

СЕРФОТРОННЫЙ МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ГАЛАКТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

*Г. Н. Кичигин**

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

Поступила в редакцию 4 января 2001 г.

Анализируются оптимальные условия длительного удержания и серфотронного ускорения до больших энергий резонансно захваченных нелинейными волнами заряженных частиц галактической плазмы. Оценивается число частиц, захваченных плазменными волнами большой амплитуды и квазипоперечными магнитозвуковыми ударными волнами. Рассматриваются различные причины, которые могут прервать серфотронный процесс ускорения космических лучей в Галактике. Показано, что в рамках серфотронного механизма ускорения основным источником галактических космических лучей является межзвездная плазма, а энергетический спектр космических лучей формируется в два этапа: на первом этапе часть частиц галактической плазмы ускоряются от энергий порядка тепловой до 10^{15} эВ/нуклон, на втором этапе космические лучи могут продолжить набор энергии и увеличить ее до 10^{19} эВ/нуклон и выше.

PACS: 98.70.Sa

1. ВВЕДЕНИЕ

Одна из основных проблем в теории происхождения космических лучей — это механизмы ускорения заряженных частиц, входящих в их состав. Как отмечено в [1, 2], наиболее изученные процессы ускорения можно свести к двум типам: (I) — за счет индукционного электрического поля, возникающего при изменении во времени магнитного поля, (II) — ускорение частиц при столкновениях с движущимися неоднородностями магнитного поля. Однако эти механизмы могут обеспечить набор энергии заряженными частицами только до величин $\sim 10^{12}$ эВ/нуклон [3, 4], а для того чтобы объяснить наличие в энергетическом спектре космических лучей больших энергий, требуется поиск новых ускорительных процессов.

В последнее время в качестве коллективного метода ускорения заряженных частиц в слабозамagnetической бесстолкновительной плазме активно обсуждается так называемый серфотронный механизм ускорения [2, 4–11] (коротко — серфинг), который обеспечивает сравнительно высокий темп набора энергии частицами. В этом механизме частицы

захватываются в волну потенциала, бегущую в плазме поперек слабого магнитного поля, и ускоряются вдоль фронта волны. Движущийся положительный скачок потенциала способен ускорять ионы, а отрицательный скачок — электроны.

Мы рассмотрим в бесстолкновительной плазме два наиболее распространенных типа волновых возмущений потенциала: 1) продольная плазменная волна, 2) квазипоперечная магнитозвуковая ударная волна (МЗУВ). Так как периодическая плазменная волна содержит как положительный, так и отрицательный скачки потенциала, она может ускорять как ионы, так и электроны. МЗУВ характеризуется положительным скачком потенциала, поэтому в ее фронте могут ускоряться только ионы.

В плазме Галактики к возникновению установившихся плазменных волн и магнитозвуковых ударных волн могут приводить такие аномальные явления как взрывы сверхновых или новых звезд, бурные процессы на нестационарных звездах, вспышечные процессы на спокойных звездах типа Солнца и другие аналогичные импульсные процессы. Кроме того, движущиеся со скоростью, меньшей скорости света, нелинейные плазменные волны могут образовываться либо при трансформации электромагнитной волны в слоях гибридного резонанса [4], либо пу-

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

тем генерации нелинейных плазменных колебаний высокоэнергичной частью спектра космических лучей (кильватерная волна [12]), либо при выходе из пульсаров релятивистски сильного магнитодипольного излучения [2, 4].

Большая (в принципе, неограниченная) длительность процесса при серфинге обеспечивается наличием синхронизма между волной и частицей, который устойчиво поддерживается в результате предотвращения обгона волны частицей за счет отклонения ее вдоль фронта постоянным магнитным полем [11]. Ускоритель заряженных частиц, в котором реализуется такая возможность, называется серфотроном [7], а механизм ускорения получил название серфотронного. Необходимо отметить, что механизм ускорения частиц, имеющий место в серфотроне, впервые был рассмотрен Сагдеевым при анализе движения ионов во фронте МЗУВ [13].

Рассматриваемый нами серфотронный механизм ускорения имеет место в слабозамагниченной плазме. В Галактике вещество находится в состоянии плазмы как в атмосферах звезд, так и в межзвездной среде [2]. В качестве типичных параметров плазменной атмосферы звезд мы воспользуемся параметрами верхних слоев хромосферы Солнца: плотность $n_0 \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$, температура $T \sim 10 \text{ эВ}$, магнитное поле $B_0 \sim 1 \text{ Э}$, а также солнечного ветра: $n_0 \sim 10 \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10 \text{ эВ}$, среднее магнитное поле $B_0 \sim 10^{-4} \text{ Э}$. В галактическом диске и его окрестностях большая часть межзвездного вещества состоит из так называемого горячего газа [2], который представляет собой полностью ионизованную плазму со следующими параметрами: плотность $n_0 \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, температура $T \approx 100 \text{ эВ}$, магнитное поле $B_0 \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ Э}$.

Приведенные в работе [4] для галактической плазмы оценки энергии космических лучей, полученной заряженными частицами за счет серфинга в нелинейных плазменных волнах, дают значения $\mathcal{E} \sim 10^{17} - 10^{21} \text{ эВ}$, что свидетельствует о перспективности использования механизма серфотронного ускорения для решения проблемы образования высокоэнергичной части спектра космических лучей. Хотя эти оценки внушают определенный оптимизм, однако остаются неясными многие вопросы, касающиеся проблемы серфотронного ускорения космических лучей в Галактике. Что играет роль источника космических лучей при серфинге? Достаточно ли частиц в источнике для того, чтобы обеспечить наблюдаемое значение концентрации космических лучей? Имеется ли различие между ускорением электронов и ионов? Какова роль излучения релятивист-

ских частиц в Галактике при их серфотронном ускорении? Ответу на эти и другие вопросы посвящена данная работа.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 мы выясняем условия, при которых наиболее оптимально процесс серфотронного ускорения и рассматриваем свойства нелинейных волн, в которые заряженные частицы захватываются и ускоряются. Важной характеристикой при ускорении частиц волнами является число захваченных волной частиц, которое мы оцениваем в разд. 3. Возможные причины, которые могут прервать ускорительный процесс, рассмотрены в разд. 4. В разд. 5 оцениваем энергии космических лучей, полученные за счет серфинга в Галактике. В разд. 6 мы приводим основные выводы, следующие из проведенных исследований.

2. УСЛОВИЯ, НЕОБХОДИМЫЕ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ СЕРФОТРОННОГО УСКОРЕНИЯ

Как уже отмечалось, мы ограничимся рассмотрением ускорения заряженных частиц за счет серфинга в плазменных волнах и в квазипоперечных магнитозвуковых ударных волнах. В обоих случаях будем считать, что рассматриваемые установившиеся волны являются плоскими. Движение частиц будем анализировать либо в лабораторной системе отсчета, в которой плазма как целое покоится, либо в системе отсчета волны. Пусть в лабораторной системе волна движется против оси x с фазовой скоростью u , которая не превосходит скорости света c . Обозначим характерный множитель перехода из одной системы отсчета в другую через

$$\gamma_f = 1/\sqrt{1 - \beta^2}, \quad \beta = u/c.$$

Серфотронное ускорение осуществляется при захвате небольшой группы частиц в волне потенциала, движущейся в плазме поперек слабого магнитного поля. Как известно [2, 4–11], для осуществления длительного («вечного») ускорения захваченных волной частиц обязательно выполнение условия $R \geq 1$ для параметра

$$R = E_0/B,$$

где E_0 — максимальное значение (амплитуда) электрического поля в волне, B — величина магнитного поля в системе волны в точке, в которой электрическое поле максимально. Согласно формулам преобразования полей, при переходе из одной системы

отсчета в другую, имеем соотношение для величины магнитного поля

$$B = \gamma_f B_0,$$

где B_0 — магнитное поле в лабораторной системе отсчета, электрическое поле E_0 в обеих системах одинаково.

Проверим, выполняется ли условие $R \geq 1$ для продольных плазменных волн большой амплитуды, распространяющихся в галактической плазме. В плазме с концентрацией частиц n_0 и температурой $T \ll mc^2$ для продольной плазменной волны с частотой колебаний

$$\omega = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2}$$

мы рассмотрим наиболее типичный для космической среды случай, когда

$$\omega_{pe}^2 \gg \omega_{ce}^2,$$

где

$$\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m}, \quad \omega_{ce} = eB_0 / mc,$$

e, m — заряд и масса электрона, B_0 — величина магнитного поля в покоящейся плазме. В этом случае можно исключить влияние магнитного поля на дисперсионные свойства плазмы и положить $\omega \approx \omega_{pe}$.

Максимальная теоретически возможная амплитуда электрического поля установившейся нелинейной плазменной волны

$$E_{m0} \approx \sqrt{8\pi n_0 mc^2 (\gamma_f - 1)}$$

(см. [14]). Учитывая это, нетрудно показать, что интересующий нас параметр R можно представить в следующем виде:

$$R \approx \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \frac{\sqrt{\gamma_f - 1}}{\gamma_f}.$$

Отсюда видно, что необходимое условие $R > 1$ выполняется, если

$$\frac{\gamma_f^2}{\gamma_f - 1} < \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2}.$$

Выражение, стоящее в правой части неравенства, можно записать как

$$\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \approx \frac{4\pi n_0 T}{\theta_e B_0^2},$$

где $\theta_e = T/mc^2$ — безразмерная температура, нормированная на энергию покоя электрона. Далее мы

предположим, что в галактической плазме давление плазмы и среднего магнитного поля по порядку величины одинаковы:

$$n_0 T \sim B_0^2 / 8\pi.$$

Это предположение считается приемлемым для Галактики [1, 2], и его можно признать в качестве факта для околосолнечной плазмы (хромосфера, корона и солнечный ветер). Учитывая эти соображения, получим:

$$\frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2} \sim \theta_e \sim \frac{v_{TE}^2}{c^2} \ll 1,$$

где $v_{TE} = \sqrt{T/m}$ — тепловая скорость электронов. Теперь условие $R > 1$, выраженное через величину γ_f , можно приближенно представить в удобном для практического использования виде:

$$\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \sim \frac{1}{\theta_e} > (\gamma_f - 1) > \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2} \sim \theta_e. \quad (1)$$

Температура частиц для околосолнечной плазмы $T \approx 10$ эВ, а для межзвездной плазмы галактического диска $T \approx 100$ эВ. Таким образом, в галактической плазме параметр

$$\theta_e \approx 2 \cdot (10^{-4} - 10^{-5}),$$

следовательно, из соотношения (1) для величины γ_f получим, что ее максимальное значение

$$\gamma_f \approx 5 \cdot (10^3 - 10^4),$$

а минимальное значение определяется из соотношения

$$\gamma_f - 1 \approx 2 \cdot (10^{-4} - 10^{-5}).$$

Таким образом, мы приходим к выводу, что для нелинейных плазменных волн существует ограниченный, хотя и достаточно широкий, диапазон скоростей волны, в котором возможно длительное по времени (вечное) ускорение захваченных волной частиц. Как видно, этот режим в галактической плазме может реализоваться как для релятивистских, так и для нерелятивистских плазменных волн. Однако в релятивистских волнах темп ускорения существенно выше. Действительно, если плазменная волна распространяется против оси x , а поперечное магнитное поле B_0 направлено по оси z , то при серфинге ускоряющее частицы поле (в системе волны) будет направлено вдоль оси y и равно по величине

$$E_y = \beta B = \frac{\beta E_0}{R} = \frac{mc}{eR} \frac{\omega_{pe} (\gamma_f - 1) \sqrt{\gamma_f + 1}}{\gamma_f}.$$

Отсюда видно, что при заданной величине n_0 и наиболее оптимальном значении параметра $R \sim 1$ [10] ускоряющее поле E_y , определяющее темп серфотронного ускорения частиц, в релятивистской плазменной волне ($\gamma_f > 1$) существенно выше, чем для нерелятивистской волны ($\gamma_f \approx 1$).

Перейдем к рассмотрению условий реализации режима длительного ускорения ядер при серфинге в квазипоперечных магнитозвуковых ударных волнах. Эти ударные волны представляют собой движущийся скачок магнитного поля [13, 15]. Обычно сам фронт волны и его ширину связывают именно со скачком магнитного поля. Одной из основных характеристик МЗУВ является альфвеновское число Маха

$$M_A = u/v_A,$$

где

$$v_A = B_0/\sqrt{4\pi n_0 M}$$

— альфвеновская скорость (M — масса иона). Магнитозвуковые ударные волны с числом Маха $M_A < 3$ называют ламинарными, а с $M_A > 3$ — турбулентными.

В ламинарной МЗУВ профили магнитного поля и потенциала примерно совпадают. Скачок потенциала в волне $\varphi_A \approx \mathcal{E}_K/e$, ширина скачка примерно $d = c/\omega_{pe}$ [13, 15] (здесь $\mathcal{E}_K = Mu^2/2$ — кинетическая энергия потока в системе отсчета волны, убегающего на ее фронт). Следовательно, значение электрического поля

$$E_0 \approx \frac{Mu^2\omega_{pe}}{ec} = \frac{M_A^2 B_0^2}{c\sqrt{4\pi n_0 m}}.$$

Таким образом, параметр $R = E_0/B$ для ламинарных волн имеет вид

$$R = M_A^2 (v_A/c)\sqrt{M/m}.$$

Подставляя в эту формулу параметры околосолнечной и межзвездной плазмы, нетрудно убедиться, что для $M_A < 3$ параметр R меньше единицы. Таким образом, для ламинарной МЗУВ режим длительного ускорения не реализуется.

В случае турбулентной МЗУВ амплитуда скачка потенциала остается примерно такой же, как и в случае ламинарной волны, но ширина его существенно меньше, чем размер скачка магнитного поля. Скачок потенциала расположен в конце фронта, где величина магнитного поля практически равна полю за фронтом. На масштабе скачка потенциала (порядка дебаевского радиуса $d \sim v_{TE}/\omega_{pe}$) магнитное поле практически постоянно, поэтому скачок называют изомагнитным [8, 9, 15].

Параметр

$$R \approx Mu^2/edB$$

для турбулентной МЗУВ при $d \sim v_{TE}/\omega_{pe}$ определяется соотношением

$$R \sim M_A^2 \frac{c}{v_{TE}} \frac{\omega_{ce}}{\omega_{pe}}.$$

Выше мы приняли, что в галактической плазме

$$\omega_{ce}/\omega_{pe} \sim v_{TE}/c,$$

следовательно,

$$R \sim M_A^2.$$

Таким образом, для турбулентной МЗУВ ($M_A > 3$), распространяющейся в галактической плазме, режим длительного ускорения ионов реализуется, если ширина скачка потенциала достаточно мала:

$$d < M_A^2 v_{TE}/\omega_{pe}.$$

Анализ данных лабораторных и спутниковых измерений [9, 15] позволяет сделать вывод о том, что такие малые размеры изомагнитного скачка потенциала для МЗУВ практически реальны.

3. РАСЧЕТ ЧИСЛА ЧАСТИЦ, ЗАХВАЧЕННЫХ ВОЛНОЙ

Оценим концентрацию частиц, захваченных в потенциальную яму волны. Если предположить, что захват частиц в волну происходит из плазмы, то их число в лабораторной системе отсчета будет определяться количеством частиц, движущихся в плазме со скоростью, близкой к скорости волны. Мы рассмотрим захват плазменных электронов и ионов по отдельности, предполагая, что их функция распределения по скоростям максвелловская.

Вначале обсудим условия захвата электронов плазмы. Число электронов n_T , захваченных нелинейной плазменной волной, пропорционально величине

$$n_T \propto n_0 \exp\{-(\gamma_f - 1)/\theta_e\}. \quad (2)$$

Мы видим, что заметное количество электронов может захватиться в волну только в нерелятивистском случае, т. е. при $\gamma_f - 1 \sim \theta_e$. Согласно соотношению (1) при этом еще возможен режим длительного ускорения. Таким образом, получается так, что в релятивистской волне ускоряющее поле максимально, но число захваченных электронов практически равно нулю, а в нерелятивистской волне, наоборот, число захваченных электронов может быть велико, но

темп ускорения мал. Для нас важен основной вывод из этого анализа — при выполнении соотношения (1) наблюдаемая в космических лучах концентрация электронов ($n_e \sim 10^{-12} \text{ см}^{-3}$) может быть обеспечена путем захвата в нерелятивистскую плазменную волну части электронов из галактической плазмы.

Перейдем к определению количества захваченных ионов. Сразу очевидно, что число ионов, захваченных из плазмы нелинейной плазменной волной, пренебрежимо мало. Действительно, число захваченных ионов в этом случае определяется формулой (2), в которой показатель экспоненты в M/m раз больше, чем в случае с электронами, так как для ионов в формуле (2) θ_e необходимо заменить на величину $\theta_i = T/(Mc^2)$, которая в M/m меньше θ_e .

Для того чтобы найти количество плазменных ионов, захваченных квазипоперечной магнитозвуковой ударной волной, можно было бы воспользоваться результатами работы [8], в которой величина n_T рассчитана в зависимости от электрического поля в скачке потенциала, от амплитуды потенциала, от температуры и от массы ионов, набегающих на скачок. Однако здесь мы ограничимся грубыми оценками числа захваченных ионов, воспользовавшись формулой

$$n_T \propto n_0 \exp\{-Mu^2/2T\}.$$

Из этой формулы следует, что величина n_T/n_0 в основном определяется показателем экспоненты $Mu^2/2T$. Для галактической плазмы этот показатель можно написать в виде

$$\frac{Mu^2}{2T} = \frac{M_A^2 B_0^2}{8\pi n_0 T} \sim M_A^2.$$

Отсюда следует, что для ламинарной МЗУВ ($M_A < 3$), распространяющейся в галактической плазме, число захваченных ионов обеспечивает наблюдаемую концентрацию ионов в космических лучах ($n_i \sim 10^{-10} \text{ см}^{-3}$). Такой же вывод мы получим, если воспользуемся результатами работы [8]. Оценивая число частиц по приведенной выше формуле для турбулентных МЗУВ ($M_A > 3$), в которых наблюдается изомагнитный скачок потенциала, получим, что наблюдаемая концентрация будет обеспечена для МЗУВ с числом Маха меньше 5.

В Галактике кроме частиц плазмы в волну могут захватываться частицы, входящие в состав галактических космических лучей. Очевидно, что речь здесь идет о захвате в релятивистские плазменные волны. Оценим количество захваченных частиц в

этом случае. Как известно [1, 2], функцию распределения космических лучей по энергиям в лабораторной системе отсчета можно написать в виде

$$f(\gamma) = \frac{K(k-1)}{c\mathcal{E}^k} = \frac{K(k-1)}{c(\gamma m_r c^2)^k},$$

где K — коэффициент (частиц $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$), k — показатель степени, \mathcal{E} — энергия, $\gamma = \mathcal{E}/m_r c^2$ — безразмерная энергия, m_r — масса частиц (электронов или ионов).

Очевидно, что в системе волны захватятся все частицы, движущиеся со скоростью, близкой к нулевой. Опираясь на результаты работы [10], в случае $1 \leq R \leq 2$, $eZ\varphi_A/(m_r c^2) > 1$ (Z — зарядовое число) можно в качестве разброса по безразмерной энергии частиц взять две характерные величины: 1) $\Delta\gamma \sim 1$ (энергия покоя частиц), 2) $\Delta\gamma \sim \gamma_f$ (энергия частиц, движущихся со скоростью волны).

Таким образом, в первом случае будем считать, что безразмерный импульс захваченных частиц изменяется от нуля до величины $p_x = \pm 1$ и, следовательно, безразмерная энергия частиц меняется от $\gamma = 1$ до $\gamma = \sqrt{2}$. Аналогично, во втором случае импульс изменяется от нуля до величины $p_x = \pm\beta\gamma_f$, а энергия — от $\gamma = 1$ до $\gamma = \gamma_f$.

В лабораторной системе отсчета в первом случае безразмерная энергия будет изменяться примерно от $\gamma = \gamma_f/2$ до $\gamma = 2.5\gamma_f$, во втором случае — от $\gamma = 1$ до $\gamma = \gamma_f^2$. Таким образом, число захваченных частиц в лабораторной системе отсчета будет в первом случае равно

$$n_{T1}^L \approx \int_{\gamma_f/2}^{2.5\gamma_f} d\gamma \frac{K(k-1)}{c\gamma^k} \approx \frac{K}{c\gamma_f^{(k-1)}},$$

а во втором случае

$$n_{T2}^L \approx \int_1^{\gamma_f^2} d\gamma \frac{K(k-1)}{c\gamma^k} \approx \frac{K}{c}.$$

Число n_{T2}^L сравнимо с концентрацией соответствующей компоненты космических лучей. Конечно, захват в волну такого большого количества частиц маловероятен, тем не менее для оценок мы будем использовать эту величину в качестве предельного значения.

Таким образом, из проведенного анализа видно, что в режиме длительного ускорения число электронов, захваченных из галактической плазмы нерелятивистской плазменной волной, достаточно, чтобы обеспечить наблюдаемую концентрацию электронов

в космических лучах. Ионы в необходимом количестве захватываются во фронтах МЗУВ при числе Маха не больше пяти. При этом режим длительного ускорения может реализоваться только для турбулентных МЗУВ в узком диапазоне чисел Маха $3 < M_A < 5$. Для релятивистской плазменной волны число частиц (и электронов, и ионов), захваченных из плазмы, пренебрежимо мало. В этом случае возможен захват в волну частиц, входящих в состав космических лучей, причем для волны большой амплитуды может произойти захват значительной части частиц из состава космических лучей.

4. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ ОГРАНИЧЕНИЯ ВРЕМЕНИ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ

Для любого способа ускорения частиц очень важной является начальная фаза, во время которой, как правило, возникает проблема инжекции [1, 2]. Мы покажем, что в случае ускорения частиц за счет серфотронного механизма темп набора энергии частицами настолько велик, что при этом имеет место безынекционный режим ускорения, т. е. проблемы инжекции в этом случае просто нет. Сравним скорости набора энергии частицами при серфинге и потери энергии ускоряемыми частицами на ионизацию и столкновения. Потери энергии имеют максимум в нерелятивистской области энергий (для протонов в среде атомарного водорода $\mathcal{E}_H \approx 60$ кэВ [1]). Максимальную величину потерь в газовой среде можно записать в виде [1]

$$W_I \approx \frac{4\pi e^4 n_0 Z^2}{mv} \approx \frac{Z^2 e^2 \omega_{pe}^2}{v}, \quad (3)$$

где n_0 — плотность газа, v — скорость иона с зарядовым числом Z ($v \approx 3 \cdot 10^8$ см/с для протонов). В полностью ионизованном газе скорость v в формуле (3) надо заменить на v_{TE} [1].

Найдем отношение величины W_I к скорости набора энергии частицами за счет серфинга W_S , которая в нерелятивистском случае ($\gamma_f \approx 1$) определяется соотношением

$$W_S = eZE_y v = eZB_0 u v / c.$$

Заметим, что при температурах электронов $T_e \sim 10$ – 100 эВ скорость частиц $v \sim v_{TE}$, тогда для рассматриваемого отношения W_I/W_S получим

$$\begin{aligned} \frac{W_I}{W_S} &= \frac{e^2 Z^2 \omega_{pe}^2}{eZB_0 u v_{TE}^2} \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \frac{mc^2}{T_e} \frac{e^3 B_0}{m^2 c^4} \frac{cZ}{u} \approx \\ &\approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \frac{Z}{\theta_e \beta} \frac{B_0}{E_e} \approx \frac{Z}{\beta \theta_e^2} \frac{B_0}{E_e}. \end{aligned}$$

Здесь $E_e = e/r_0^2$ — электрическое поле электрона на расстоянии r_0 от его центра ($r_0 = e^2/(mc^2)$ — классический радиус электрона). Величина поля E_e огромна: $E_e \sim 10^{16}$ СГСЕ, поэтому в плазме Галактики искомое отношение значительно меньше единицы во всем диапазоне изменения параметров β , θ , Z и магнитного поля B_0 .

Обсудим возможные ограничения, препятствующие при серфинге теоретически беспредельному росту энергии частиц, захваченных и ускоряемых в волнах потенциала. Во-первых, это конечность размеров области, в которой может распространяться плазменная волна в реальных ситуациях, во-вторых, потери энергии ускоренных частиц на излучение и, в-третьих, затухание волны вследствие потерь ее энергии на ускорение частиц.

Рассмотрим ограничение энергии частиц за счет конечности размеров области распространения волны. Так как в серфотронном механизме ускорение частицы происходит в направлении, перпендикулярном направлению движения волны, а сама частица захвачена волной, то в итоге частица в лабораторной системе отсчета совершает двумерное движение: вместе с волной она смещается вдоль направления движения волны, а за счет ускорения смещается в перпендикулярном направлении. При нерелятивистских скоростях движения волны наиболее критичен поперечный размер волны [6, 8, 9]. Это связано с тем, что скорость частицы в поперечном направлении достаточно быстро может превысить скорость движения волны, и потому для обеспечения условий длительного ускорения поперечный размер области, которую занимает волна, должен быть больше продольного. Здесь уместно напомнить вывод работы [6] о том, что ограничение на поперечный размер может быть в какой-то мере снято при определенной кривизне фронта потенциальной волны.

При релятивистских скоростях распространения волны расстояние в лабораторной системе отсчета, пройденное частицей поперек направления движения волны, оказывается меньше продольного. Действительно, относительно неподвижного наблюдателя (лабораторная система отсчета) волна, движущаяся со скоростью $u \approx c$, за время t пройдет расстояние $L_x = ut \approx ct$. Перейдем в систему отсчета волны,

в которой будем считать, что захваченная волной частица в процессе серфотронного ускорения вышла на релятивистскую стадию и имеет следующие значения компонент скорости:

$$v_x \approx 0, \quad v_y \approx c.$$

В системе волны, согласно преобразованиям Лоренца, интервал времени $t_W = t/\gamma_f$. За время t_W частица (в системе волны) пройдет поперек направления движения волны расстояние $L_y \approx ct_W$. Согласно преобразованиям Лоренца, поперечные размеры в обеих рассматриваемых системах отсчета должны быть одинаковыми. Это означает, что в лабораторной системе отсчета частица в поперечном направлении пройдет расстояние $L_y \approx ct/\gamma_f = L_x/\gamma_f$, которое, как видно, в γ_f раз меньше, чем L_x .

Оценим энергию частицы, захваченной и ускоряемой за счет серфинга в нелинейной волне, за некоторое время t , за которое волна преодолет расстояние $L_x = ut$. Темп набора энергии частицей одинаков в обеих системах отсчета, но проще всего его найти в системе волны, в которой он равен $eZE_y v_y$, где $E_y = \beta B = \beta\gamma_f B_0$ (B_0 — магнитное поле в лабораторной системе отсчета). Как показано в [10], при серфинге с момента захвата скорость частицы v_y за короткое время (порядка циклотронного периода частицы) приближается к скорости света, поэтому положим в формуле для темпа ускорения $v_y \approx c$. В лабораторной системе отсчета за время t , частица наберет энергию

$$\mathcal{E} \approx eZ\beta\gamma_f B_0 ct. \quad (4)$$

Для нерелятивистской плазменной волны и квазипоперечных магнитозвуковых ударных волн, которые в галактической плазме распространяются с нерелятивистскими скоростями, время ускорения будет ограничено (как показано выше) поперечным размером $L_y \approx ct$, поэтому для энергии частиц, полагая в (4) $\gamma_f \approx 1$, в этом случае получим выражение

$$\mathcal{E} \approx eZ\beta B_0 L_y, \quad (5)$$

где $L_y \approx L_x c/u \gg L_x$.

Для релятивистских плазменных волн ($\beta \approx 1$) время ускорения ограничено продольным размером $L_x = ct$. В этом случае, если величину магнитного поля B_0 выразить в эрстедах, а длину L_x — в парсеках, из (4) получим

$$\mathcal{E} \approx 10^{21} Z\gamma_f B_0 L_x, \quad (6)$$

где \mathcal{E} выражается в электронвольтах. При этом для релятивистской волны частица в направлении уско-

рения (поперек направления магнитного поля и направления движения волны) сместится на расстояние в γ_f раз меньше L_x .

Итак, предельные энергии частиц, ускоряемых за счет серфинга нелинейными волнами, могут быть ограничены из-за того, что протяженность области, где имеются благоприятные условия для распространения волн, может оказаться конечной. При этом для предельной энергии, приобретенной при ускорении в нерелятивистских волнах, наиболее критичным оказывается поперечный размер L_y (формула (5)). Для релятивистских волн предельная энергия ограничивается продольным размером возможной области распространения волн L_x (формула (6)).

При серфинге часть энергии частиц, достигшей в процессе ускорения релятивистских и ультрарелятивистских значений, затрачивается на излучение. Мы рассмотрим потери энергии ускоряемыми частицами за счет трех типов излучения, первый из которых связан с самим процессом серфотронного ускорения частиц. Как известно [2, 4–11], в системе отсчета волны частица при серфинге, в основном, движется в постоянном и однородном электрическом поле $E_y = uB/c = \beta\gamma_f B_0$. Действительно, на идеально захваченную частицу на релятивистской и ультрарелятивистской стадиях в системе отсчета волны не действует больше никаких сил, кроме силы электрического поля E_y . Таким образом, в серфотроне мощность этого типа излучения, связанная с ускорением частицы в постоянном и однородном электрическом поле, является величиной постоянной [10]:

$$W_E \approx \frac{Z^4 e^4 E_y^2}{m_r^2 c^3}.$$

Так как величина мощности излучения обратно пропорциональна квадрату массы частицы, в практических ситуациях излучение играет роль прежде всего при ускорении электронов. Поэтому положим $m_r = m$, $Z = 1$.

Рассмотрим отношение мощности излучения W_E к темпу набора энергии W_S , который получают электроны за счет серфинга в плазменных волнах. Полагая, что на установившейся стадии серфинга компоненты скорости захваченных в волне электронов $v_x = 0, v_y = c$ [10], получим $W_S = eE_y c$. Следовательно, отношение мощностей

$$\frac{W_E}{W_S} = \frac{e^3 E_y}{m^2 c^4} = \beta\gamma_f \frac{B_0}{E_e}.$$

При используемых нами параметрах β, γ_f и величинах B_0 нетрудно видеть, что для электронов в Галак-

тике рассматриваемая мощность излучения пренебрежимо мала по сравнению с темпом набора энергии. Таким образом, излучением электронов, а тем более и ионов, за счет их ускорения в электрическом поле E_y при серфинге можно пренебречь.

Отсутствие влияния магнитного поля на идеально захваченную в волну частицу в процессе ее серфотронного ускорения приводит нас к очень важному выводу о том, что в этом случае отсутствует синхротронное (магнитотормозное) излучение электрона. Как известно [1, 2], основная часть космического радиоизлучения генерируется космическими лучами, причем главную роль играет синхротронное излучение релятивистских электронов, движущихся в галактических магнитных полях. Считается, что электроны в Галактике вследствие потерь энергии за счет синхротронного излучения не могут набрать энергию больше 10^{15} эВ [3]. Как мы видим, в случае серфотронного ускорения электронов, несмотря на наличие магнитного поля, синхротронное излучение отсутствует. Следовательно, здесь нет подобного ограничения на энергию электронов. Действительно, в случае серфинга электрон, в принципе, может ускоряться до сколь угодно больших энергий, двигаясь поперек магнитного поля вместе с волной, причем синхротронное излучение электрона будет отсутствовать до тех пор, пока он захвачен в волне.

Учтем еще один вид излучения частиц, возникающего при движении их в плазменной среде. В этом случае возникает торможение частиц, обусловленное возбуждением волн движущейся частицей в плазме [14]. Оценим потери энергии частиц в этом случае для плазменной волны, находясь в лабораторной системе отсчета. Рассматривая, как и выше, установившуюся стадию серфинга, будем считать скорость частиц близкой к скорости света.

Как следует из [14], если масса частицы $m_r \gg m$, то мощность рассматриваемого типа излучения W_R выражается формулой, похожей на (3):

$$W_R = \frac{4\pi n_0 Z^2 e^4}{mv} \ln \Lambda \approx \frac{Z^2 e^2 \omega_{pe}^2}{v} \ln \Lambda.$$

Здесь $\Lambda = mc^2/\hbar\omega_{pe}$ и считается, что величина скорости частицы удовлетворяет соотношениям

$$v \gg v_{TE}, \quad v > Ze^2/\hbar \approx 2Z \cdot 10^8 \text{ см/с}.$$

Для оценок этой формулой можно пользоваться, если рассматриваемая частица — электрон, а также в случае $v \approx c$ [14].

Найдем отношение мощности излучения к темпу

набора энергии частицей. Полагая $v \approx c$, запишем искомое отношение в виде

$$\begin{aligned} \frac{W_R}{W_S} &\approx \frac{Z^2 e^2 \omega_{pe}^2}{Ze E_y c^2} \ln \Lambda \approx \frac{Z e \omega_{pe}^2}{\beta \gamma_f B_0 c^2} \ln \Lambda \approx \\ &\approx \frac{Z}{\beta \gamma_f} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \frac{B_0}{E_e} \ln \Lambda. \end{aligned}$$

Для параметров космической плазмы величина $\ln \Lambda < 100$ и рассматриваемое отношение мощностей бесконечно мало. Следовательно, торможением частиц за счет излучения волн при их движении в плазме можно пренебречь.

В Галактике релятивистские электроны теряют энергию еще и за счет рассеяния на фотонах — это так называемые комптоновские потери энергии [1, 2, 16]. Как известно [1, 2, 16], в Галактике мощности синхротронного и комптоновского излучений электронов растут пропорционально квадрату энергии и сравнимы по величине при энергиях электронов меньших, чем $\mathcal{E}_m \sim 10^{11}$ эВ. При энергиях больших, чем \mathcal{E}_m , комптоновские потери перестают зависеть от энергии и остаются практически постоянными [16].

Как и выше, сравним мощность комптоновского излучения с темпом набора энергии электронами за счет серфотронного ускорения. Как следует из [1, 2, 16], при $\mathcal{E} < \mathcal{E}_m$ темп комптоновских потерь $\sim 10^{-16} \mathcal{E}^2$ ГэВ/с (\mathcal{E} — энергия электрона в ГэВ). Отношение темпа потерь за счет комптоновского рассеяния в условиях, характерных для Галактики ($B_0 \approx 3 \cdot 10^{-6}$ Э, $\mathcal{E}_m \sim 10^2$ ГэВ, $\gamma_f > 1$), к темпу роста энергии электрона бесконечно мало, т. е. комптоновскими потерями энергии электронами, ускоряемыми за счет серфотронного механизма в релятивистских плазменных волнах можно пренебречь.

Итак, мы приходим к выводу, что при серфотронном ускорении частиц в релятивистских плазменных волнах потерями энергии частицами за счет основных типов излучений можно пренебречь.

Рассмотрим ограничение энергии за счет затухания волны вследствие обратного влияния на нее захваченных частиц. Так как речь идет о предельной энергии, мы рассмотрим захват частиц в релятивистские плазменные волны, в которые, как было показано в разд. 3, могут захватиться только частицы, входящие в состав космических лучей. Затухание релятивистской плазменной волны можно в грубом приближении оценить из соотношения

$$\frac{d\langle E^2 \rangle}{d\tau} + 8\pi m_r c^2 \left\langle n_T \frac{d\gamma}{d\tau} \right\rangle = 0,$$

где $\tau = eB_0 t / m_r c$ — безразмерное время, а угловые скобки означают усреднение по длине волны $\lambda = u / \omega_{pe}$. Учитывая, что на релятивистской стадии ($\beta \approx 1$) энергия в лабораторной системе

$$\gamma \approx \gamma_f \beta \tau \approx \gamma_f \tau$$

и, следовательно,

$$d\gamma/d\tau \approx \gamma_f,$$

получим

$$\langle n_T d\gamma/d\tau \rangle \approx \gamma_f \langle n_T \rangle.$$

Оценить усредненную по длине волны концентрацию $\langle n_T \rangle$ достаточно сложно, так как при серфинге все захваченные волной частицы собираются около особой точки на профиле потенциала, в которой электрическое поле равно магнитному $E_0 = B$ (в системе отсчета волны) [10]. В грубом приближении, опираясь на проделанный в работе [10] подробный анализ серфинга, мы положим, что

$$\langle n_T \rangle / n \approx \delta x / \lambda,$$

где n — плотность частиц в бесконечно малой окрестности δx около особой точки. Отношение $\delta x / \lambda$ можно оценить из соотношения

$$\delta x / \lambda \sim (R - 1) / R,$$

где в оптимальном режиме параметр $R \approx 1$, и, следовательно,

$$\delta x / \lambda \sim (R - 1) / R \ll 1.$$

По крайней мере, в процессе затухания волны величина параметра $R \rightarrow 1$, а мы как раз рассматриваем конечную фазу затухания электрического поля волны, на которой частицы начинают «вываливаться» из потенциальной ямы [4, 10]. Положим для простоты

$$(R - 1) / R \leq 1 / 8\pi,$$

тогда выражение для предельной энергии примет вид

$$\mathcal{E}_m \approx E_0^2 / n.$$

Так как $E_0 \approx B = \gamma_f B_0$, окончательно получим

$$\mathcal{E}_m \approx (\gamma_f B_0)^2 / n.$$

Полагая, что концентрация захваченных частиц n сравнима с наблюдаемой в космических лучах, подставим в эту формулу $n \sim 10^{-10} \text{ см}^{-3}$, тогда для $B_0 \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ Э}$ и для $\gamma_f \sim 10^2 - 10^4$, получим оценку

предельной энергии $\mathcal{E}_m \sim 10^{15} - 10^{19} \text{ эВ}$. Отсюда видно, что даже для случая захвата в волну большей части частиц, входящих в состав космических лучей, с учетом затухания волны частицы могут набрать энергию до 10^{19} эВ . На самом деле, по-видимому, захватывается значительно меньшая часть частиц, поэтому затухание волны в практических случаях не мешает частицам получить еще большие энергии.

Мы не касались других причин, которые могут ограничить время или снизить эффективность ускорения частиц. К ним можно отнести ядерные и фотоядерные взаимодействия ионной компоненты космических лучей с межзвездной средой и процессы фрагментации ядер, наличие угла между направлением распространения волны и вектором магнитного поля (косая волна) [9], отклонение фронта волны от плоской геометрии (эти вопросы частично рассмотрены в работе [6]), неоднородности плазмы и магнитного поля, флуктуации параметров плазмы и магнитного поля во времени, устойчивость системы плазма–нелинейная волна–ускоренные частицы и т. п.

5. ОЦЕНКИ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ, ПОЛУЧЕННОЙ ПРИ СЕРФИНГЕ

Для создания оптимальных условий для осуществления серфинга необходимо, чтобы нелинейные волны в Галактике имели возможность распространяться в достаточно протяженных областях с квазиоднородным магнитным полем. Как предполагается [1], такие области имеются в спиральных (рукавах) Галактики. Речь идет об усредненном по большим масштабам магнитном поле. Пространственные размеры магнитного поля в рукавах сравнимы с размерами самих рукавов: толщина приблизительно 200–500 пк, длина порядка $10^3 - 10^4$ пк.

Оценим величины энергии, которые могут получить частицы за счет серфотронного механизма ускорения в различных областях Галактики. Сначала на примере Солнца рассмотрим ускорение частиц в атмосферах звезд. Ускорение протонов в хромосферной плазме Солнца за счет серфинга рассмотрено подробно в работе [9], где показано, что протоны в турбулентных МЗУВ с изомагнитным скачком могут получить энергии порядка 10 ГэВ, а в ламинарных МЗУВ — энергии порядка 10 МэВ. По аналогии можно убедиться, что такого же порядка энергии получают протоны за счет серфинга в межпланетных МЗУВ, распространяющихся в солнечной системе (в плазме солнечного ветра).

Рассмотрим ускорение электронов в околосолнеч-

ной плазме за счет серфинга в нерелятивистских плазменных волнах. Подставляя в формулу (5) параметры хромосферной плазмы Солнца ($B_0 \approx 10 \text{ Э}$, $\beta \sim 10^{-2}$, $L_y \sim 10^9 \text{ см}$) и параметры солнечного ветра ($B_0 \approx 10^{-4} \text{ Э}$, $\beta \sim 10^{-2}$, $L_y \sim 10 \text{ а. е.} \sim 10^{14} \text{ см}$), получим для энергий электронов, приобретенных ими в нерелятивистских волнах за счет серфинга в окрестности Солнца, по порядку величины значение $\mathcal{E} \sim 10^{10} \text{ эВ}$.

Таким образом, частицы в околосолнечной плазме за счет серфинга ускоряются до энергий порядка 10 ГэВ/нуклон . Для других звезд, как это отмечено в [1], произведение характерного масштаба на величину магнитного поля, которое входит в формулы (4)–(6), может быть на три порядка больше, следовательно, можно заключить, что в атмосфере звезд частицы могут за счет серфинга получить энергии вплоть до $10^{13} \text{ эВ/нуклон}$.

Заметим, что источником звездных космических лучей являются частицы, рожденные в недрах звезды, которые покидают звезду и ускоряются в плазменной атмосфере звезды от тепловых до релятивистских энергий за счет серфинга в нелинейных волнах, возбуждаемых вспышечными процессами или другими подобными мощными возмущениями в околосолнечной плазме. Затем эти частицы могут выноситься в межзвездную среду: электроны — нерелятивистскими плазменными волнами, ионы — магнитозвуковыми ударными волнами.

Перейдем к оценке энергии электронов и ионов, захваченных из плазмы межзвездной среды и ускоренных в нерелятивистских нелинейных волнах ($\gamma_f \approx 1$), распространяющихся в плазме галактического диска. Как показано в разд. 3, электроны плазмы в этом случае могут захватываться и ускоряться в плазменных волнах. Подставляя в формулу (5) соответствующие этому случаю параметры $B_0 \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ Э}$, $L_y \approx 100 \text{ пк} \sim 10^{20} \text{ см}$, $\beta \sim 10^{-2}$, для энергии электронов получим значение $\mathcal{E} \sim 10^{15} \text{ эВ}$.

Как показано в разд. 3, ионы плазмы в достаточном количестве могут захватываться в МЗУВ с числами Маха меньше 5. В ламинарной МЗУВ ($M_A < 3$) по мере распространения волны небольшая часть из тех ионов плазмы, которые непрерывно попадают в ее фронт, захватываются и ускоряются до энергии $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_K(M/m)$ [13]. Например, для ударной волны в межзвездной плазме при $M_A = 2$, $T \sim 100 \text{ эВ}$ величина этой энергии для протонов

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &\approx M u^2(M/m) \approx M_A^2 T / (8\pi n_0 T / B_0^2)(M/m) \approx \\ &\approx M_A^2 T(M/m) \approx 1 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

В турбулентной МЗУВ в режиме длительного ускорения ($3 < M_A < 5$) предельную энергию протонов в межзвездной плазме оценим по формуле (5). Полагая $M_A = 5$, $n_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и подставляя в (5) $B_0 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ Э}$, $\beta = M_A v_A / c \approx 2 \cdot 10^{-3}$, $L_y \sim 100 \text{ пк} \approx 3 \cdot 10^{20} \text{ см}$, получим $\mathcal{E} \approx 10^{15} \text{ эВ}$.

Таким образом, захваченные из галактической плазмы в нерелятивистские нелинейные волны частицы в Галактике могут ускориться за счет серфинга до энергий от $\mathcal{E} \sim 10^{13} \text{ эВ/нуклон}$ в атмосферах звезд и до $\mathcal{E} \sim 10^{15} \text{ эВ/нуклон}$ в галактическом диске.

Ускорение этих частиц до еще больших энергий может реализоваться только в релятивистских плазменных волнах ($\gamma_f > 1$). Для этого частицы, получившие релятивистские энергии, как это показано выше, должны снова захватываться уже релятивистскими плазменными волнами и продолжить набор энергии за счет серфинга, но уже на новом этапе. Таким образом, мы приходим к заключению, что космические лучи могут получить большие энергии ($\mathcal{E} > 10^{15} \text{ эВ/нуклон}$) только за несколько этапов серфотронного ускорения. Мы предположим, что в большинстве случаев ускорение частиц происходит в два этапа: на первом этапе ионы и электроны захватываются нерелятивистскими волнами из галактической плазмы и ускоряются до релятивистских энергий, затем, на втором этапе, они могут продолжить набор энергии за счет серфинга в релятивистских плазменных волнах.

Надо полагать, что в Галактике нелинейные волны возникают непрерывно, вероятнее всего, направление их распространения изотропно, и они имеют достаточно широкий спектр скоростей. В такой ситуации частицы, вышедшие из захвата в одной волне, могут резонансным образом захватываться вновь созданной другой нелинейной волной, движущейся с нужном направлении и с подходящей для захвата скоростью, затем процесс ускорения для данных частиц может повторяться многократно как бы по эстафете.

Отметим, что, выйдя из захвата с волной, частицы будут удерживаться в галактическом магнитном поле в некоторой ограниченной их ларморовским радиусом области. Затем они либо захватятся подходящей релятивистской плазменной волной и продолжат набор энергии, либо будут по разным причинам терять приобретенную на первом этапе энергию. Очевидно, что в перерывах между ускорительными этапами относительно быстро теряют энергию релятивистские и ультрарелятивистские электроны, энергия которых при их движении в магнитном поле

Галактики будет интенсивно убывать за счет потерь на синхротронное излучение.

Оценим энергии, полученные на втором этапе за счет серфинга частиц в релятивистской плазменной волне, распространяющейся в межзвездной среде на расстояния, характерные для Галактики. Подставим в формулу (6) значение магнитного поля $B_0 \approx 3 \cdot 10^{-6}$ Э и характерные размеры, сравнимые с размерами галактического диска, $L_x \approx 300$ пк, тогда для $\gamma_f \approx 10-10^4$ получим $\mathcal{E} \approx 3Z(10^{16}-10^{19})$ эВ. Следовательно, механизм приобретения энергии частицами за счет серфотронного ускорения в нелинейных волнах позволяет объяснить образование высокоэнергичной части спектра космических лучей в Галактике.

Таким образом, рассмотрев формирование энергетического спектра космических лучей, можно сделать вывод, что весь спектр образуется в два этапа. На первом этапе плазменные частицы из космической среды, входящие в далекую часть максвелловского «хвоста» на функции распределения, захватываются в нерелятивистские нелинейные волны, затем за счет серфинга реализуется их безынежекционное ускорение до энергий $\mathcal{E} \sim 10^{15}$ эВ. На втором этапе уже в релятивистских плазменных волнах эти частицы ускоряются до энергий $\mathcal{E} \sim 10^{19}$ эВ. Здесь на некоторые размышления наводит тот факт, что граничная энергия $\mathcal{E} \sim 10^{15}$ эВ, разделяющая два этапа, попадает в область излома на энергетическом спектре космических лучей, после которого спектр становится более крутым [2].

Важный вопрос о виде энергетического спектра космических лучей требует отдельного специального рассмотрения. Однако предварительные выводы работы [4] свидетельствуют о том, что при серфинге дифференциальный спектр получается степенным с показателем степени $k = 3$, близким к наблюдаемому экспериментально.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ РАБОТЫ

Результаты исследований процесса серфотронного ускорения заряженных частиц в Галактике показали, что можно решить многие проблемы, касающиеся ускорения космических лучей в Галактике. Во-первых, частицы захватываются в волны непосредственно из галактической плазмы в количестве, достаточном, чтобы обеспечить наблюдаемую концентрацию космических лучей в Галактике. Во-вторых, в рамках одного и того же способа

ускорения частицы безынежекционно ускоряются от энергий, близких к тепловым энергиям в плазме, до предельных значений энергии. В-третьих, нет различий в ускорении различного типа заряженных частиц: электроны и ядра ускоряются одинаковым образом и до одних и тех же предельных энергий (на единицу заряда). Кроме того, так как при серфинге захват частиц в волну происходит резонансным образом и темп ускорения постоянен, в этом случае нет опасности разрушения сложных ядер в процессе их ускорения. И, наконец, упомянем результат работы [4]: при серфинге дифференциальный энергетический спектр космических лучей получается близким к наблюдаемому (показатель степени $k \approx 3$).

Таким образом, в результате проведенного нами исследования можно сделать следующие выводы.

1. Основным источником космических лучей является межзвездная плазма. Часть космических лучей, образуемых в плазменных атмосферах звезд, может выноситься в межзвездную среду нелинейными волнами. В частности, все это свидетельствует о том, что проблема о первичном или вторичном происхождении электронной компоненты космических лучей [1] решается в рамках серфинга в пользу первичного происхождения электронов.

2. Образование высокоэнергичной части спектра космических лучей в Галактике осуществляется в два этапа. На первом этапе небольшая часть заряженных частиц галактической плазмы захватывается в нерелятивистские нелинейные волны и ускоряется за счет серфотронного механизма от энергии, сравнимой с тепловой, до энергии $\mathcal{E} \sim 10^{13}$ эВ/нуклон в атмосферах звезд и до энергии $\mathcal{E} \sim 10^{15}$ эВ/нуклон в галактическом диске. На втором этапе эти частицы могут за счет серфинга уже в релятивистских плазменных волнах приобрести энергии $\mathcal{E} \sim 10^{16}-10^{19}$ эВ/нуклон. Интересно отметить, что энергия, разделяющая эти два этапа, лежит в области излома кривой энергетического спектра космических лучей [2].

3. Предельная энергия частиц, полученная за счет серфинга в нелинейных волнах, ограничена в основном размерами области распространения волн. Установлено, что потерями энергии релятивистских частиц при серфотронном ускорении, связанными с известными типами излучения, с затуханием нелинейных волн вследствие потерь их энергии на ускорение частиц, в первом приближении можно пренебречь.

4. Необходимо отметить особо, что при серфотронном ускорении электронов отсутствует самый опасный канал потерь энергии релятивистскими

электронами — синхротронное излучение. Поэтому в Галактике электроны, так же как и ядра, могут ускоряться за счет серфинга до энергий $\mathcal{E} \sim 10^{19}$ эВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, *Происхождение космических лучей*, Изд-во АН СССР, Москва, (1963).
2. В. С. Березинский, С. В. Буланов, В. Л. Гинзбург и др., в сб. *Астрофизика космических лучей*, под ред. В. Л. Гинзбурга, Наука, Москва (1984).
3. Е. Г. Бережко, Г. Ф. Крымский, УФН **154**, 49 (1988).
4. Н. С. Ерохин, С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев, Письма в Астрон. Ж. **15**, 3 (1989).
5. Б. Э. Грибов, Р. З. Сагдеев, В. Д. Шапиро и др., Письма в ЖЭТФ **42**, 54 (1985).
6. С. В. Буланов, А. С. Сахаров, Письма в ЖЭТФ **44**, 421 (1986).
7. J. M. Dawson and T. Katsouleas, Phys. Rev. Lett. **51**, 392 (1983).
8. Г. Н. Кичигин, ЖЭТФ **101**, 1487 (1992).
9. Г. Н. Кичигин, Письма в Астрон. Ж. **19**, 547 (1993).
10. Г. Н. Кичигин, ЖЭТФ **108**, 1342 (1995).
11. Я. Б. Файнберг, ФП **13**, 607 (1987).
12. B. Breizman, D. L. Fisher, P. Z. Chebotayev et al., Preprint of Institute for Fusion Studies DOE/ET-53088-502 (1991).
13. Р. З. Сагдеев, *Вопросы теории плазмы*, вып. 4, Атомиздат, Москва (1964), с. 20.
14. *Электродинамика плазмы*, под ред. А. И. Ахиезера, Наука, Москва (1974).
15. V. G. Eselevich, Planet. Space Sci. **31**, 615 (1983).
16. В. Л. Гинзбург, *Теоретическая физика и астрофизика*, Наука, Москва (1975).