образом, приближенное решение уравнения (4) имеет вид

$$\chi \approx (B/\Omega_2) \sin \Omega_2 \tau.$$

Как следует из этой формулы, если в момент времени $\tau = \pi/(2\Omega_2)$, при котором координата максимальна ($\chi = \chi_m$), ее величина $\chi_m \geq \chi_d = 1/D$, то частица становится пролетной. Если же $\chi_m < \chi_d$, частица возвращается из рампы в подножье и удаляется от рампы в виде продольного пучка. Следовательно, в случае косой МЗУВ, движущейся в холодной плазме, при $\Omega^2 \ll 1$ из условия $\chi_m = \chi_d = 1/D$ получим зависимость предельного угла θ^* от параметров D и s_0 :

$$[(1 - s_0) \sin^2 \theta^* + s_0] / (\cos \theta^*) + D(1 - s_0) \sin^2 \theta^* = 1. \quad (13)$$

Таким образом, для косой МЗУВ критический угол, разделяющий частицы на пролетные и отраженные, зависит как от скорости налетающих на рампу частиц s_0 , так и от размера рампы, который контролируется параметром D . На рис. 4 приведены для нескольких значений параметра $D=0, 0.1, 0.6, 0.8, 1, 2, 3, 10, 50$ зависимости предельных углов θ^* от величины компоненты скорости s_0 . Показанная на рис. 4 кривая для $D=0$ — это зависимость $\theta_0^* = \theta_0^*(s_0) =$

$=\arccos\{[(5-4s_0)^{1/2}-1]/[2(1-s_0)]\}$, которая получена с помощью формулы (13). Кривая 1 — это теоретическая зависимость (12) $\theta^*(s_0)$ при $D=10$. Как видно, теоретическая кривая 1 совпадает с расчетной кривой для θ^* при малых скоростях $s_0 < 0.2$, т. е. фактически для захваченных частиц. Необходимо отметить, что зависимости, приведенные на рис. 4, дают возможность оценить как число отраженных ионов, так и долю пролетных ионов, если заданы параметры θ , D и известна температура ионов набегающего на рампы МЗУВ потока плазмы.

Отметим некоторые интересные выводы из анализа рис. 4. Значения критического угла θ^* в зависимости от параметра D для ионов основной группы ($s_0 \approx 1$) находятся в интервале $0^\circ-60^\circ$, а группы захваченных ионов ($s_0 \approx 0$) — в интервале $45^\circ-90^\circ$. Для захваченных ионов ($s_0 \approx 0$) угол θ^* имеет минимальное значение $\theta^* \approx 45^\circ$ при $D \approx 0.6$, причем, если $D \approx 0.6$ и $\theta^* > 45^\circ$, все налетающие на рампы МЗУВ ионы в итоге становятся пролетными. Для значений параметра $D > 2$ у всех МЗУВ критический угол θ^* для набегающих на рампы ионов, имеющих скорости в интервале $0.7 < s_0 < 1$, куда входят ионы основной группы, не зависит от D и примерно равен 52° . Далее при $D > 3$ для всех МЗУВ, имеющих углы $\theta < 52^\circ$, все набегающие на рампы ионы в итоге становятся отраженными.

Очевидно, что главную роль в формировании структуры ударного фронта МЗУВ играют набегающие на рампы ионы основной группы, значения скоростей которых близки к $s_0 \approx 1$. Как показывают наши расчеты, значения критического угла θ^* , разделяющего набегающие на рампы ионы на пролетные и отраженные, существенным образом зависят от параметра D . Поэтому важно знать зависимость критического угла от параметра D для ионов основной группы. На рис. 5 показана интересующая нас зависимость $\theta^*(D)$ для трех значений начальной скорости ионов: $s_0 = 0.9, 0.95, 0.99$. Как следует из рис. 5, критический угол для ионов основной группы резко уменьшается при изменении параметра D в интервале

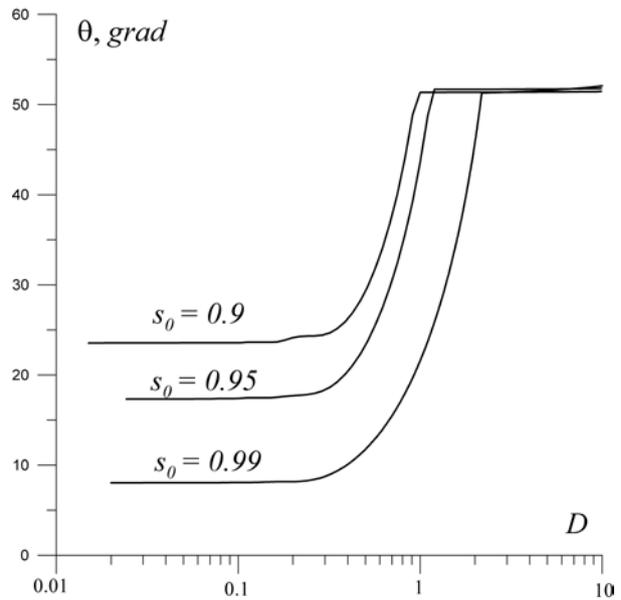


Рис. 5. Зависимость критического угла θ^* от параметра D для трех значений начальной скорости ионов $s_0 = 0.9, 0.95, 0.99$

$2 > D > 0.2$, а при $D < 0.2$ величина угла θ^* практически не зависит от D .

ВЫВОДЫ

Из используемой в данной работе модели ударного разрыва МЗУВ, учитывающей перепад потенциала в рампе, следует, что все ионы, набегающие на рампы косых МЗУВ, условно можно разделить на следующие категории: 1) пролетные — это ионы, которые с ходу пересекают рампы и больше никогда в него не возвращаются; 2) отраженные — это ионы, которые после простых или сложных движений в рампе выходят из него и удаляются от рампы вверх по течению; 3) вращающиеся — это ионы, формирующие перед рампом подножье; 4) захваченные частицы — это ионы, которые в пределах рампы медленно перемещаются относительно него, поэтому длительное время находятся в рампе. Как вращающиеся, так и захваченные ионы присутствуют во фронте МЗУВ временно. В итоге и те и другие оказываются в строго поперечных МЗУВ только пролетными, а в косых МЗУВ — либо пролетными, либо отраженными.

В строго поперечных МЗУВ малая доля захваченных ионов, которые в итоге покидают рампы и становятся пролетными, ускоряется в рампе до энергий порядка $D^2 m u^2 / 2$, а захваченные частицы в косых МЗУВ — до энергий, в два раза больших, т. е. до значений порядка $D^2 m u^2$.

Показано, что в косых МЗУВ небольшая часть ионов, вследствие малой начальной скорости в процессе разворота в рампе оказываются временно захваченными. Эти ионы за счет серфотронного ускорения в рампе приобретают энергию до $2D^2 m u^2$. С такой энергией ионы выходят из рампы и движутся далее вверх по течению, образуя популяцию отраженных частиц. Таким образом, установлена физическая причина образования отраженных ионов, имеющих значительную энергию, и выявлен механизм их

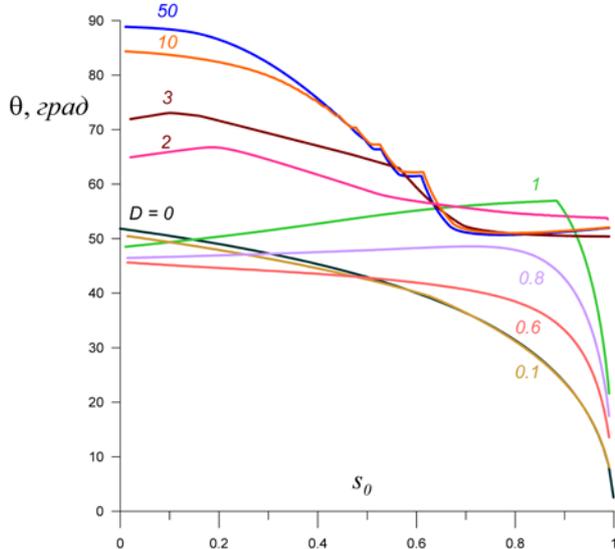


Рис. 4. Зависимость критического угла θ^* от начальной скорости ионов s_0 при значениях параметра $D = 0, 0.1, 0.6, 0.8, 1, 2, 3, 10, 50$

ускорения в рампе. Как следует из работы [Кичигин, 2009б], в околоземной ударной волне предельная энергия $2D^2mu^2$ этих энергичных ионов может достигать значений порядка 1 МэВ. Эти отраженные ионы формируют границу ионного форшока, движутся вдоль этой границы и именно они представляют популяцию продольных пучков (FAB).

Найден критический угол θ^* , который разделяет плоскость θ_{s_0} , на которой возможно существование косых МЗУВ, на две области (рис. 4). В одной области (с углами $90^\circ \geq \theta > \theta^*$) все набегающие на рампы МЗУВ ионы становятся пролетными, а во второй (с углами $0 < \theta < \theta^*$) — отраженными. Величина критического угла θ^* , разделяющего набегающие на рампы ионы на пролетные и отраженные, зависит как от скорости налетающих на рампы частиц s_0 , так и от пространственного размера рампы, который контролируется параметром D . При больших значениях параметра D ($D \gg 1$, размер рампы $d \ll c/\omega_{pi}$) для основной части налетающих на рампы ионов, имеющих скорость, близкую к скорости волны ($s_0 \approx 1$), критический угол имеет значение $\theta^* \approx 52^\circ$. С уменьшением параметра D критический угол θ^* для основной части ионов ($s_0 \approx 1$) уменьшается и стремится к нулю при $D \rightarrow 0$.

Установлено, что подножье у всех МЗУВ присутствует, если $D > 2$, и отсутствует при $D < 2$. Наличие или отсутствия подножья не зависит от угла θ^* .

Автор выражает благодарность Еселевичу В.Г. за проявленный интерес к работе и полезные обсуждения. Работа выполнялась при поддержке программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 23 «Физика высоких энергий и нейтринная астрофизика» в рамках проекта «Космические лучи в гелиосферных процессах по наземным и стратосферным наблюдениям».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Ерохин Н.С., Моисеев С.С., Сагдеев Р.З. Релятивистский серфинг в неоднородной плазме и генерация космических лучей // Письма в Астрон. журн. 1989. Т. 15. С. 3–10.

Кичигин Г.Н. Исследование процесса ускорения ионов во фронте магнитозвуковой ударной волны с изомагнитным скачком // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. С. 1487–1509.

Кичигин Г.Н. Особенности ускорения электронов в серфотроне // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. С. 1342–1354.

Кичигин Г.Н. Серфотронный механизм ускорения космических лучей в галактической плазме // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. С. 1038.

Кичигин Г.Н. Серфинг и генерация космических лучей в релятивистских ударных волнах // ЖЭТФ. 2009а. Т. 136. С. 476–482.

Кичигин Г.Н. О происхождении энергичных частиц в области форшока околоземной ударной волны // Письма в АЖ. 2009б. Т. 35, № 4. С. 295–303.

Сагдеев Р.З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме // Вопросы теории плазмы. 1964. Вып. 4. М: Атомиздат, 1964. С. 20–80.

Alekseyev I.I., Kropotkin A.P. Passage of energetic particles through a magnetohydrodynamic discontinuity surface // Geomagnetism and Aeronomy. 1970. V. 10. P. 755.

Bale S.D., Mozer F.S. Measurement of large parallel and perpendicular electric fields on electron spatial scales in the terrestrial bow shock // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98, iss. 20, id. 205001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.98.205001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.205001).

Bale S.D., Balikhin M.A., Horbury T.S., et al. Quasi-perpendicular shock structure and processes // Space Sci. Rev. 2005. V. 118. P. 161–203. DOI: [10.1007/s11214-005-3827-0](https://doi.org/10.1007/s11214-005-3827-0).

Balikhin M., Gedalin M., Krasnosselskikh V. The scales in quasiperpendicular shocks // Adv. Space Res. 1995. V. 15. P. 247–260.

Balogh A., Treumann R.A. Physics of Collisionless Shocks. New York: Springer Science Business Media, 2013. 512 p. DOI: [10.1007/978-1-4614-6099-2](https://doi.org/10.1007/978-1-4614-6099-2).

Chiueh T. Multiple-encounter shock-drift acceleration in nearly perpendicular shocks // Astrophys. J. Pt. 1. 1988. V. 333. P. 366–385.

Dawson J.M., Katsouleas T. Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma waves // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 392–396.

Decker R.B. Computer modeling of test particle acceleration at oblique shocks // Space Sci. Rev. 1988. V. 48. P. 195–262.

Gosling J.T., Thomsen M.F., Bame S.J., et al. Evidence for specularly reflected ions upstream from the quasi-parallel bow shock // Geophys. Res. Lett. 1982. V. 9. P. 1333–1336. DOI: [10.1029/GL009i012p01333](https://doi.org/10.1029/GL009i012p01333).

Heppner J.P., Maynard N.C., Aggson T.L. Early results from ISEE-1 electric field measurements // Space Sci. Rev. 1978. V. 22. P. 777–789.

Lee M.A., Shapiro V.D., Sagdeev R.Z. Pickup ion energization by shock surfing // J. Geophys. Res. 1996. V. 101A. P. 4777–4789.

Lever E.L., Quest K.B., Shapiro V.D. Shock surfing vs. shock drift acceleration // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 1367–1370.

Leroy M.M. Structure of perpendicular shocks in collisionless plasma // Phys. Fluids. 1982. V. 26. P. 2742–2753.

Leroy M.M., Winske D., Goodrich C.C., et al. The structure of perpendicular bow shocks // J. Geophys. Res. 1983. V. 87. P. 5081–5094.

Newbury J.A., Russell C.T., Gedalin M. The ramp widths of high-Mach-number, quasi-perpendicular collisionless shocks // J. Geophys. Res. 1998. V. 103, iss. A12. P. 29581–29594.

Ohsawa Y. Conditions for ion reflection in a large amplitude magnetosonic wave // J. Phys. Soc. Japan. 1990. V. 59. P. 2782–2789.

Schwartz S., Thomsen M.F., Gosling J.T. Ions upstream of the Earth's bow shock: a theoretical comparison of alternative source populations // J. Geophys. Res. 1983. V. 88, N A3. P. 2039–2047.

Scokopke N., Paschmann G., Bame S.J., et al. Evolution of ion distributions across the nearly perpendicular bow shock: specularly and non-specularly reflected ions // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 6121–6136. DOI: [10.1029/JA088iA08p06121](https://doi.org/10.1029/JA088iA08p06121).

Shapiro V.D., User D. Shock surfing acceleration // Planet. Space Sci. 2003. V. 51. P. 665–680.

Sugihara R.S., Takeuchi N., Sakai K., Matsumoto M. de Acceleration of charged particles by an electrostatic wave propagation obliquely to a magnetic field // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1500–1503. DOI: [10.1103/PhysRevLett.52.1500](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.52.1500).

Toptygin I.N. Acceleration of particles by shocks in a cosmic plasma // Space Sci. Rev. 1980. V. 26. P. 157–213.

Webb G.M., Axford W.I., Terasawa T. On the drift mechanism for energetic charged particles at shocks // Astrophys. J. 1983. V. 270. P. 537–553.

Wilson III L.B. Low frequency waves at and upstream of collisionless shocks // Low frequency waves in space plasmas. (GMS-216)-AGU-2016. P. 269–292.

Woods L.C. On double structured, perpendicular, magnetoplasma shock waves // Plasma Phys. 1971. V. 13. P. 289–302. DOI: [10.1088/0032-1028/13/4/302](https://doi.org/10.1088/0032-1028/13/4/302).

REFERENCES

Alekseyev I.I., Kropotkin A.P. Passage of energetic particles through a magnetohydrodynamic discontinuity surface. *Geomagnetism and Aeronomy*. 1970, vol. 10, p. 755.

Bale S.D., Mozer F.S. Measurement of large parallel and perpendicular electric fields on electron spatial scales in the terrestrial bow shock. *Phys. Rev. Lett.* 2007, vol. 98, iss. 20, id. 205001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.98.205001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.205001).

Bale S.D., Balikhin M.A., Horbury T.S., Krasnoselskikh V.V., Kucharek H., Mobius E., Walker S.N., Balogh A., Burgess D., Lembège B., Lucek E.A., Scholer M., Schwartz S.J., Thomsen M.F. Quasi-perpendicular shock structure and processes. *Space Sci. Rev.* 2005, vol. 118, pp. 161–203. DOI: [10.1007/s11214-005-3827-0](https://doi.org/10.1007/s11214-005-3827-0).

Balikhin M., Gedalin M., Krasnoselskikh V. The scales in quasiperpendicular shocks. *Adv. Space Res.* 1995, vol. 15, pp. 247–260.

Balogh A., Treumann R.A. *Physics of Collisionless Shocks*. New York, Springer Science Business Media, 2013, 512 p. DOI: [10.1007/978-1-4614-6099-2](https://doi.org/10.1007/978-1-4614-6099-2).

Chiueh T. Multiple-encounter shock-drift acceleration in nearly perpendicular shocks. *Astrophysical J. Pt. 1*. 1988, vol. 333, pp. 366–385.

Dawson J.M., Katsouleas T. Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma waves. *Phys. Rev. Lett.* 1983, vol. 51, pp. 392–396.

Decker R.B. Computer modeling of test particle acceleration at oblique shocks. *Space Sci. Rev.* 1988, vol. 48, pp. 195–262.

Erokhin N.S., Moiseev S.S., Sagdeev R.Z. Relativistic surfing in nonuniform plasma and generation of cosmic rays. *Sov. Astronomy Lett.* 1989, vol. 15, no. 1, pp. 3–6.

Gosling J.T., Thomsen M.F., Bame S.J., Feldman W.C. Evidence for specularly reflected ions upstream from the quasi-parallel bow shock. *Geophys. Res. Lett.* 1982, vol. 9, pp. 1333–1336. DOI: [10.1029/GL009i012p01333](https://doi.org/10.1029/GL009i012p01333).

Heppner J.P., Maynard N.C., Aggson T.L. Early results from ISEE-1 electric field measurements. *Space Sci. Rev.* 1978, vol. 22, pp. 777–789.

Kichigin G.N. Investigation of the ion acceleration process at a front of magnetoacoustic wave with an isomagnetic discontinuity. *Sov. Phys. JETP*. 1992, vol. 74, pp. 793–814.

Kichigin G.N. Properties of surfatron acceleration of electrons. *JETP*. 1995, vol. 81, no. 4, pp. 736–744.

Kichigin, G. N. Surfatron mechanism of acceleration of cosmic rays in galactic plasma. *JETP*. 2001, vol. 92, no. 6, pp. 895–903.

Kichigin G.N. Surfing and generation of cosmic rays in relativistic shock waves. 2009a, *JETP*, vol. 109, no. 3, pp. 408–417.

Kichigin G.N. On an origin of energetic particles in the foreshock region of the Earth's bow shock. *Astronomy Lett.* 2009b, vol. 35, no. 4, pp. 261–269.

Lee M.A., Shapiro V.D., Sagdeev R.Z. Pickup ion energization by shock surfing. *J. Geophys. Res.* 1996, vol. 101A, pp. 4777–4789.

Lever E.L., Quest K.B., Shapiro V.D. Shock surfing vs shock drift acceleration. *Geophys. Res. Lett.* 2001, vol. 28, pp. 1367–1370.

Leroy M.M. Structure of perpendicular shocks in collisionless plasma. *Phys. Fluids*. 1982, vol. 26, pp. 2742–2753.

Leroy M.M., Winske D., Goodrich C.C. Wu C.S., Papadopoulos K. The structure of perpendicular bow shocks. *J. Geophys. Res.* 1983, vol. 87, pp. 5081–5094.

Erokhin N.S., Russell C.T., Gedalin M. The ramp widths of high-Mach-number, quasi-perpendicular collisionless shocks. *J. Geophys. Res.* 1998, vol. 103, iss. A12, pp. 29581–29594.

Ohsawa Y. Conditions for ion reflection in a large amplitude magnetosonic wave. *J. Phys. Soc. Japan*. 1990, vol. 59, pp. 2782–2789.

Sagdeev R.Z. Collective processes and shock waves in rarefied plasma. *Rev. Plasma Phys.* New York, Consult. Bur., 1966, vol. 4, pp. 23–58.

Schwartz S., Thomsen M.F., Gosling J.T. Ions upstream of the Earth's bow shock: a theoretical comparison of alternative source populations. *J. Geophys. Res.* 1983, vol. 88, no. A3, pp. 2039–2047.

Scokopke N., Paschmann G., Bame S.J., Gosling J.T., Russell C.T. Evolution of ion distributions across the nearly perpendicular bow shock: specularly and non-specularly reflected ions. *J. Geophys. Res.* 1983, vol. 88, pp. 6121–6136. DOI: [10.1029/JA088iA08p06121](https://doi.org/10.1029/JA088iA08p06121).

Shapiro V.D., User D. Shock surfing acceleration. *Planet. Space Sci.* 2003, vol. 51, pp. 665–680.

Sugihara R.S., Takeuchi N., Sakai K., Matsumoto M. de Acceleration of charged particles by an electrostatic wave propagation obliquely to a magnetic field. *Phys. Rev. Lett.* 1984, vol. 52, pp. 1500–1503. DOI: [10.1103/PhysRevLett.52.1500](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.52.1500).

Toptygin I.N. Acceleration of particles by shocks in a cosmic plasma. *Space Sci. Rev.* 1980, vol. 26, pp. 157–213.

Webb G.M., Axford W.I., Terasawa T. On the drift mechanism for energetic charged particles at shocks. *Astrophys. J.* 1983, vol. 270, pp. 537–553.

Wilson III L.B. Low frequency waves at and upstream of collisionless shocks. *Low frequency waves in space plasmas*. (GMS-216)-AGU-2016, pp. 269–292.

Woods L.C. On double structured, perpendicular, magnetoplasma shock waves. *Plasma Phys.* 1971, vol. 13, pp. 289–302. DOI: [10.1088/0032-1028/13/4/302](https://doi.org/10.1088/0032-1028/13/4/302).

Как цитировать эту статью

Кичигин Г.Н. Динамика ионов во фронте магнитозвуковых ударных волн. *Солнечно-земная физика*. 2018. Т. 4, № 4. С. 23–31. DOI: [10.12737/szf-44201803](https://doi.org/10.12737/szf-44201803).