

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ, ОБРАЗОВАННЫЕ ВЗРЫВАМИ В КОСМОСЕ, — ИСТОЧНИКИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

SHOCK WAVES RAISED BY EXPLOSIONS IN SPACE AS SOURCES OF ULTRA-HIGH-ENERGY COSMIC RAYS

Г.Н. Кичигин

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
king@iszf.irk.ru

G.N. Kichigin

Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia,
king@iszf.irk.ru

Аннотация. В работе обсуждается возможность ускорения частиц до сверхвысоких энергий в релятивистских волнах, возбуждаемых взрывами в межзвездной среде. В качестве генератора высокоэнергичных космических лучей (КЛ) предлагается использовать серфотронный механизм ускорения заряженных частиц (серфинг), захваченных во фронте релятивистских волн. Обсуждаются условия, при которых возможно серфотронное ускорение. Показано, что в плоских и сферических релятивистских волнах за счет серфинга возможно ускорение КЛ до сверхвысоких энергий (вплоть до 10^{20} эВ). Обсуждается серфинг в нелинейных ленгмюровских волнах, возбуждаемых сильным электромагнитным излучением или мощными релятивистскими пучками, а также в сильных ударных волнах, генерируемых релятивистскими джетами или быстро расширяющимися сферическими образованиями (огненными шарами — fireballs).

Ключевые слова: космические лучи, космическая плазма, релятивистские волны.

ВВЕДЕНИЕ

Взрывные процессы — достаточно частые явления в космической среде. Примером могут служить взрывы сверхновых, вспыхивающие рентгеновские звезды — барстеры, активные процессы в ядрах галактик, квазаров и т. п. Типичные взрывные процессы — солнечные вспышки постоянно наблюдаются на Солнце — ближайшей к Земле звезде. Многие взрывные явления характеризуются огромным выделением энергии, часть которой переходит в кинетическую энергию движущегося вещества, разогнанного до больших скоростей. Так, процессы, происходящие, например, в окрестности черных дыр, приводят к образованию релятивистских джетов — струй, движущихся со скоростями, близкими к скорости света. С релятивистскими скоростями происходит сферическое расширение так называемых огненных шаров. После взрыва сверхновых остатки звезды расширяются с большими скоростями. Из-за уникальности явлений, сопровождающих взрывы в космосе, они в последнее время привлекают пристальное внимание исследователей.

Как правило, рассматриваемые взрывы происходят в среде, которая в типичных ситуациях является

Abstract. The paper discusses the possibility of particle acceleration up to ultrahigh energies in the relativistic waves generated by various explosive processes in the interstellar medium. We propose to use the surfatron mechanism of acceleration (surfing) of charged particles trapped in the front of relativistic waves as a generator of high-energy cosmic rays (CRs). Conditions under which surfing in these waves can be made are studied thoroughly. Ultra-high-energy CRs (up to 10^{20} eV) are shown to be obtained due to the surfing in the relativistic plane and spherical waves. Surfing is supposed to take place in nonlinear Langmuir waves excited by powerful electromagnetic radiation or relativistic beams of charged particles, as well as in strong shock waves generated by relativistic jets or spherical formations that expand fast (fireballs).

Keywords: cosmic rays, space plasma, relativistic waves.

слабозамагниченной плазмой. Электромагнитные волны и пучки быстрых частиц, генерируемые при взрывах и затем распространяющиеся в межзвездной среде, могут возбуждать в плазме ленгмюровские волны большой амплитуды. Плазменные (ленгмюровские) волны большой амплитуды могут зарождаться в различных нелинейных процессах в плазме, но в основном их образование происходит либо за счет трансформации сильных электромагнитных волн в плазменные, либо в процессе развития неустойчивостей в плазме при движении в ней быстрых пучков заряженных частиц. В космосе мощное электромагнитное излучение наблюдается от пульсаров (магнитодипольное излучение), а также из областей, где происходят взрывные процессы. Плазменные волны могут возникать в результате конверсии электромагнитных волн в гибридных резонансных слоях [Ерохин и др., 1989] или при распространении в плазме мощных пучков (кильватерные волны). Необходимо отметить, что в работе [Ерохин и др., 1989] впервые была высказана идея серфотронного ускорения до сверхвысоких энергий заряженных частиц в плазменных волнах и было показано,

* Впервые статья опубликована на английском языке в журнале “Advances in Space Research”. 2013. V. 51. P. 309–314. На русском языке публикуется впервые по лицензии издательства.

что в космической плазме за счет серфинга можно ускорить КЛ до энергий порядка 10^{20} эВ.

Очевидно, что при распространении быстродвижущихся возмущений вещества, выброшенного в среду в результате взрыва, образуются также ударные волны. Так, мощные релятивистские ударные волны образуются при быстром движении масс в окрестности черных дыр, в частности при выбросе релятивистских джетов; при столкновении нейтронных звезд в коллапсирующем звездном скоплении; при сферическом расширении в межзвездную среду огненных шаров и во многих других случаях. Например, вспышки на Солнце сопровождаются выбросами вещества, движение которого в гелиосфере приводит к образованию межпланетных ударных волн.

Мы полагаем, что ленгмюровские волны большой амплитуды и ударные волны, зарождающиеся в космической среде, — это наиболее вероятные источники частиц высоких энергий, ускоряющихся в окрестности фронтов нелинейных и ударных волн. При выяснении возможности использования релятивистских волн как генераторов космических лучей (КЛ) сверхвысоких энергий в первую очередь возникнет вопрос: а каков механизм ускорения частиц? Широко используемый в настоящее время механизм ускорения Крымского [Крымский, 1977] в ударных волнах, возбуждаемых взрывами сверхновых, не позволяет частицам набрать энергию более 10^{15} эВ [Бережко и др., 1988]. Более того, оценки, полученные в самом общем виде, показывают, что в принципе в остатках сверхновых невозможно ускорить частицы до энергий больше 10^{17} эВ [Кичигин, 2008]. Это связано с относительно невысокой скоростью расширения оболочки сверхновой. Для того чтобы получить энергии КЛ порядка 10^{20} эВ, т. е. предельные энергии КЛ, регистрируемые на Земле, необходимо рассматривать релятивистские ударные волны, скорость движения U которых близка к скорости света c , а соответствующий лоренц-фактор $\Gamma = (1 - U^2/c^2)^{-1/2}$ много больше единицы.

К сожалению, применение механизма Крымского для ускорения частиц в релятивистских ударных волнах вызывает большое сомнение [Niemiec, Ostrowski, 2006; Деришев и др., 2007], следовательно, в этом случае необходимо привлекать другие способы ускорения частиц. Один из таких способов — конверсионный механизм ускорения частиц [Деришев и др., 2007]. Еще один возможный способ ускорения — серфотронное ускорение (серфинг) частиц, захваченных волнами большой амплитуды, распространяющимися в космической плазме [Сагдеев, 1964; Dawson, Katsouleas, 1983; Ерохин и др., 1989; Кичигин, 1995, 2001, 2003а, 2009; Кичигин, Строкин, 2007]. В настоящей работе мы рассмотрим принципиальную возможность получения сверхвысоких энергий КЛ (до 10^{20} эВ) за счет серфинга в релятивистских ударных волнах, образованных при движении в межзвездную среду вещества, разогнанного до релятивистских скоростей взрывными процессами. Мы не затрагиваем следующие вопросы: сколько частиц захватываются в волну и как это происходит, какие причины могут прервать ускорительный

процесс, какие существуют каналы потерь энергии и каково их влияние на конечную энергию и т. п. Эти и другие аспекты, связанные с процессом серфотронного ускорения частиц, захваченных волнами, подробно проанализированы в работах [Кичигин, 2001, 2003а; Кичигин, Строкин, 2007].

1. СЕРФОТРОННЫЙ МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ (СЕРФИНГ) И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

1.1. Суть серфинга

Серфотронный механизм ускорения имеет место в слабозамагниченной плазме. В этом механизме частицы захватываются и ускоряются волной потенциала с крутым передним фронтом. Движущийся положительный скачок потенциала способен ускорять ионы, а отрицательный скачок — электроны. Предлагаемый механизм ускорения мы рассмотрим в общем случае для одномерной нелинейной волны потенциала, движущейся в плазме со скоростью U под углом θ_{Bn} к вектору магнитного поля.

Как показывает анализ, часть частиц плазмы, имеющей конечную температуру, при натекании на скачок потенциала не может преодолеть его и отражается от фронта волны. 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 захваченными волной и в результате длительно ускоряться до больших энергий силой $qUB_{0\perp}\Gamma/c$, где q — заряд частиц, $\Gamma = (1 - U^2/c^2)^{-1/2}$, c — скорость света, $B_{0\perp} = B_0 \sin \theta_{Bn}$ — поперечная к направлению движения волны компонента магнитного поля, которая в системе отсчета, связанной с неподвижной плазмой перед фронтом, имеет величину B_0 .

В процессе набегания на скачок потенциала частицы делятся на три группы: частицы первой группы преодолевают потенциальный барьер и проходят за фронт волны, вторую группу составляют отраженные частицы, а третью — очень небольшая доля частиц, которые оказываются захваченными волной. Идеально захваченные частицы движутся строго со скоростью волны, и теоретически они могут находиться в волне бесконечно долгое время. В системе отсчета, связанной с волной, идеально захваченные частицы имеют почти нулевую продольную скорость $v_{\parallel} \approx 0$ (продольная скорость v_{\parallel} — это скорость частицы в направлении движения волны). Хотя их поперечная скорость v_{\perp} при этом может быть близка к скорости света ($v_{\perp} \approx c$, $G = [1 - (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2)/c^2]^{-1/2} \gg 1$), «продольной» энергии захваченных частиц $\varepsilon_{\parallel} = Gmv_{\parallel}^2 \approx 0$ не хватает, чтобы преодолеть потенциальный барьер. В системе отсчета, связанной с волной, в продольном направлении на частицу действуют две силы

$$eE_{\parallel} \text{ и } eB_{0\perp} v_{\perp}/c,$$

где E_{\parallel} — максимальная величина (амплитуда) продольной компоненты электрического поля в волне потенциала, а $B_{0\perp} = \Gamma B_0 \sin \theta_{Bn}$ — величина поперечной компоненты магнитного поля в точке профиля волны, где электрическое поле E_{\parallel} максимально. При выполне-

нии условия [Dawson, Katsouleas, 1983; Кичигин, 1992]

$$R = E_{\parallel} / B_{0\perp} > 1 \quad (1)$$

на профиле потенциала всегда найдется точка, в которой для идеально захваченной частицы в продольном направлении силы будут уравновешены: $E_{\parallel} = B_{0\perp} v_{\perp} / c \approx B_{0\perp}$. Подробнее о захвате и удержании частиц можно прочитать в статье [Кичигин, 1992]. Замечательная особенность серфинга заключается в том, что и захват, и ускорение частиц обеспечиваются одними и теми же электромагнитными полями, существующими в окрестности фронта волны, при этом ускорить за счет серфинга до предельных энергий можно с равной эффективностью как электроны, так и ионы.

1.2. Типы движущихся возмущений потенциала, в которых возможен серфинг

Самыми известными и распространенными волновыми образованиями, содержащими скачок потенциала, в замагниченной плазме являются: а) ленгмюровская волна большой амплитуды [Ахиезер, Половин, 1955; Кичигин, 2003б], распространяющаяся в плазме в слабом магнитном поле (высокочастотная верхнегибридная ветка колебаний); б) магнитозвуковая ударная волна (МЗУВ, ветка быстрого магнитного звука) [Сагдеев, 1964]. Поскольку периодическая плазменная волна содержит и положительный, и отрицательный скачки потенциала, она может ускорять как ионы, так и электроны. МЗУВ характеризуется положительным скачком потенциала, поэтому во фронте МЗУВ могут ускоряться только ионы.

Отметим, что в бесстолкновительной космической плазме продольные плазменные волны и МЗУВ легко возбуждаются при резких изменениях параметров слабомагнитной плазмы и относительно слабо затухают. Обсудим возможные варианты возбуждения волн рассматриваемых типов на примере околосолнечной плазмы. В гелиосферной плазме установившиеся магнитозвуковые ударные волны образуются при взаимодействии солнечного ветра с магнитными полями планет. Примером может служить околосолнечная ударная волна. Основная же доля волн возбуждается в атмосфере Солнца (хромосфере, короне). Эти волны распространяются в направлении от Солнца, при этом самые мощные волны — как плазменные, так и МЗУВ (например, межпланетные ударные волны) — возникают при хромосферных вспышках и других аналогичных взрывных процессах на Солнце.

Плазменные (ленгмюровские) волны большой амплитуды могут рождаться в различных нелинейных процессах в плазме, но в основном их образование происходит либо за счет трансформации сильных электромагнитных волн в плазменные, либо в процессе развития неустойчивостей в плазме при движении в ней быстрых пучков заряженных частиц. В рассматриваемых волнах захватываются надтепловые частицы, относящиеся к хвосту функции распределения частиц плазмы. Подробное рассмотрение показывает [Кичигин, 2001], что при таком способе вовлечения частиц в процесс ускорения их количества достаточно, чтобы обеспечить наблюдаемую концентрацию КЛ в Галактике.

1.3. Условия, необходимые для осуществления серфинга

Одна из самых замечательных особенностей серфотронного ускорения заключается в том, что во фронте нелинейной волны возмущения возможен длительный захват небольшой доли частиц плазмы, для осуществления которого, кроме выполнения условия (1), обязательно выполнение еще одного условия для параметров полей во фронте [Кичигин, 2009]:

$$\chi = \beta \Gamma \operatorname{tg} \theta_{Bn} \geq 1, \quad (2)$$

где $\beta = U/c$.

Оценка E_{\parallel} приводит к значениям $E_{\parallel} \sim m_e c \omega_{pe0}/e$ для ленгмюровских волн [Ахиезер, Половин, 1955; Кичигин, 2003б] и $E_{\parallel} \sim m_i c \omega_{pi0}/e$ для МЗУВ [Кичигин, 2009]. Условие (1) для ленгмюровских волн можно записать в виде

$$\omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2 \sim 1/\varepsilon_e > \Gamma - 1 > \omega_{ce}^2 / \omega_{pe}^2 \sim \varepsilon_e,$$

где $\varepsilon_e = T/m_e c^2$ — безразмерная температура, нормированная на энергию покоя электрона. Из этих неравенств, учитывая параметры межзвездной среды, получаем [Кичигин, 2001; Кичигин, Строкин, 2007], что максимальное значение релятивистского фактора Γ примерно равно $5(10^3 \div 10^4)$, а минимальное значение определяется из соотношения $(\Gamma - 1) \approx 2(10^{-4} \div 10^{-5})$. Для МЗУВ выполнение условия (1) приводит к примерно на порядок меньшим предельным значениям параметра Γ .

Условие (2) налагает ограничение на величину угла θ_{Bn} : для углов θ_{Bn} , удовлетворяющих условию $\chi \geq 1$, кинетическая энергия частиц ε теоретически не ограничена, а при $\chi < 1$ энергия ограничена величиной $\varepsilon_m \approx 2m_i c^2 \chi^2 / (1 - \chi^2)$ [Кичигин, 2009]. Критический угол θ_{Bn}^* , разделяющий эти два режима ускорения, определяется из условия $\beta \Gamma = \operatorname{ctg} \theta_{Bn}^*$. Для нерелятивистских волн ($\beta \ll 1$, $\Gamma \approx 1$) критический угол $\theta_{Bn}^* \approx \pi/2$. В этом случае теоретически неограниченную энергию можно получить только для квазиперпендикулярной волны потенциала. Для релятивистских волн ($\beta \approx 1$, $\Gamma \gg 1$) критический угол θ_{Bn}^* может быть очень малым: $\operatorname{tg} \theta_{Bn}^* \approx \theta_{Bn}^* \approx 1/\Gamma \ll 1$, поэтому интервал углов, в котором возможен режим неограниченного ускорения, оказывается большим: $\pi/2 \geq \theta_{Bn} \geq 1/\Gamma$.

1.4. Оценка энергии частиц, ускоренных за счет серфинга

Одно из основных преимуществ серфотронного механизма ускорения — высокий темп ускорения $d\varepsilon/dt$. Величина $d\varepsilon/dt$ одна и та же в двух системах отсчета, одна из которых связана с волной, другая — с покоящейся плазмой, а наиболее простой формулой темп ускорения выражается в системе отсчета волны, где он равен $d\varepsilon/dt = qUB_0 \Gamma \sin \theta_{Bn}$. В системе отсчета, связанной с покоящейся плазмой, для энергии ускоренных частиц в волне потенциала получим формулу $\varepsilon = e \Gamma B_0 U T_a \sin \theta_{Bn}$, где T_a — время ускорения.

В идеальных для осуществления серфинга условиях удовлетворяются условия «вечного» захвата, т. е.

$R > 1$ и $\chi = \beta \Gamma \operatorname{tg} \theta_{Bn} \geq 1$, тогда как в реальных ситуациях время ускорения всегда ограничено. Для нерелятивистских волн ($\beta = U/c \ll 1$) это время ограничено поперечными размерами L_{\perp} , поэтому для энергии получим формулу $\varepsilon = eZ\beta L_{\perp} B_0 \sin \theta_{Bn}$ [Кичигин, 2001; Кичигин, Строкин, 2007], где e — заряд электрона, Z — зарядовое число иона, L_{\perp} — расстояние, характеризующее масштаб волнового возмущения в направлении, перпендикулярном волновому вектору. Для релятивистских волн ($\beta \approx 1$) энергия ускоренных частиц

$$\varepsilon = eZ\Gamma^2 L_{\perp} B_0 \sin \theta_{Bn}, \quad (3)$$

если ограничение связано с временем пробега ускоренной релятивистской частицей расстояния L_{\perp} [Кичигин, 2001], а если ограничение времени связано с пробегом волны продольного (вдоль направления движения волны) расстояния L_{\parallel} , то [Кичигин, Строкин, 2007; Кичигин, 2009]

$$\varepsilon = eZ\Gamma L_{\parallel} B_0 \sin \theta_{Bn}. \quad (4)$$

1.5. Потери энергии релятивистскими частицами при серфинге

При низких энергиях частиц, т. е. на начальной стадии ускорения, когда определяющую роль играют ионизационные потери энергии, а также потери за счет столкновений, в случае серфинга не возникает так называемой проблемы инжекции. Это следствие высокого темпа серфотронного ускорения. Аналогично потери энергии ультрарелятивистскими частицами оказываются тоже пренебрежимо малыми по сравнению с энергией, приобретаемой в процессе серфотронного ускорения, даже для типов излучения с наибольшими энергетическими потерями [Кичигин, 2001; Кичигин, Строкин, 2007]: 1) при ускорении частиц в электрическом поле волны, 2) при взаимодействии КЛ с заряженными частицами плазмы, 3) при столкновениях КЛ с фотонами (комптоновские потери). Малы потери и при учете затухания волны вследствие затрат энергии волны на ускорение захваченных частиц. Но самое главное — при серфинге, пока частица захвачена волной, отсутствует синхротронное (магнитотормозное) излучение, т. е. отсутствует самый мощный излучательный канал потерь энергии КЛ, особенно сильно воздействующий на электроны. Таким образом, в типичных ситуациях темп серфотронного ускорения намного выше мощности всех других возможных потерь энергии ускоренными частицами, поэтому в процессе серфинга потерями энергии частиц на излучение можно пренебречь.

2. СЕРФИНГ И КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

2.1. Общая картина генерации КЛ больших энергий

При самом общем рассмотрении проблемы происхождения КЛ можно предположить, что одни частицы в процессе ускорения получают сразу большое количество энергии, другие частицы набирают энергию постепенно. В первом случае ускорение частиц происходит за один раз в результате единич-

ных мощнейших взрывов, а во втором случае частицы, наоборот, набирают энергию небольшими порциями в результате последовательности небольших взрывов (типа солнечных вспышек), происходящих в межзвездной среде непрерывно. К первому случаю можно отнести гамма-всплески [Gehrels et al., 2009] — катастрофы галактического масштаба, в которых, как считается, образуются релятивистские джеты и огненные шары. Ускорение частиц в них мы рассмотрим ниже в п. 2.2.

Что касается нелинейных волн в галактиках, образующихся в результате множества маломощных взрывов, то можно предположить [Кичигин, 2003а], что они возникают непрерывно и направление их распространения изотропно, а величины скоростей волн имеют достаточно широкий спектр. В такой ситуации частицы, вышедшие из захвата одной волны, могут резонансным образом захватиться другой нелинейной волной, движущейся в 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 волны, частицы будут удерживаться в галактическом магнитном поле в некоторой ограниченной их ларморовским радиусом области.

Оказывается, что предельные энергии, которые могут быть получены КЛ в Галактике, определяются максимальными размерами областей Галактики с квазиоднородным магнитным полем, в которых могут распространяться нелинейные волны [Кичигин, 2001, 2003а; Кичигин, Строкин, 2007]. В предлагаемой модели серфотронного ускорения частиц сценарий последовательного увеличения энергии частицами в Галактике таков. Сначала частицы из плазмы захватываются нерелятивистскими ударными (МЗУВ) и нелинейными плазменными волнами. Как показывает подробное рассмотрение [Кичигин, 2001; Кичигин, Строкин, 2007], и в МЗУВ, и в ленгмюровских волнах, распространяющихся в космической плазме с нерелятивистскими скоростями, заряженные частицы можно ускорить на таких звездах, как Солнце, и в их окрестности (гелиосфере) до энергий порядка 10^{10} эВ и до энергий порядка 10^{15} эВ/нуклон в межзвездной среде. Далее релятивистские частицы, которые удерживаются магнитным полем в пределах Галактики, могут продолжить ускорение в релятивистских МЗУВ и плазменных волнах. На размерах, сравнимых с толщиной галактического диска (~ 100 пк), они могут получить энергии порядка 10^{20} эВ.

2.2. Оценки энергий КЛ во взрывных процессах

Перейдем к оценке энергий, которые можно получить во взрывных процессах в космосе. Для примера рассмотрим серфотронное ускорение протонов в плоских и сферических релятивистских ударных волнах. Рассмотрим ударную волну с плоским фронтом, поперечные размеры которого имеют характерный масштаб L_{\perp} . Ударная волна подобной геометрии может возбуждаться, например, релятивистским джетом. Считаем, что соблюдается условие «вечного» захвата частиц в ударном фронте, а угол θ_{Bn} удовлетворяет

условию, при котором возможен режим неограниченного по энергии ускорения частиц: $\pi/2 \geq \text{tg } \theta_{Bn} > 1/\Gamma$. Энергия, набранная протонами за счет серфинга в плоском ударном фронте, согласно формуле (3), $\varepsilon \approx e\Gamma^2 B_0 L_{\perp} \sin \theta_{Bn}$. Если энергию выразить в электронвольтах, масштаб поперечника L_{\perp} — в парсеках, магнитное поле B_0 — в эрстедах, то выражение для энергии примет вид $\varepsilon = 10^{21} \Gamma^2 B_0 L_{\perp} \sin \theta_{Bn}$. Полагая, что величина магнитного поля в межзвездной среде $B_0 \sim 10^{-6}$ Э, получим $\varepsilon = 10^{15} \Gamma^2 L_{\perp} \sin \theta_{Bn}$, откуда следует, что для получения энергии порядка 10^{20} эВ поперечный размер ударного фронта в парсеках должен быть $L_{\perp} \sim 10^5 / (\Gamma^2 \sin \theta_{Bn})$, что вполне реально для крупномасштабных релятивистских ударных волн, возбуждаемых взрывами в космосе. Например, при $\Gamma \sim 100$, $\sin \theta_{Bn} \sim 1$ поперечный размер L_{\perp} будет порядка 10 пк.

Случай сферического ударного фронта рассмотрим на примере так называемых огненных шаров. Для оценки энергии в огненном шаре рассмотрим простейшую модель, в рамках которой положим, что 1) рассматриваемый шар — это идеальная сфера, которая расширяется со скоростью $v(t)$; 2) окружающее шар магнитное поле межзвездной среды постоянно и однородно с величиной B_0 . Проанализируем движение протонов в сферической ударной волне, которую рассмотрим в плоскости, проходящей через центр сферы и перпендикулярной вектору магнитного поля. В выбранной геометрии ударный фронт будет иметь форму окружности с радиусом $r(t)$, равным радиусу шара. Мы положим, что соблюдается условие, при котором ионы оказываются «вечно» захваченными в ударном фронте, т. е. перемещаются строго вместе с фронтом со скоростью $v(t)$. Ускорение захваченных волной ионов происходит в азимутальном направлении, поэтому они, перемещаясь по радиусу вместе с фронтом, движутся еще по окружности со скоростью, близкой к скорости света. В принятой нами модели $\sin \theta_{Bn} = 1$, в этом случае темп ускорения будет равен $d\varepsilon/dt = e\Gamma B_0 v$, а, следовательно, энергия $\varepsilon = e\Gamma B_0 \int v(t) dt = e\Gamma B_0 r$ (см. формулу (4)). Полагая $B_0 \sim 10^{-6}$ Э, получим $\varepsilon = 10^{15} r\Gamma$ (ε — в электронвольтах, r — в парсеках), откуда следует, что для получения энергии порядка 10^{20} эВ произведение $r\Gamma$ должно быть порядка 10^5 . Это вполне достижимо при разумных значениях Γ и r , например $\Gamma = 10$ и $r = 10$ кпк.

Особого внимания заслуживает процесс ускорения частиц за счет серфинга в гамма-всплесках — взрывных событиях галактического масштаба. Как отмечено в работе [Gehrels et al., 2009], в галактике, в которой происходит гамма-всплеск, взрывная волна распространяется на большие расстояния $r \sim \Gamma^2 c \Delta t$ в течение небольшого времени наблюдения Δt . Принимая это во внимание и полагая, что $\Delta t \sim 10$ с, $\Gamma \sim (10^2 \div 10^3)$, получим $r \sim (10^{-3} \div 10^{-1})$ пк. Если взрывная волна имеет сферическую форму, то из формулы (4) получим $\varepsilon = 10^{15} r\Gamma$, откуда следует оценка энергии протонов $\varepsilon \sim 10^{14} \div 10^{17}$ эВ. Если волна плоская, то применима формула (3). Полагая, что поперечный размер волны L_{\perp} порядка r , получим $\varepsilon = 10^{15} r\Gamma^2 \sim 10^{16} \div 10^{20}$ эВ. Такую энергию в процессе серфинга приобретают частицы за время гамма-

всплеска.

Таким образом, при ускорении частиц за счет серфинга во фронте плоской релятивистской ударной волны или при сферическом разлете огненного шара в межзвездной среде протоны могут получить энергии порядка 10^{20} эВ. Резюмируя вышеприведенные результаты, приходим к выводу о том, что генерация КЛ сверхвысоких энергий за счет серфинга в релятивистских ударных волнах, возбуждаемых взрывными процессами в космической плазме, принципиально возможна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты исследований процесса серфотронного ускорения заряженных частиц свидетельствуют о бесспорных достоинствах данного метода ускорения. Можно даже достаточно смело утверждать, что в рамках серфинга возможно решение большей части проблем, касающихся ускорения КЛ в космической плазме. Во-первых, частицы захватываются волнами непосредственно из галактической плазмы в количестве, достаточном, чтобы обеспечить наблюдаемую концентрацию КЛ в Галактике [Кичигин, 2001, 2003а; Кичигин, Строкин, 2007]. Другими словами, либо околозвездная, либо межзвездная плазма является тем резервуаром, откуда черпаются частицы, входящие в состав космических лучей. Во-вторых, в рамках одного и того же способа ускорения частицы безынжекционно ускоряются от энергий, близких к тепловым в плазме, до предельных энергий. В-третьих, нет различия в ускорении заряженных частиц разных типов: электроны и ядра ускоряются одинаковым образом и до одних и тех же предельных энергий (на единицу заряда). Далее, так как при серфинге захват частиц волной происходит резонансным образом и темп ускорения постоянен, нет опасности разрушения сложных ядер в процессе их ускорения. Уместно сюда приплюсовать результат работы [Ерохин и др., 1989]: при серфинге дифференциальный энергетический спектр КЛ получается близким к наблюдаемому (показатель степени ≈ 3).

И, наконец, приведем самые существенные выводы, которые следуют из предлагаемой модели ускорения.

1. Образование высокоэнергичной части спектра КЛ в Галактике осуществляется в два этапа. На первом этапе небольшая доля заряженных частиц, относящаяся к надтепловой части функции распределения заряженных частиц галактической плазмы, захватывается нерелятивистскими нелинейными волнами и ускоряется в них за счет серфотронного механизма до энергии 10^{13} эВ/нуклон в атмосферах звезд и до энергии 10^{15} эВ/нуклон в галактическом диске. На втором этапе эти частицы могут за счет серфинга уже в релятивистских волнах, распространяющихся в замагниченной галактической плазме, приобрести энергии $10^{16} \div 10^{20}$ эВ/нуклон. Следует отметить, что энергия, разграничивающая эти два этапа, лежит в области излома кривой энергетического спектра КЛ. Отметим, что в таком событии-катастрофе, как гамма-всплеск, частицы могут уско-

ряться до предельных энергий за время существования гамма-всплеска.

2. Предельная энергия частиц, полученная за счет серфинга в нелинейных волнах, ограничена в основном размерами области распространения волн.

3. 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. Особо необходимо отметить, что при серфотронном ускорении частиц отсутствует канал наибольших потерь энергии релятивистскими частицами — синхротронное излучение. В частности, благодаря этому электроны в Галактике, так же как и ядра, могут ускориться за счет серфинга до энергий порядка 10^{20} эВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Ахиезер А.И., Половин Р.В. К теории волновых движений в электронной плазме // ДАН. 1955. Т. 102. С. 919–927.

Бережко Е.Г., Елшин В.К., Крымский Г.Ф., Петухов С.Н. Генерация космических лучей ударными волнами. Новосибирск: Наука, 1988. 179 с.

Деришев Е.В., Железняков В.В., Корягин С.А., Качаровский Вл.В. Релятивистские джеты в астрофизике // Природа. 2007. № 3. С. 4.

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

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

Кичигин Г.Н. Особенности серфотронного ускорения электронов // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. С. 1342.

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

Кичигин Г.Н. Модель происхождения космических лучей в Галактике // ДАН. 2003а. Т. 392. С. 470.

Кичигин Г.Н. Теория продольных плазменных волн с учетом движения ионов // Физика плазмы. 2003б. Т. 29, № 2. С. 172.

Кичигин Г.Н. О предельной энергии космических лучей, генерируемых в оболочках сверхновых // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. С. 403.

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

Кичигин Г.Н. Взрывные процессы в космосе — источники космических лучей сверхвысоких энергий // ДАН. 2010. Т. 431, № 1. С. 42.

Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. Процессы энерговыделения в космической плазме. Иркутск: Изд-во ИрГТУ, 2007. 396 с.

Крымский Г.Ф. Регулярный механизм ускорения частиц во фронте ударной волны // ДАН. 1977. Т. 234. С. 1306.

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

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

Gehrels N., Ramirez-Ruiz E., Fox D.B. Gamma-ray bursts in the swift era // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2009. V. 47, N 1. P. 567–617.

Niemiec J., Ostrowski M. Cosmic ray acceleration at ultrarelativistic shock waves effects of a “realistic” magnetic field structure // Astrophys. J. 2006. V. 641. P. 984.

REFERENCES

Akhiezer A.I., Polovin R.V. To the theory of wave movements in electronic plasma // *Doklady Akademii nauk SSSR*. [Transactions of USSR Academy of Sciences]. 1955. vol. 102, pp. 919–927 (in Russian).

Berezhko E.G., Elshin V.K., Krymskii G.F., Petukhov S.N. *Generatiya rosmicheskikh luchej udarnymi volnami* [The generation of cosmic rays in shock waves]. Novosibirsk, Nauka Publ., 1988, 179 p. (in Russian).

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

Derishev E.V., Zheleznyakov V.V., Koryagin S.A., Kocharovskii V.I.V. Relativistic jets in astrophysics. *Priroda* [Nature]. Moscow, 2007, vol. 3, pp. 4–19 (in Russian).

Erokhin N.S., Moiseev S.S., Sagdeev R.Z. Relativistic surfing in nonuniform plasma and generation of cosmic rays. *Pis'ma v Astronomicheskii zhurnal* [Astronomy Letters]. 1989, vol. 15, no. 1, pp. 3–6 (in Russian). *Sov. Astron. Lett.* 1989, vol. 15, no. 1, p. 1 (in English).

Gehrels N., Ramirez-Ruiz E., Fox D.B. Gamma-ray bursts in the swift era. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2009. vol. 47, no 1, pp. 567–617.

Kichigin G.N. Research into the process of ion acceleration in the front of magnetoacoustic shock wave with the isomagnetic jump. *Zhurnal eksperimental'noi teoreticheskoi fiziki (ZhETF)* [JETP]. 1992, vol. 101, p. 1487 (in Russian).

Kichigin G.N. Features of process of electron acceleration in surfatron. *Zhurnal eksperimental'noi teoreticheskoi fiziki (ZhETF)* [JETP]. 1995, vol. 108, pp. 342–1351 (in Russian). *JETP*. 1995, vol. 81, no. 4, p. 736 (in English).

Kichigin G.N. Surfatron mechanism of acceleration of cosmic rays in galactic plasma. *Zhurnal eksperimental'noi teoreticheskoi fiziki (ZhETF)* [JETP]. 2001, vol. 119, pp. 1027–1035 (in Russian).

Kichigin G.N. Model of the origin of cosmic rays in the Galaxy. *Doklady Akademii nauk* [Dokl. Phys.]. 2003a. vol. 392, pp. 470–473 (in Russian). *Dokl. Phys.* 2003, vol. 48, no. 10, p. 565 (in English).

Kichigin G.N. The theory of longitudinal plasma waves with allowance for ion motion. *Fizika Plazmy*. [Plasma Phys. Rep.]. 2003b, vol. 29, pp. 172–185 (in Russian). *Plasma Phys. Rep.* 2003, vol. 29, p. 151 (in English).

Kichigin G.N. About limiting energy of cosmic rays generated in supernovas remnants. *Pis'ma v ZhETF*. [JETP Letters]. 2008, vol. 87, pp. 403–405 (in Russian). *JETP Lett.* 2008, vol. 87, no. 7, p. 343 (in English).

Kichigin G.N. Surfing and generation of cosmic ray in relativistic shock waves. *Zhurnal eksperimental'noi teoreticheskoi fiziki* [JETP]. 2009, vol. 136, pp. 476–485 (in Russian). *JETP*. 2009, vol. 109, no. 3, p. 408 (in English).

Kichigin G.N. Explosive processes in space as an origin of ultrahigh-energy cosmic rays. *Dokl. Phys.* 2010, vol. 431, no. 1. p. 42 (in Russian).

Kichigin G.N., Strokin N.A. *Protsessy energovydeniya v kosmicheskoi plazme*. [Energy-Release processes in Space Plasma]. Irkutsk, Irkutsk State Technological University Publ., 2007, 396 p. (in Russian).

Krymskii G.F. A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave. *Soviet Phys. Dokl.* 1977, vol. 22, pp. 327–328.

Niemiec J., Ostrowski M. Cosmic ray acceleration at ultrarelativistic shock waves effects of a “realistic” magnetic field structure. *Astrophys. J.* 2006, vol. 641, pp. 984–990.

Sagdeev R.Z. Collective processes and shock waves in rarefied plasma. *Reviews of Plasma Physics*, 1966. vol. 4, pp. 23–58.