

# СЕРФИНГ И ГЕНЕРАЦИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Г. Н. Кичигин\*

*Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук  
664033, Иркутск, Россия*

Поступила в редакцию 26 марта 2009 г.

Рассматривается задача о генерации космических лучей за счет серфотронного ускорения (серфинга) заряженных частиц в релятивистских ударных волнах магнитозвукового типа (ветвь быстрого магнитного звука), распространяющихся в замагниченной космической плазме. Подробно исследуется зависимость эффективности серфотронного ускорения частиц от угла  $\theta_{Bn}$  между нормалью к плоскости фронта ударной волны и вектором магнитного поля, существующего в плазме перед фронтом волны. Показано, что для углов, удовлетворяющих условию  $\chi = \beta\Gamma \operatorname{tg} \theta_{Bn} \geq 1$ , где  $\beta = U/c$ ,  $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ,  $U$  — скорость движения волны,  $c$  — скорость света, частицы теоретически могут за счет серфинга ускоряться неограниченное время и получить неограниченную величину энергии. Для углов, удовлетворяющих условию  $\chi < 1$ , кинетическая энергия  $\mathcal{E}$  частиц ограничена величиной  $\mathcal{E} = 2mc^2\chi^2/(1 - \chi^2)$  ( $m$  — масса покоя частицы). Основной вывод работы состоит в том, что при  $\Gamma \gg 1$  генерация космических лучей за счет серфотронного механизма ускорения частиц на фронте релятивистской ударной волны эффективна и в том случае, когда угол  $\theta_{Bn}$  очень мал, т.е. существенно отличается от прямого. Приводятся оценки энергии частиц, ускоренных за счет серфинга в релятивистских джетах.

PACS: 98.70.Sa

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При решении проблемы генерации космических лучей в последнее время получено много новых результатов благодаря использованию механизма ускорения Крымского [1], который имеет надежный теоретический и наблюдательный базис. Модель этого механизма описывает, каким образом ударные волны в космической плазме эффективно конвертируют свою направленную энергию и самоподдерживающуюся турбулентную магнитную энергию в кинетическую энергию частиц, движущихся как впереди, так и позади ударного разрыва. Применение механизма ускорения Крымского для генерации космических лучей в остатках сверхновых дало весомые и серьезные результаты [2–4]. Однако в процессе исследований выяснилось, что в остатках сверхновых с помощью этого механизма невозможно достичь энергий частиц более  $10^{15}$  эВ [2, 3]. Более того, оценки, полученные в самом общем виде, показывают, что, в принципе, в остатках сверхновых невоз-

можно ускорить частицы до энергий больше, чем  $10^{17}$  эВ [5]. Это связано с невысокой скоростью расширения оболочки сверхновой.

Для того чтобы получить энергии космических лучей порядка  $10^{20}$  эВ, т.е. предельных значений, регистрируемых на Земле [6], необходимо рассматривать другие космические источники генерации ускоренных частиц. Для получения больших энергий космических лучей в последнее время исследователи обращают внимание на космические объекты, движущиеся с околосветовыми скоростями. К таким объектам, в частности, относятся релятивистские джеты, выбрасываемые активными ядрами галактик [7]. Основная особенность джетов — высокая скорость  $U$  движения, близкая к скорости света  $c$ , так что соответствующий лоренц-фактор  $\Gamma = (1 - U^2/c^2)^{-1/2}$  много больше единицы. Очевидно, что при вторжении джета в межзвездную среду на его переднем фронте образуется мощная ударная волна, которая и может ускорять частицы до высоких энергий. К сожалению, применение механизма Крымского для ускорения частиц в реляти-

\*E-mail: king@iszf.irk.ru

вистских ударных волнах вызывает большое сомнение [8, 9]. Поэтому в случае релятивистских ударных волн необходимо привлекать другие способы ускорения частиц. Один из таких способов — серфотронный механизм ускорения частиц (серфинг) в волнах большой амплитуды, распространяющихся в космической плазме [10–20]. С помощью этого механизма в релятивистских нелинейных и ударных волнах можно ускорить частицы до энергий порядка  $10^{20}$  эВ и более [17–19]. На базе этого механизма предложена модель генерации космических лучей в Галактике [20]. Основные преимущества серфинга состоят в том, что темп ускорения в этом механизме высок и до предельных энергий с равной эффективностью ускоряются как электроны, так и ионы.

Суть серфинга состоит в том, что при движении возмущения потенциала в плазме в присутствии магнитного поля часть частиц плазмы не может преодолеть скачок потенциала волны и отражается от фронта. При определенных условиях сила Лоренца, действующая перед фронтом волны, может эти отраженные частицы повернуть назад в направлении к фронту, и, таким образом, частицы могут оказаться длительное время захваченными волной и могут ускориться силой  $qUB_{0\perp}\Gamma/c$  до больших энергий (здесь  $q$  — заряд частиц,  $B_{0\perp}$  — поперечная к направлению движения волны компонента магнитного поля, которое в системе отсчета, связанной с неподвижной плазмой перед фронтом, имеет величину  $B_0$ ). Замечательная особенность серфинга заключается в том, что как захват, так и ускорение частиц обеспечиваются одними и теми же электромагнитными полями, существующими в окрестности фронта.

При исследовании процесса ускорения частиц в ударных волнах, движущихся в замагниченной плазме, необходимо рассматривать их движение под углом к внешнему магнитному полю. Так, например, в случае распространения релятивистского джета плоскость фронта ударной волны, возникающей при движении джета, может иметь разные углы наклона к вектору магнитного поля межзвездной среды. В подавляющей части публикаций, посвященных исследованию серфинга, рассматривается движение волны возмущения перпендикулярно фронту, т. е. при фиксированном угле  $\theta_{Bn} = \pi/2$  между нормалью  $\mathbf{n}$  к фронту возмущения и вектором магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ . В данной работе подробно рассмотрена ситуация, в которой возмущение потенциала движется в бесстолкновительной плазме под произвольным углом к вектору вмороженного в плазму макроскопического магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ . В результате про-

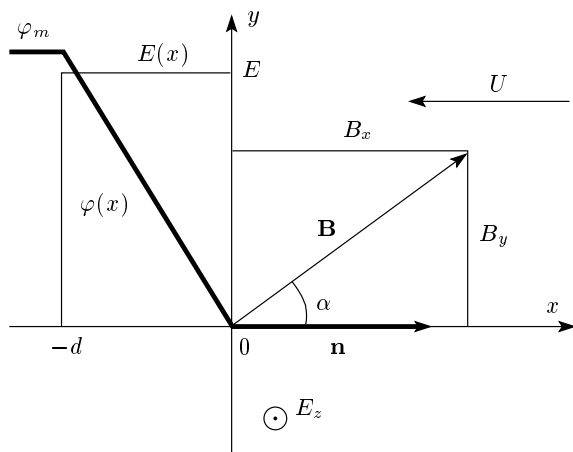
веденных исследований получен важный результат, заключающийся в том, что при  $\Gamma \gg 1$  для углов между вектором магнитного поля и направлением движения волны, даже существенно отличающихся от прямого, эффективность серфинга остается высокой.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Мы рассматриваем задачу о серфотронном ускорении частиц на фронте ударной волны магнитозвукового типа (ветвь быстрого магнитного звука). Таким образом, мы полагаем, что во фронте волны кроме скачков магнитного поля и гидродинамических величин (скорости, плотности и т. д.) имеется скачок потенциала, а следовательно, и электрического поля [10]. Рассмотрим ситуацию, при которой характерные пространственные размеры ударной волны, движущейся в замагниченной плазме, намного больше ширины ударного фронта. Угол  $\theta_{Bn}$  между направлением движения этого плоского фронта и силовыми линиями макроскопического магнитного поля  $\mathbf{B}_0$  считаем произвольным.

Нас интересует ответ на вопрос, какова зависимость от угла  $\theta_{Bn}$  эффективности серфотронного ускорения ионов, захваченных ударным фронтом. Мы рассматриваем бесстолкновительную плазму, в которой число ускоряемых ионов весьма мало, поэтому их динамику будем анализировать в одночастичном приближении. Мы рассчитываем получить решение этой задачи в релятивистском приближении, т. е. принимая во внимание случаи, когда скорость распространения ударной волны близка к скорости света ( $\beta = U/c \approx 1$ ,  $\Gamma \gg 1$ ), а также рассматривая трехмерное движение частиц в электрическом и магнитных полях волнового возмущения с помощью релятивистских уравнений движения. Решить такую задачу в общем случае — сложная, а может быть даже неразрешимая проблема, поэтому мы постараемся максимально упростить ее постановку, чтобы в итоге найти приемлемое решение.

Рассмотрим следующую простую одномерную модель фронта волны, которая схематически изображена на рисунке. Ось  $x$  направим перпендикулярно фронту, который располагается в плоскости  $yz$  и движется со скоростью  $U$  в положительном направлении оси  $x$ . Задачу будем решать в системе отсчета, движущейся вместе с волной (в системе волны). В этой системе полагаем ударный фронт плоским слоем, ограниченным по  $x$  от  $x = -d$  до  $x = 0$ . Принци-



Модель фронта ударной волны. В системе отсчета, связанной с фронтом волны, плазма набегаёт на фронт со скоростью  $-U$ . В системе отсчета волны вектор магнитного поля  $\mathbf{B}$  направлен под углом  $\alpha$  к оси  $x$  и имеет компоненты  $B_x$  и  $B_y$ , потенциал  $\varphi(x)$  на отрезке  $-d \leq x \leq 0$  линейно нарастает от нуля до максимального значения  $\varphi_m$ , а электрическое поле волны на этом отрезке равно  $E$ . Конвекционное электрическое поле  $E_z = UB_y/c$  направлено вдоль оси  $z$  (перпендикулярно плоскости рисунка);  $\mathbf{n}$  — нормаль к фронту волны

пильным моментом нашего рассмотрения считаем введение в рассмотрение скачка потенциала в слое, т. е. принимаем во внимание наличие на фронте возмущения потенциала  $\varphi(x)$ , который в рассматриваемом слое принят линейно нарастающим от нуля до величины  $\varphi_m$  (см. рисунок), а далее, за фронтом, остается постоянным. Отсюда следует, что электрическое поле в слое направлено по оси  $x$ , однородно и постоянно, имеет абсолютную величину  $E = \varphi_m/d$ , а вне слоя равно нулю. Далее слой ( $-d \leq x \leq 0$ ), где располагается скачок потенциала, будем называть фронтом волны. В системе волны магнитное поле на фронте и в его окрестности в грубом приближении будем считать однородным, постоянным и равным  $B$ .

Таким образом, рассматривается движение частиц в рамках упрощенной модели волнового фронта. Основное упрощение состоит в том, что электрическое и магнитное поля в пределах скачка потенциала, характеризующего фронт возмущения, считаются не зависящими от координат. Выберем систему координат таким образом, чтобы ось  $y$  была направлена вдоль проекции вектора магнитного поля на плоскость фронта, тогда в системе волны вектор магнитного поля имеет компоненты  $B_x = B_{0x}$ ,  $B_y = \Gamma B_{0y}$ . Обозначим угол между вектором  $\mathbf{B}$  и

положительным направлением оси  $x$  через  $\alpha$ , тогда  $B_x = B \cos \alpha$ ,  $B_y = B \sin \alpha$  (см. рисунок). Что касается электрического поля, то кроме упомянутого постоянного поля  $E$ , направленного по оси  $x$ , во всем пространстве в системе волны существует однородное постоянное электрическое поле

$$E_z = \frac{UB_y}{c} = \frac{UB \sin \alpha}{c} = \frac{UB_0 \Gamma \sin \theta_{Bn}}{c}.$$

В заданных электромагнитных полях в системе волны на ион с массой покоя  $m$ , зарядом  $q$  и компонентами скорости  $v_x, v_y, v_z$  в окрестности фронта будут действовать силы  $F_x = q(E - v_z B_y/c)$  на фронте ( $-d \leq x \leq 0$ ) и  $F_x = -qv_z B_y/c$  вне фронта ( $x < -d$  и  $x > 0$ ). Компоненты силы  $F_y$  и  $F_z$  на фронте и вне фронта имеют вид

$$F_y = qv_z B_x/c, \quad F_z = q(UB_y/c + v_x B_y/c - v_y B_x/c).$$

Следовательно, ион в окрестности фронта будет двигаться согласно уравнениям движения (которые запишем в безразмерном виде)

$$dp_x/d\tau = D - v \sin \alpha, \tag{1}$$

$$dp_y/d\tau = v \cos \alpha, \tag{2}$$

$$dp_z/d\tau = (s + \beta) \sin \alpha - w \cos \alpha. \tag{3}$$

Здесь для компонент скоростей, которые нормированы на скорость света  $c$ , введены обозначения  $v = v_z/c$ ,  $w = v_y/c$ ,  $s = v_x/c$ , импульс  $\mathbf{p}$  нормирован на величину  $mc$ , безразмерное время  $\tau = \omega_B t$ , где  $\omega_B = qB/mc$ . В уравнениях (1)–(3) фигурируют безразмерные параметры  $\beta = U/c$ ,  $D = E/B$ . К уравнениям движения (1)–(3) присоединим еще уравнение для энергии,

$$d\gamma/d\tau = sD + \beta v \sin \alpha, \tag{4}$$

где  $\gamma = \sqrt{1 + p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$  — полная энергия иона, нормированная на энергию покоя  $mc^2$ .

Рассмотрим по отдельности движение ионов в трех областях: 1) во фронте (в слое  $-d \leq x \leq 0$ ); 2) перед фронтом волны ( $x > 0$ ); 3) за фронтом ( $x < -d$ ). Как будет показано ниже, уравнения (1)–(4), описывающие динамику частиц в областях перед и за фронтом, где параметр  $D = 0$ , имеют аналитические решения. Система уравнений (1)–(4) для движения частиц, захваченных внутри слоя  $-d \leq x \leq 0$ , сложна для решения, однако динамика этих частиц представляет для нас главный интерес. Поэтому для того чтобы решить систему уравнений (1)–(4), мы ее упростим, используя уместные в данном случае допущения. Начнем с того, что

напомним необходимое условие для осуществления оптимального режима серфотронного ускорения — это захват и надежное удержание частиц в окрестности фронта как можно дольше. Известно [15, 16], что в первую очередь захватываются частицы, компонента скорости  $v_x$  которых в системе волны мала ( $v_x \approx 0$ ). Назовем такие частицы идеально захваченными. Теоретически идеально захваченная частица удерживается на фронте бесконечное время, если продольная компонента электрического поля  $E$  больше поперечной компоненты магнитного поля [11, 15–18]. В нашем случае условие «вечного» удержания запишется в виде  $D = E/B > |\sin \alpha|$ .

Идеально захваченная частица при серфинге, с одной стороны, подвергается непрерывному ускорению электрическим полем  $E_z$ , с другой стороны, совершает колебания вдоль оси  $x$  около точки равновесия, в нашем случае — около координаты  $x = 0$  [15]. Как правило, период колебаний частиц вдоль оси  $x$  мал по сравнению с другими характерными временами, поэтому здесь имеет место сохранение «продольного» адиабатического инварианта  $I = \int p_x dx$ . Для параметров  $\alpha = \pi/2$ ,  $D \ll 1$  движение частиц является нерелятивистским, а сохранение адиабатического инварианта приводит к следующей зависимости амплитуды колебаний компоненты скорости  $v_x$  от величины  $v = v_z/c$ :  $v_x \propto v_{x0} [v(D-v)^2]^{1/3}$  [15], где  $v_{x0}$  — амплитуда скорости  $v_x$  в начале ускорения. Для значений параметра  $D \ll 1$  время ускорения ограничено, и в самом оптимальном режиме конечное максимальное значение скорости  $v \approx D$  [10, 15]. При этом в процессе ускорения амплитуда колебаний скорости  $v_x$  вначале слабо растет,  $v_x \propto v^{1/3}$ , при  $v = D/2$  она максимальна, а затем убывает до начального значения. В итоге, в процессе всего времени ускорения, величина амплитуды скорости  $v_x$  остается малой. Отметим, что в работах [12–14] авторы приходят к выводу о том, что амплитуда колебаний  $v_x$ -компоненты скорости идеально захваченной частицы в процессе всего времени ускорения растет. Это ошибочный вывод.

Для интересующего нас случая, когда параметр  $D > 1$ , динамику частиц необходимо рассматривать в релятивистском приближении, при этом величину адиабатического инварианта  $I = \int p_x dx$  представим в виде  $I = \int p_x^2 d\tau / \gamma$ . Если интервал времени  $d\tau$  в интеграле  $I$  выразить, используя уравнение (1), то получим

$$I = - \int \frac{p_x^2 dp_x}{\gamma(D + v \sin \alpha)} = -2 \int_0^{p_{xm}} \frac{p_x^2 dp_x}{\gamma(D + v \sin \alpha)},$$

где  $p_{xm}$  — амплитудное значение компоненты импульса  $p_x$  в процессе колебаний иона. Считая, что за время изменения импульса от нуля до  $p_{xm}$  переменные  $\gamma$  и  $v$  изменяются незначительно, для интеграла  $I$  получим значение

$$I = 2p_{xm}^3 / [3\gamma(D + v \sin \alpha)].$$

Учитывая, что  $D \geq 1$ , а  $|v \sin \alpha| \leq 1$ , получим, что амплитуда колебаний компоненты скорости  $v_x$ , которая в начальный момент имела величину  $v_{x0} \ll 1$ , в процессе ускорения ионов уменьшается:  $v_x \sim v_{x0} / \gamma^{2/3}$  (здесь мы приняли, что в начальный момент времени  $\gamma = 1$ ).

Учитывая эти особенности динамики захваченных фронтом ионов, положим, что в процессе всего времени ускорения ионов соблюдается условие  $s = v_x/c \ll \beta$ , которое позволяет исключить из рассмотрения переменную  $s$ . Будем считать, что в нулевом приближении в уравнениях (3), (4)  $s \approx 0$ . Тогда вместо системы (1)–(4) получим систему трех уравнений для определения трех переменных  $p_y, p_z, \gamma$ :

$$\frac{dp_y}{d\tau} = \frac{p_z}{\gamma} \cos \alpha, \quad (5)$$

$$\frac{dp_z}{d\tau} = \beta \sin \alpha - \frac{p_y}{\gamma} \cos \alpha, \quad (6)$$

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \frac{\beta p_z}{\gamma} \sin \alpha. \quad (7)$$

Итак, система уравнений (1)–(4) при  $D = 0$  описывает движение ионов перед фронтом ( $x > 0$ ) и за фронтом ( $x < -d$ ), а система уравнений (5)–(7) — динамику ионов в окрестности фронта волны ( $-d \leq x \leq 0$ ). Везде ниже мы считаем, что  $\beta \approx 1$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Перейдем к нахождению аналитических решений системы (5)–(7), полагая, что в начальный момент времени  $\tau = 0$  переменные имеют значения  $\gamma_0 = 1$ ,  $v_0 = p_{z0} = w_0 = p_{y0} = 0$ . Сначала обратим внимание на то, что из элементарного анализа уравнений (5)–(7) следует, что абсолютные значения импульсов ведут себя во времени одинаково в каждом из четырех интервалов углов: 1)  $0 < \alpha < \pi/2$ ; 2)  $\pi > \alpha > \pi/2$ ; 3)  $3\pi/2 > \alpha > \pi$ ; 4)  $2\pi > \alpha > 3\pi/2$ . Различие только в том, что в интервалах 1 и 4 компоненты импульсов  $p_y, p_z$  имеют одинаковые знаки, а в интервалах 3 и 4 — разные. Учитывая это, везде ниже рассмотрим интересующие нас закономерности движения ионов только в первом из указанных интервалов углов,  $0 < \alpha < \pi/2$ .

Из уравнений (5), (7) с учетом начальных условий получим

$$p_y = (\gamma - 1)/\chi, \tag{8}$$

где  $\chi = \beta \operatorname{tg} \alpha$ . Так как  $s \approx 0$ , из формулы

$$\gamma = \sqrt{\frac{1 + p_y^2 + p_z^2}{1 - s^2}} \approx \sqrt{1 + p_y^2 + p_z^2}$$

получим с учетом (8) выражение для  $p_z$  как функцию  $\gamma$ :

$$p_z = \frac{1}{\chi} \sqrt{(\chi^2 - 1)\gamma^2 + 2\gamma - (\chi^2 + 1)}.$$

Подставляя это выражение для  $p_z$  в (7) и интегрируя полученное уравнение, найдем зависимость энергии от времени в виде

$$\tau_1 = \tau \cos \alpha = \int \frac{\gamma d\gamma}{\sqrt{(\chi^2 - 1)\gamma^2 + 2\gamma - (\chi^2 + 1)}}. \tag{9}$$

Входящий в эту формулу табличный интеграл принимает различные значения в зависимости от знака величины  $\chi^2 - 1$ . Наиболее простая формула для интеграла получается при  $\chi = 1$ . В этом случае

$$\tau_1 = \frac{2}{3}(\gamma + 2)\sqrt{\gamma - 1}. \tag{10}$$

При  $\chi > 1$  из (9) получим

$$\sqrt{(\chi^2 - 1)^3} \tau_1 = F(\gamma, \chi) - \ln \left\{ \frac{1}{\chi^2} [F(\gamma, \chi) + (\chi^2 - 1)\gamma + 1] \right\}, \tag{11}$$

где

$$F(\gamma, \chi) = (\chi^2 - 1) \sqrt{(\gamma - 1) \left( \gamma + \frac{\chi^2 + 1}{\chi^2 - 1} \right)}.$$

И, наконец, при  $\chi < 1$  получим формулу

$$\sqrt{(1 - \chi^2)^3} \tau_1 = -F(\gamma, \chi) - \left\{ \frac{\pi}{2} - \arcsin \left( \frac{1}{\chi^2} [1 - (1 - \chi^2)\gamma] \right) \right\},$$

которую представим в следующем виде:

$$\gamma = (1 - \chi^2 \cos \Phi)/(1 - \chi^2), \tag{12}$$

где

$$\Phi = \sqrt{(1 - \chi^2)^3} \tau_1 + F(\gamma, \chi),$$

а функцию  $F(\gamma, \chi)$  для данного случая запишем в виде

$$F(\gamma, \chi) = (1 - \chi^2) \sqrt{(\gamma - 1) \left( \gamma - \frac{1 + \chi^2}{1 - \chi^2} \right)}.$$

Отметим, что при значениях параметров  $\beta \ll 1$  и  $\chi^2 \ll 1$  из выражения (12) для энергии следует формула, полученная в работах [12, 18, 21, 22]. Обратим внимание на то, что формулы (10)–(12) написаны с учетом начального условия  $\gamma = 1$  при  $\tau = 0$ .

Анализируя в самом общем виде формулы (10)–(12), которые дают зависимость энергии от времени, нетрудно видеть, что при  $\chi < 1$  функция  $F(\gamma, \chi)$  определена только при  $\gamma < (1 + \chi^2)/(1 - \chi^2)$ . В случае же  $\chi \geq 1$  для функции  $F(\gamma, \chi)$  подобных ограничений нет. Отсюда следует самый важный вывод из решений (10)–(12): когда параметры задачи таковы, что  $\chi \geq 1$ , переменная  $\gamma$  может принимать любые значения от 1 до  $\infty$ , т. е. формально в этом случае ионы могут в процессе ускорения получить сколь угодно большие энергии.

В случае  $\chi < 1$  энергия ионов не может быть больше величины  $\gamma_m = (1 + \chi^2)/(1 - \chi^2)$ . При этом угол между направлением движения волны и вектором магнитного поля для  $\beta \approx 1$  лежит в интервале  $0 < \alpha < \pi/4$ . Для того чтобы выяснить, почему здесь предельное значение энергии ограничено, обратимся к временному поведению компоненты импульса  $p_z$  в процессе ускорения иона. Из уравнения (6) с учетом (8) получим выражение для производной импульса:

$$\frac{dp_z}{d\tau} = \beta \sin \alpha \left( 1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma \chi^2} \right),$$

откуда следует, что в начальный момент времени производная максимальна,  $dp_z/d\tau|_{t=0} = \beta \sin \alpha$ , и величина  $p_z$  вначале быстро растет, при этом растет, согласно уравнению (7), и энергия  $\gamma$ .

Из формулы для производной импульса видно, что в процессе роста величины  $\gamma$  производная принимает нулевое значение при  $\gamma = 1/(1 - \chi^2)$  и становится отрицательной при  $\gamma > 1/(1 - \chi^2)$ . В тот момент времени, когда  $dp_z/d\tau = 0$ , величина импульса достигает максимального значения, равного  $p_z = p_{zm} = \chi/\sqrt{1 - \chi^2}$ , а далее  $p_z$  начинает убывать и в некоторый момент времени возвращается к своему первоначальному значению  $p_z = 0$ . В этот момент производная  $dp_z/d\tau$  отрицательна, и в дальнейшем компонента  $p_z$  неизбежно становится отрицательной. Как только  $p_z$  меняет знак, процесс захвата частиц прекращается или, другими словами, частица выходит из захвата, так как перед фронтом сила Лоренца, которая до этого момента возвращала частицу к фронту, при смене знака импульса  $p_z$  (и скорости  $v$ ), как это следует из (1), отталкивает частицу от фронта. Таким образом, при  $\chi < 1$  ионы ускоряются до конечной энергии  $\gamma = \gamma_m$  вслед-

ствие ограничения по времени процесса захвата их волной. Как только частица перестает быть захваченной, процесс ускорения прекращается, и в итоге частица попадает в область перед фронтом волны и далее движется перед фронтом согласно уравнениям (1)–(4), в которых  $D = 0$ .

Хотя теоретически при  $\chi \geq 1$  ионы могут ускоряться до неограниченных энергий, в реальных ситуациях время ускорения ограничено и в некоторый момент времени частицы могут выйти из захвата, после чего их ускорение прекратится. Причины, выводящие ионы из процесса ускорения, обсуждаются подробно в работах [17, 18]. После выхода из захвата в этом случае ускоренные частицы, как правило, попадают за фронт волны. Динамика ионов, вышедших из захвата и оказавшихся за фронтом при  $\chi \geq 1$ , а также оказавшихся перед фронтом при  $\chi < 1$  — это дрейфовое движение в постоянных и взаимно перпендикулярных электрическом ( $E_z = c^{-1}UB \sin \alpha$ ) и магнитном ( $B$ ) полях.

Для того чтобы описать это движение, введем новую систему координат  $\xi, \eta, z$ , в которой ось  $z$ , как и прежде, направим вдоль электрического поля  $E_z$ , ось  $\eta$  — вдоль магнитного поля  $\mathbf{B}$ , а ось  $\xi$  — перпендикулярно как магнитному, так и электрическому полям. В этой системе координат движение ионов будет описываться уравнениями (1)–(4), в которых  $D = 0$ ,  $\alpha = \pi/2$  и которые примут вид

$$dp_\xi/d\tau = -v, \tag{13}$$

$$dp_\eta/d\tau = 0, \tag{14}$$

$$dp_z/d\tau = q + h, \tag{15}$$

$$d\gamma/d\tau = hv, \tag{16}$$

где  $v = v_z/c$ ,  $p_z = v\gamma$ ,  $q = v_\xi/c$ ,  $p_\xi = \gamma q$ ,  $h = E_z/B = \beta \sin \alpha$ . Из системы (13)–(16) следуют три закона сохранения:

$$p_\eta = p_{\eta 0},$$

$$hp_\xi + \gamma = hp_{\xi 0} + \gamma_0,$$

$$(p_\xi + h\gamma)^2 + p_z(1 - h^2) = (p_{\xi 0} + h\gamma_0)^2 + p_{z0}(1 - h^2)$$

(индексом «0» обозначены величины переменных в начальный момент времени). С учетом первых двух третий закон сохранения можно записать в виде

$$\begin{aligned} (p_\xi + h\gamma)^2 + p_z(1 - h^2) &= (p_\xi^2 + p_z^2 + p_\eta^2 + 1) + \\ &+ 2h\gamma p_\xi + h^2 - h^2 p_z^2 - p_{\eta 0}^2 - 1 = \\ &= \gamma^2 + 2h\gamma p_\xi + h^2 - h^2 p_z^2 - p_{\eta 0}^2 - 1, \end{aligned}$$

откуда найдем, что

$$hp_z = \pm \sqrt{-(1 - h^2)\gamma^2 + 2\gamma(\gamma_0 + hp_{\xi 0}) - A}, \tag{17}$$

где  $A = \gamma_0^2[(1 - v_0^2)h^2 + (1 + 2hq_0)]$ . Далее, учитывая, что  $hp_z = \gamma d\gamma/d\tau$ , из (17) получим выражение для переменной  $\gamma$  в виде функции от времени:

$$\begin{aligned} \tau &= \pm \int \gamma d\gamma \times \\ &\times [-(1 - h^2)\gamma^2 + 2\gamma(\gamma_0 + hp_{\xi 0}) - A]^{-1/2} + \text{const}. \end{aligned} \tag{18}$$

Соотношения (17), (18) определяют динамику ионов как перед фронтом ударной волны ( $x > 0$ ), так и за ее фронтом ( $x < -d$ ), где их движение происходит во взаимно перпендикулярных электрическом и магнитном полях.

Найдем вначале закономерности движения перед фронтом волны для частиц, которые при  $\chi < 1$  прошли стадию ускорения на фронте волны, вышли из него и оказались впереди фронта. Как мы нашли выше, в этом случае ионы попадают в область перед фронтом волны ( $x > 0$ ), имея следующие начальные значения энергии, компонент скоростей и импульсов:

$$p_{z0} = v_0 = p_{x0} = s_0 = 0, \quad \gamma_0 = \gamma_m = \frac{1 + \chi^2}{1 - \chi^2},$$

$$p_{y0} = \frac{\gamma_0 - 1}{\chi} = \frac{2\chi}{1 - \chi^2}.$$

В локальной системе координат  $\xi, \eta, z$  начальные значения импульсов и скоростей будут иметь значения

$$p_{z0} = v_0 = 0, \quad p_{\xi 0} = p_{y0} \cos \alpha,$$

$$q_0 = -2\beta \sin \alpha / (1 + \chi^2), \quad p_{\eta 0} = p_{y0} \sin \alpha.$$

Введем обозначение  $-q_0 = b = 2\beta \sin \alpha / (1 + \chi^2)$ , тогда константа  $A$  в интеграле (18) будет равна  $A = \gamma_0^2(1 + h^2 - 2hb)$ , где  $h = \beta \sin \alpha$ . Учитывая, что при  $\chi < 1$  угол  $\alpha < \pi/4$ , т.е.  $\sin \alpha < 1/\sqrt{2}$ , а  $\beta \leq 1$ , получаем, что параметр  $h < 1/\sqrt{2}$ .

В начальный момент времени производная  $dp_z/d\tau$  отрицательна,

$$\left. \frac{dp_z}{d\tau} \right|_{\tau=0} = q_0 + h = -(b - h) = -\frac{h}{\gamma_0},$$

а  $p_{z0} = 0$ . Это означает, что на начальной стадии  $p_z < 0$  и в выражении (17) надо выбрать знак «-» и, следовательно, в интеграле (18) тоже будет знак «-». Перейдем к новой переменной  $g = \gamma/\gamma_0$  и введем обозначение для корня в интеграле (18):

$$\sqrt{-(1 - h^2)g^2 + 2g(1 - hb) - (1 + h^2 - 2hb)} = f(g).$$

Тогда после интегрирования получим

$$g = 1 - \frac{h(b-h)}{1-h^2} (1 - \cos \psi), \quad (19)$$

где

$$\psi = \frac{\tau \sqrt{(1-h^2)^3}}{\gamma_0(1-hb)} - \frac{f(g)\sqrt{1-h^2}}{1-hb}. \quad (20)$$

Из выражения (19) следует, что энергия является периодической функцией аргумента  $\psi$ , причем

$$g = \begin{cases} 1, & \psi = 2n\pi, \\ 1 - \frac{h(b-h)}{1-h^2}, & \psi = \frac{(2n+1)\pi}{2}, \\ 1 - \frac{2h(b-h)}{1-h^2}, & \psi = (2n+1)\pi, \end{cases}$$

где  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ . Полагая  $\beta \approx 1$ ,  $h^2 \approx \sin^2 \alpha \approx \chi^2/(1+\chi^2)$ ,  $1-h^2 \approx \cos^2 \alpha \approx 1/(1+\chi^2)$ ,  $\gamma_0 = (1+\chi^2)/(1-\chi^2)$ , амплитуду колебаний для энергии,

$$g_A = \frac{h(b-h)}{1-h^2} = \frac{h^2}{\gamma_0(1-h^2)},$$

можно записать в виде

$$g_A \approx \chi^2 \frac{1-\chi^2}{1+\chi^2}.$$

Нетрудно видеть, что эта амплитуда имеет максимальное значение  $g_A \approx 1/6$  при  $\chi^2 \approx 1/2$ . Максимальное значение функции  $f(g)$ , входящей в формулу (20), составляет

$$f_m(g) = \frac{h^2}{\sqrt{\gamma_0(1-h^2)}} = g_A \sqrt{1-h^2},$$

следовательно, второе слагаемое в выражении (20) для аргумента  $\psi$  равно

$$f(g) \frac{\sqrt{1-h^2}}{1-hb} < g_A \frac{1-h^2}{1-hb} \approx \frac{1}{5}.$$

Отсюда видно, что это слагаемое влияет на величину  $\psi$  только на начальной стадии движения ионов, т.е. при  $\tau < 1$ . При  $\psi > 1$  вкладом этого слагаемого в аргумент  $\psi$  можно пренебречь, поэтому можно положить  $\psi = \Omega\tau$ , где  $\Omega = \sqrt{(1-h^2)^3}/\gamma_0(1-hb)$ , и тогда формула (19) примет вид

$$\gamma = \gamma_0 - \frac{h^2}{1-h^2} [1 - \cos(\Omega\tau)]. \quad (21)$$

Из закона сохранения  $hp_\xi + \gamma = hp_{\xi_0} + \gamma_0$  с помощью (21) получим

$$\begin{aligned} q &= -\frac{b}{g} - \frac{1}{h} + \frac{1}{hg} \approx \\ &\approx -b - bg_A [1 - \cos(\Omega\tau)] + \frac{g_A}{h} [1 - \cos(\Omega\tau)] = \\ &= -b + \frac{h}{\gamma_0(1-h^2)} (1-hb) [1 - \cos(\Omega\tau)] \approx \\ &\approx -b + \frac{h}{\gamma_0} [1 - \cos(\Omega\tau)] = \\ &= -b + (b-h) [1 - \cos(\Omega\tau)]. \end{aligned}$$

Таким образом, величина скорости  $q$  описывается формулой

$$q = -h - (b-h) \cos(\Omega\tau). \quad (22)$$

Для скорости  $v$  из (16) получим

$$v \approx -\frac{b-h}{\sqrt{1-h^2}} \sin(\Omega\tau). \quad (23)$$

Согласно формулам (22), (23) частицы перед фронтом волны совершают дрейфовое движение, причем в направлении, перпендикулярном как электрическому, так и магнитному полю, они дрейфуют с постоянной скоростью дрейфа  $h \approx \sin \alpha$  и при этом еще вращаются в магнитном поле с амплитудой  $b-h$  вдоль оси  $\xi$ , а вдоль оси  $\eta$  — с амплитудой в  $1/\sqrt{1-h^2}$  раз большей. При  $h \ll 1$  выражения (22), (23) переходят в формулы, описывающие дрейф частиц в нерелятивистском приближении. Учитывая, что вдоль магнитного поля частица движется с постоянной скоростью  $v_\eta \approx 2\chi h/(1+\chi^2)$ , окончательно получим, что в интервале изменения углов  $0 < \alpha < \pi/4$  усредненное по ларморовскому вращению движение частицы перед фронтом происходит в плоскости  $xu$  и практически в направлении оси  $y$ .

Для того чтобы найти временную зависимость энергии частиц, попадающих за фронт ударной волны ( $x < -d$ ), интеграл (18) нужно вычислять при следующих начальных условиях:  $p_{y0} = p_{x0} = s_0 = q_0 = 0$ ,  $p_{z0} = v_0\gamma_0$ . Полагаем в этом случае, что  $\gamma_0 = 1/\sqrt{1-v_0^2} \gg 1$ , т.е.  $v_0 \approx 1$ . Далее, из граничных условий на фронте ударной волны магнитозвукового типа следует [3, 10], что тангенциальная составляющая электрического поля непрерывна, т.е. за фронтом  $E_z = UB \sin \alpha/c$ , а тангенциальная составляющая магнитного поля увеличивается в число раз, равное показателю адиабаты, который мы примем равным четырем. Таким образом, магнитное поле за фронтом равно

$$B_2 = \sqrt{16B^2 \sin^2 \alpha + B^2 \cos^2 \alpha}.$$

Учитывая, что частицы попадают за фронт, когда углы  $\alpha$  лежат в интервале  $\pi/4 < \alpha < \pi/2$ , в котором  $\cos^2 \alpha < 1/2$ , мы можем считать, что  $B_2 \approx 4B \sin \alpha$  и, следовательно, за фронтом параметр  $h = E_z/B_2 = 1/4$ , а величина  $h^2 \ll 1$ . Поскольку в начальный момент  $p_z = p_{z0} > 0$ ,  $dp_z/d\tau|_{\tau=0} = h > 0$ , в выражениях (17) и (18) надо выбрать знак «+», а константа  $A = \gamma_0^2 + h^2$ . Учитывая все это, из (18) после интегрирования получим

$$\arcsin \frac{(1-h^2)g-1}{hv_0} = \frac{\tau}{\gamma_0} + f(g) - hv_0 - \arcsin \frac{h}{v_0}, \quad (24)$$

где

$$f(g) = \sqrt{-(1-h^2)g^2 + 2g - 1 - h^2/\gamma_0^2}.$$

Рассмотрим разность  $\Delta = f(g) - hv_0$ , фигурирующую в правой части формулы (24). Максимальное значение величины  $\Delta$  равно

$$\Delta_m = h [1/(1-h^2) - v_0] \approx h(1-v_0+h^2) \approx h^3,$$

здесь мы учли, что  $1-v_0 \ll h^2$ . Отсюда следует, что величина  $\Delta$  много меньше константы  $\arcsin(h/v_0) \approx h/v_0 \approx h$ , поэтому разностью  $\Delta$  в (24) можно пренебречь. Принимая это во внимание, из (24) получим

$$(1-h^2)g-1 = hv_0 \sin \left( \frac{\tau}{\gamma_0} - \arcsin \frac{h}{v_0} \right) \approx \\ \approx hv_0 \sin \frac{\tau}{\gamma_0} - h^2 \cos \frac{\tau}{\gamma_0},$$

откуда следует зависимость энергии от времени в виде

$$g-1 \approx h^2 \left( 1 - \cos \frac{\tau}{\gamma_0} \right) + hv_0 \sin \frac{\tau}{\gamma_0}. \quad (25)$$

Учитывая (25), из закона сохранения  $hp_\xi = \gamma_0 - \gamma$  получим формулу для скорости движения частицы вдоль оси  $\xi$ :

$$q \approx -h \left( 1 - \cos \frac{\tau}{\gamma_0} \right) - v_0 \sin \frac{\tau}{\gamma_0},$$

а из (16) — формулу для скорости частицы вдоль оси  $z$ :

$$v \approx v_0 \cos \frac{\tau}{\gamma_0} - h \sin \frac{\tau}{\gamma_0},$$

которые описывают дрейфовое движение частиц за фронтом волны.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Итак, в предыдущем разделе мы решили задачу о динамике ионов в окрестности фронта релятивистской ( $\beta \approx 1$ ) ударной волны магнитозвукового типа. Мы показали, что в системе отсчета волны при условии  $D = E/B > |\sin \alpha|$ , при выполнении которого имеет место «вечное» удержание частиц, захваченных фронтом ( $-d \leq x \leq 0$ ); захваченные частицы в интервале углов  $\alpha$  между нормалью к фронту и вектором магнитного поля,  $\pi/4 < \alpha < \pi/2$ , теоретически могут ускоряться за счет серфинга до неограниченных энергий. Однако в этом случае, если частицы по каким-либо причинам выходят из захвата, то, как правило, они попадают за фронт волны ( $x < -d$ ) и там совершают дрейфовое движение. В интервале углов  $0 < \alpha < \pi/4$  энергия, до которой частицы могут ускориться за счет серфинга на фронте ( $-d \leq x \leq 0$ ), в принципе ограничена из-за конечного времени захвата частиц. Вышедшие из захвата частицы в этом случае неизменно попадают в область перед фронтом волны ( $x > 0$ ), где и дрейфуют, причем траектория усредненного по ларморовскому вращению движения ионов практически лежит в плоскости фронта ударной волны (частицы движутся преимущественно вдоль оси  $y$ ). Критический угол  $\alpha^*$ , который разделяет эти два совершенно различных режима ускорения, определяется условием  $\beta \operatorname{tg} \alpha^* = 1$ . Мы считаем, что  $\beta \approx 1$ , поэтому  $\alpha^* \approx \pi/4$ .

С помощью преобразований Лоренца можно установить связь углов между нормалью к фронту и вектором магнитного поля в двух системах отсчета: 1) система отсчета, которая связана с волной и в которой этот угол обозначен через  $\alpha$ ; 2) система отсчета, которая связана с покоящейся плазмой, находящейся перед ударным фронтом, и в которой этот угол обозначен как  $\theta_{Bn}$ . Связь между этими углами следует из соотношений

$$\operatorname{tg} \theta_{Bn} = B_{0y}/B_{0x}, \quad \operatorname{tg} \alpha = B_y/B_x = \Gamma B_{0y}/B_{0x}$$

и имеет вид

$$\operatorname{tg} \alpha = \Gamma \operatorname{tg} \theta_{Bn}.$$

Учитывая соотношение  $\beta \operatorname{tg} \alpha^* = 1$  для критического угла, получим, что для релятивистских волн ( $\beta \approx 1$ ,  $\Gamma \gg 1$ ) режим серфотронного ускорения, в котором энергия частиц теоретически не ограничена, имеет место при углах  $\operatorname{tg} \theta_{Bn} > 1/\Gamma$ . Таким образом, мы получили замечательный и очень важный результат: для режима неограниченного по энергии



ускорения, который наиболее интересен с точки зрения получения заряженных частиц больших энергий, при  $\Gamma \gg 1$  угол между направлением движения ударной волны и силовыми линиями магнитного поля в покоящейся плазме, по которой распространяется релятивистская волна, имеет значения  $\pi/2 \geq \theta_{Bn} \geq \arctg(1/\Gamma)$ . Таким образом, при серфинге возможно получение высоких энергий для частиц в релятивистских ( $\Gamma \gg 1$ ) ударных волнах даже при очень малых углах  $\theta_{Bn}$ . И только в случаях, когда релятивистская ударная волна движется почти вдоль поля, энергия ускорения при серфинге принципиально не может быть очень большой.

В реальных ситуациях даже при  $\chi \geq 1$  предельная энергия ограничена из-за конечного времени ускорения, что может происходить по разным причинам. Поэтому очень важны найденные нами временные зависимости энергии, выражаемые формулами (10), (11). Явные зависимости энергии от времени из этих формул можно найти приближенно в разных предельных случаях. Начнем с формулы (10), которая описывает ускорение ионов при  $\chi = 1$ . Обозначим безразмерную кинетическую энергию иона через  $\varepsilon = \gamma - 1$ , тогда на нерелятивистской стадии ускорения ( $\varepsilon \ll 1$ ) получим  $\varepsilon \approx \tau^2/4$ . На релятивистской стадии ( $\gamma \gg 1$ ) для энергии получим приближенную формулу  $\gamma \approx \tau^{2/3}$ , т. е. со временем энергия неограниченно растет.

Проанализируем теперь, как растет энергия при  $\chi > 1$ . Для этого обратимся к формуле (11), в которой сначала положим  $\chi^2 - 1 \ll 1$ . При условии  $(\chi^2 - 1)\varepsilon \ll 1$  получим  $\varepsilon \approx \tau_1^{2/3}$ , а при условии  $(\chi^2 - 1)\varepsilon > 1$  из (11) следует формула  $\varepsilon \approx \sqrt{\chi^2 - 1} \tau_1$ . Если  $\chi^2 \gg 1$ , то на нерелятивистской стадии ускорения ( $\varepsilon \ll 1$ ) имеем

$$\varepsilon \approx (\chi^2 - 1)\tau_1^2/2 \approx \chi^2\tau_1^2/2,$$

а на релятивистской стадии энергия растет в соответствии с формулой

$$\varepsilon \approx (\chi^2 - 1)^{1/2} \tau \cos \alpha.$$

Поскольку  $\cos \alpha \approx (\chi^2 + 1)^{-1/2}$  при  $\beta \approx 1$ , окончательно при  $\chi \gg 1$  для энергии получим совсем простую формулу

$$\varepsilon \approx \tau. \tag{26}$$

Таким образом, на релятивистской стадии при  $\chi \gg 1$  энергия растет быстрее, чем при  $\chi = 1$ .

Используя полученные результаты, оценим энергию, до которой за счет серфинга могут ускориться протоны в релятивистских джетах. Для простоты

представим джет как струю, в некоторый момент времени выбрасываемую из ядра галактики. Пусть струя имеет вид цилиндра некоторой конечной длины радиусом  $R$ , причем внешний плоский торец этого цилиндра вместе с ударным фронтом удаляется от галактики со скоростью, близкой к скорости света. Считаем, что соблюдается условие «вечного» захвата частиц в ударном фронте, движущегося в межзвездной среде, а угол  $\theta_{Bn}$  удовлетворяет условию, при котором возможен режим неограниченного по энергии ускорения частиц:  $\pi/2 \geq \tg \theta_{Bn} > 1/\Gamma$ . Так как частицы при серфинге ускоряются в направлении, перпендикулярном направлению распространения ударной волны, время ускорения  $T_a$  будет ограничено временем пролета частицей поперечного расстояния  $R$ :  $T_a \sim R/c$ . Таким образом, в системе волны в соответствии с формулой (26) для энергии получим оценку

$$\varepsilon \approx \tau = \frac{\omega_B R}{c} = \frac{eBR}{mc^2} = \frac{e\Gamma B_0 R}{mc^2},$$

где  $B_0$  — магнитное поле в межзвездной плазме. В системе отсчета, связанной с межзвездной средой, энергия

$$\mathcal{E} = mc^2 \varepsilon \Gamma = e\Gamma^2 B_0 R.$$

Если выразить энергию в электронвольтах, масштаб поперечника джета  $R$  в парсеках, магнитное поле  $B_0$  в эрстедах, то формула для энергии примет вид  $\mathcal{E} = 10^{21} \Gamma^2 B_0 R$ . Полагая  $B_0 \sim 10^{-5}$  Э, получим  $\mathcal{E} = 10^{16} \Gamma^2 R$ , откуда следует, что для получения энергии порядка  $10^{20}$  эВ поперечный размер  $R$  джета должен быть не менее 100 пс при  $\Gamma = 10$ ,  $R \approx 10$  пс при  $\Gamma = 30$  и  $R = 1$  пс при  $\Gamma = 100$ . Такие параметры вполне реальны для релятивистских джетов. Таким образом, при ускорении частиц за счет серфинга на фронте релятивистской ударной волны, образованной при движении релятивистского джета в межзвездной среде, протоны могут получить энергии порядка  $10^{20}$  эВ.

В заключение приведем основные результаты, следующие из наших исследований.

1. Аналитически решена задача о серфотронном ускорении ионов в релятивистских ударных волнах магнитозвукового типа, распространяющихся в бесстолкновительной замагниченной плазме. Для различных углов между вектором магнитного поля и вектором скорости ударной волны найдены зависимости энергии от времени как непосредственно в ударном фронте, где имеется скачок потенциала, так и в областях, лежащих перед скачком потенциала и за ним.

2. Установлено, что для ударных волн, движущихся в замагниченной плазме с релятивистской скоростью ( $\beta \approx 1$ ,  $\Gamma \gg 1$ ), имеются два кардинально различающихся режима серфотронного ускорения.

3. В первом режиме, который реализуется для «вечно» захваченных ионов при условии  $\pi/2 \geq \theta_{Bn} \geq \arctg(1/\Gamma)$ , где  $\theta_{Bn}$  — угол между нормалью к фронту и вектором магнитного поля в плазме, за счет серфинга теоретически возможно получение неограниченной энергии. Этот режим, с одной стороны, наиболее интересен с точки зрения получения частиц большой энергии, а с другой стороны, замечателен тем, что в нем для релятивистских волн серфотронное ускорение ионов эффективно и для малых углов  $\theta_{Bn}$ , т. е. существенно отличающихся от прямого.

4. Второй режим, в котором выполняется условие  $0 \leq \theta_{Bn} < \arctg(1/\Gamma)$ , характерен для релятивистских ( $\Gamma \gg 1$ ) ударных волн, распространяющихся почти вдоль магнитного поля ( $\theta_{Bn} \approx 0$ ), при этом энергия, получаемая за счет серфинга, в принципе ограничена по величине. Причина такого ограничения связана с тем, что частицы в этом случае удерживаются в скачке потенциала конечное время и потому ускоряются недолго. После окончания процесса ускорения частицы попадают в область перед скачком потенциала, где совершают дрейфовое движение. Усредненная по ларморовскому вращению траектория ионов, движущихся перед фронтом волны, практически лежит в плоскости фронта ударной волны.

5. Показано, что в ударной волне, образованной при движении релятивистского джета в межзвездной среде, за счет серфинга протоны могут ускориться до энергий порядка  $10^{20}$  эВ.

Автор выражает глубокую признательность Б. В. Сомову за интерес к работе и ценные замечания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Ф. Крымский, ДАН **234**, 1306 (1977).
2. Е. Г. Бережко, Г. Ф. Крымский, УФН **154**, 49 (1988).
3. Е. Г. Бережко, В. К. Елшин, Г. Ф. Крымский, С. Н. Петухов, *Генерация космических лучей ударными волнами*, Наука, Новосибирск (1988).
4. Е. Г. Бережко, Л. Т. Ксенофонтов, ЖЭТФ **116**, 737 (1999).
5. Г. Н. Кичигин, Письма в ЖЭТФ **87**, 403 (2008).
6. В. С. Березинский, С. В. Буланов, В. Л. Гинзбург, В. А. Догель, В. С. Птускин, *Астрофизика космических лучей*, под ред. В. Л. Гинзбурга, Наука, Москва (1984).
7. *Relativistic Jets in AGNs*, Proc. of the Int. Conf. Cracow, May 27–30, ed. by M. Ostrowski, M. Sikora, G. Madejski, and M. Begelman (1997).
8. J. Niemiec and M. Ostrowski, *Astrophys. J.* **610**, 851 (2004).
9. J. Niemiec and M. Ostrowski, *Astrophys. J.* **641**, 984 (2006).
10. Р. З. Сагдеев, в сб. *Вопросы теории плазмы*, вып. 4, Атомиздат, Москва (1964), с. 20.
11. T. Katsouleas and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 392 (1983).
12. M. A. Lee, V. D. Shapiro, and R. Z. Sagdeev, *J. Geophys. Res.* **101**, 4777 (1996).
13. D. User and V. D. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 075001 (2001).
14. V. D. Shapiro and D. User, *Planetary and Space Sci.* **51**, 665 (2003).
15. Г. Н. Кичигин, ЖЭТФ **101**, 1487 (1992).
16. Г. Н. Кичигин, ЖЭТФ **108**, 1342 (1995).
17. Г. Н. Кичигин, ЖЭТФ **119**, 1038 (2001).
18. Г. Н. Кичигин, Н. А. Строкин, *Процессы энерговыделения в космической плазме*, Изд-во ИрГТУ, Иркутск (2007).
19. Н. С. Ерохин, С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев, Письма в Астрон. ж. **15**, 3 (1989).
20. Г. Н. Кичигин, ДАН **392**, 470 (2003).
21. Г. Н. Кичигин, Н. А. Строкин, *Геомагнетизм и аэрономия* **47**, 745 (2007).
22. Г. Н. Кичигин, Письма в Астрон. ж. **35**, 295 (2009).