

УДАРНО-ВОЛНОВОЙ И ПЛАЗМО-ПИНЧЕВЫЙ МЕХАНИЗМЫ РОЖДЕНИЯ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Б. А. Трубников*

Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 февраля 2005 г.

С учетом открытий последних лет показано, что известную ударно-волновую модель рождения галактических космических лучей целесообразно дополнить плазмо-пинчевой моделью, которая хорошо описывает рождение высокоэнергичных космических лучей, приводит к простой формуле для их интенсивности и позволяет объяснить пороговый характер излома типа «колена» спектра вторичных частиц, а также ряд необычных явлений, наблюдаемых за порогом.

PACS: 95.85.Pw, 98.70.Rz

1. УДАРНО-ВОЛНОВАЯ МОДЕЛЬ

Как известно, Солнце является источником солнечных космических лучей с энергиями $E < 10^8$ эВ (рис. 1). Космические лучи с энергиями $E > 10^8$ эВ принято называть галактическими, но механизм их ускорения окончательно не установлен. В известной работе Гинзбурга [1] был подведен определенный итог длительного изучения указанной проблемы, сформулированный им в трех заключениях:

справедлива галактическая, а не метагалактическая модель (теория);

справедлива галактическая модель с большим гало (не дисковая);

основными источниками космических лучей в Галактике являются взрывы Сверхновых звезд.

Однако в последние годы были открыты новые факты, требующие определенного дополнения ударно-волновой модели.

Взрыв Сверхновой сопровождается ударной волной, остатком которой является расширяющаяся плазменная туманность (типа «Краба») с пульсаром в ее центре. Быстро вращающийся пульсар порождает в туманности ударные волны и турбулентные движения плазмы, на которых возможно ускорение частиц в соответствии с уравнением [2]

$$\frac{df(t, \mathbf{p})}{dt} = \text{div}_{\mathbf{p}}(\hat{D}_{\mathbf{p}} \text{grad}_{\mathbf{p}} f), \quad (1)$$

*E-mail: batrub@nfi.kiae.ru

которое описывает диффузию частиц по импульсам \mathbf{p} с тензором диффузии $\hat{D}_{\mathbf{p}}$, пропорциональным интенсивности пульсаций плазмы; f — функция распределения частиц.

Поскольку $\hat{D}_{\mathbf{p}} > 0$, даже бывшие вначале холодными частицы постепенно приобретают большие импульсы и затем подхватываются ударными волнами, после чего диффундируют по диску и гало Галактики в соответствии с уравнением обычной диффузии

$$\text{div}_{\mathbf{r}}[\hat{D}_{\mathbf{r}} \text{grad}_{\mathbf{r}} n(\mathbf{r})] = Q(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где $n(\mathbf{r})$ — плотность космических лучей, $Q(\mathbf{r})$ — распределение источников по диску Галактики. Эту ударно-волновую модель поясняет рис. 2.

Однако в статье [1] было оговорено, что относительно малоинтенсивные галактические космические лучи (ГКЛ) с энергией, превышающей 10^{15} – 10^{16} эВ, не рассматриваются. Поэтому в данной работе будет изучена именно область сверхвысоких энергий, в которой, начиная примерно с 2000 г., было сделано много важных открытий.

2. ОТКРЫТИЯ ПОСЛЕДНИХ ЛЕТ

Приведем некоторые сведения, опубликованные в Интернете (online) [3] и в тезисах докладов [4–7]. Так, в сообщении [3] говорится о том, что в широких атмосферных ливнях (ШАЛ) обнаружены пять протонов с энергией 10^{18} эВ, пришедших из одного ис-

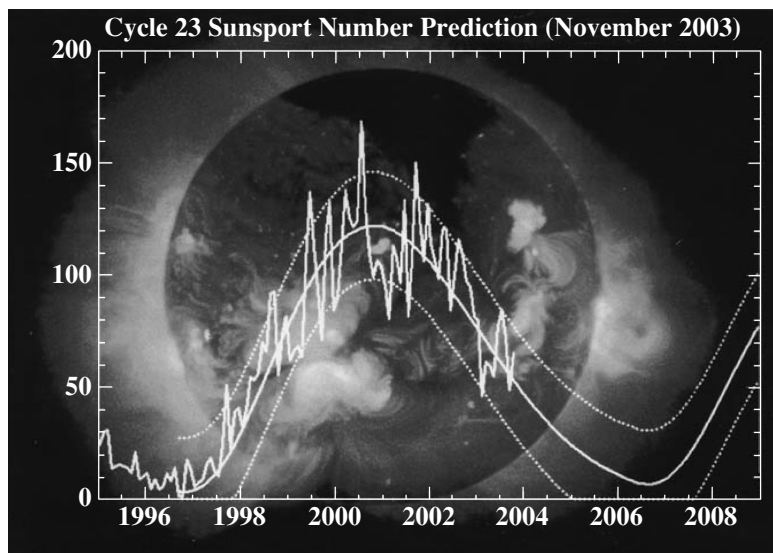


Рис. 1. Гигантская вспышка на Солнце 28 ноября 2003 г.

точника — кластера сталкивающихся галактик, удаленного от нас на расстояние в 450 миллионов световых лет. Пути протонов прямолинейны и не искажены попутными магнитными полями. Их скорость $v = c(1 - 10^{-22})$, где c — скорость света в вакууме, поэтому в воздухе они дают длинные прямолинейные черенковские треки, с высокой точностью определяющие направление на источник.

В докладе [4] сообщается, что обнаружены ШАЛ с энергиями $E > 10^{20}$ эВ далеко за порогом Грейзена–Зацепина–Кузьмина (на реликтовом фоне). Загадкой остается конкретный механизм их ускорения. Распределение направлений прихода не противоречит изотропному. Наблюдаются дуплеты и триплеты ШАЛ с одного и того же направления. Протоны являются доминирующими частицами первичного спектра в области ультравысоких энергий. Возможно открытие совершенно новых явлений.

Отмечается [5], что уже при энергии $E = 10^{16}$ эВ в ШАЛ наблюдаются пять следующих труднообъяснимых событий:

антикентавры — электромагнитные каскады из гамма-квантов и e^\pm -пар;

кентавры — каскады, состоящие преимущественно из адронов;

выстроенность следов каскадов вдоль одной прямой линии (на Земле);

гало-события — каскады со своеобразным орнаментом;

проникающие каскады от неизвестных частиц. Перед изломом в спектре (см. ниже рис. 5) такие

события не наблюдаются. Отмечается также [5] универсальность предложенного нами ранее [8] спектра $dN/dE \propto E^{-\nu}$ с показателем $\nu = 1 + \sqrt{3} = 2.73$ (N — число регистрируемых событий), в то время как ни одна из других моделей не дает однозначную величину показателя.

Численные расчеты [6] для области энергий 10^{14} – 10^{19} эВ показывают, что значительное укрупнение наблюдаемого спектра ГКЛ (точнее, рассчитанного для точки положения Солнца в Галактике) по сравнению с их спектром в источниках имеет место лишь в сравнительно узком (1–2 порядка) интервале первичных энергий, что осложняет проблему согласования наблюдаемого спектра с предсказаниями стандартной модели ускорения космических лучей ударными волнами.

В докладе [7] сообщается, что в 1995–99 гг. проведено десять успешных полетов баллонов с эмульсионными камерами на высоте 32 км (где спектр первичен). Показано, что спектры протонов и гелия имеют близкие показатели и не указывают на заметное укрупнение спектров в области энергий до 10^{15} эВ на частицу.

Приведенный список фактов позволяет сформулировать два главных вопроса: 1) о спектре первичных частиц ГКЛ и их максимальной энергии;

2) о новой физике каскадов вторичных частиц в ШАЛ.

В стандартной ударно-волновой модели считается, что в источниках спектр рождающихся ГКЛ имеет степенной вид, $dN/dE \propto E^{-k}$, с показателем око-

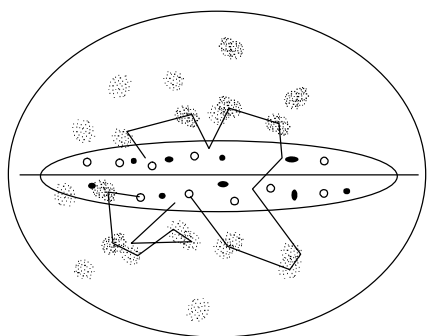


Рис. 2. Схема ударно-волновой модели: частицы ГКЛ, рожденные при взрывах Сверхновых звезд в диске Галактики, рассеиваются на облаках замагниченной плазмы в гало, где становятся изотропными, и затем диффундируют из Галактики

ло $k = 2$. И лишь в процессе диффузионного распространения ГКЛ по Галактике от источников в диске к окрестностям Солнца должен сформироваться наблюдаемый на Земле более крутой спектр с показателем около $k = 2.7$.

Однако, как отмечено в [7], наблюдаемый на Земле первичный спектр не проявляет тенденции к укрупнению вплоть до энергий $E = 10^{15}$ эВ. Можно предполагать, что частицы с энергиями выше 10^{15} эВ вряд ли отклоняются какими-либо галактическими магнитными полями и, скорее всего, летят к Земле прямо от источников, расположенных изотропно по небу. Но при прямолинейном распространении частиц, их спектр на Земле не должен отличаться от спектра источников для всех энергий выше 10^{15} эВ.

Между тем по расчетам [6] получается первичный спектр с изломом в узком интервале энергий $10^{15} - 10^{17}$ эВ, что, как отмечают авторы доклада [6], затрудняет сравнение ударно-волновой модели с наблюдениями.

По нашему мнению, при высоких энергиях ударно-волновая модель требует уточнения и следует вернуться к известному с 1949 г. ферми-механизму ускорения заряженной частицы, отражающейся от двух сближающихся облаков замагниченной плазмы. Как видно на рис. 2, такие облака в гало нужны, и в ударно-волновой модели они проявляются в наблюдениях радиогало галактик. В гипотезе Ферми считается, что если расстояние L между облаками сокращается и адиабатический инвариант $Lv = \text{inv}$ сохраняется, то скорость v растет.

Но существует гораздо более эффективный механизм, когда на границе столкновения двух замаг-

ниченных облаков плазмы образуется нейтральный токовый слой, который вскоре разбивается на цилиндрические токовые пинчи с продольным внутренним магнитным полем. В процессе их предварительного стягивания это поле должно выпрямлять пинчи, и они могут стать весьма длинными и почти прямолинейными.

Затем на них должны нарастать перетяжки, как это впервые было показано автором в 1952 г. [9].

3. ПЛАЗМО-ПИНЧЕВАЯ МОДЕЛЬ

Эту модель поясняет рис. 3. Квазинейтральная плазма, выдавливаемая из перетяжек в утолщения, по пути ускоряется, и частицы (электроны и ионы) могут приобрести весьма большие скорости. В ряде наших работ [10] было показано, что в релятивистском случае для идеализированной модели (из множества изотропно направленных пинчей без продольных полей и со скинрованными токами) получается (см. Приложение) следующая формула интенсивности ГКЛ:

$$j(\varepsilon) = \alpha_i \beta^2 \gamma^{-\nu}, \tag{3}$$

где

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \varepsilon = \gamma - 1, \quad \nu = 1 + \sqrt{3}$$

(для водорода следует принять $\gamma = 1 + \varepsilon/2$). Формула (3)

1) не содержит параметров (кроме множителя нормировки α_i , разного для различных ядер, входящих в ГКЛ),

2) хорошо описывает первичный спектр ГКЛ (рис. 4) даже в области энергий $E < 10^{15}$ эВ, где считается применимой ударно-волновая модель, но, по-видимому, это — случайное совпадение;

3) не предсказывает какой-либо предельной энергии ГКЛ (и могла бы описывать весь диапазон наблюдаемых энергий, если бы в первичном спектре отсутствовали изломы, показанные на рис. 5 для вторичных спектров ШАЛ).

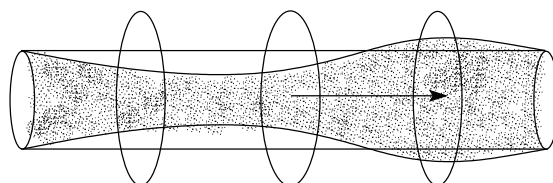


Рис. 3. Схема плазмо-пинчевой модели

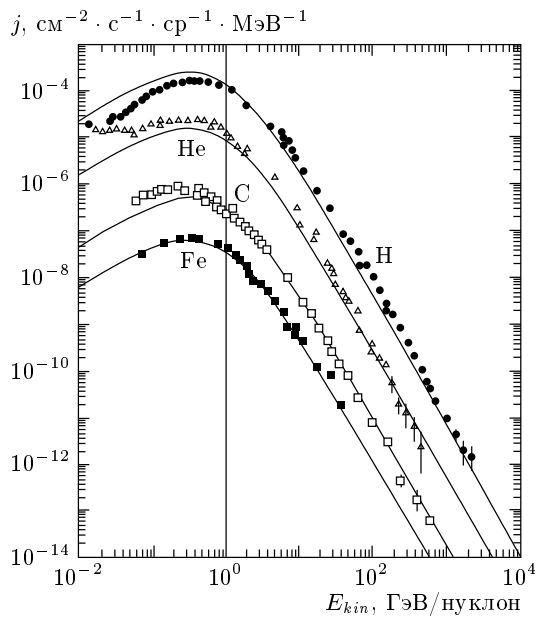


Рис. 4. Сравнение наблюдаемых интенсивностей первичного спектра ГКЛ (точки) с кривыми, построенными по формуле (3)

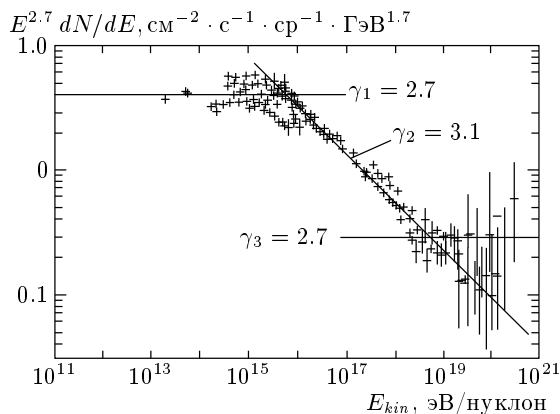


Рис. 5. Изломы вторичного спектра ГКЛ [5]

4. ПЕРВИЧНЫЕ И ВТОРИЧНЫЕ СПЕКТРЫ

При $E < 10^{14}$ эВ первичные частицы ГКЛ могут регистрироваться сравнительно легкими детекторами на спутниках вне атмосферы Земли. Но при $E > 10^{14}$ эВ спутниковые измерения невозможны и вся дальнейшая информация получается только из наблюдений вторичных частиц в ШАЛ, порождаемых при столкновениях первичной частицы с атомами воздуха. Однако интерпретация данных ШАЛ неоднозначна.

Рисунок 5, на котором видны изломы, построен

в предположении, что детекторы ШАЛ улавливают всю суммарную энергию вторичных частиц, которая приписывается первичной частице. Но в сильных ШАЛ часть энергии может ускользать от регистрации, например, в виде трудно регистрируемых энергичных нейтрино и мюонов.

Некоторые исследователи считают, что изломы вообще отсутствуют в первичном спектре. В стандартной ударно-волновой модели первый излом типа «колена» при $E_1 = 5$ ПэВ ($1 \text{ ПэВ} = 10^{15} \text{ эВ}$) объясняют тем, что при $E < E_1$ частицы ГКЛ запутываются в неоднородных магнитных полях Галактики, а при $E > E_1$ начинается их диффузионный уход из нашей Галактики.

Расчет диффузионного механизма ухода дает плавный излом спектра, тогда как наблюдаемый излом носит резкий пороговый характер. Косвенные данные для величин показателей спектров ГКЛ в остатках взрывов Сверхновых могут быть получены при изучении приходящих от них к Земле гамма-квантов, не отклоняемых встречающимися на их пути магнитными полями. В последние годы введены в действие несколько крупных гамма-телескопов, и наблюдаемые ими интегральные энергетические спектры гамма-квантов от различных источников имеют степенной вид:

$$N_\gamma(E > 0.8 \text{ ТэВ}) \propto E^{-k}.$$

К показателям спектра гамма-излучения от источника (k_γ) и спектров событий, пришедших от источника (k_{on}) и полученных одновременно с наблюдением источников (k_{off}), приведенным в [4–7, 10] для интегральных спектров, мы прибавили единицу, чтобы получить дифференциальные спектры. Последние представлены в таблице. Значения k_γ в первом столбце имеют весьма большой разброс. Обнаружение гамма-квантов с энергией $E > 30$ ТэВ было бы свидетельством их адронного происхождения, а не электронного.

По недавнему сообщению [11], в конце 2004 г. в Намибии начал работать комплекс HESS из четырех новейших гамма-телескопов, на котором впервые непосредственно в гамма-лучах получено изображение остатка взрыва Сверхновой (пульсар J1713.7-3946, см. рис. 6, 7). На рис. 7 приведены два гамма-спектра: верхний для всей оболочки имеет степенной вид, $dN_\gamma/dE \propto E^{-k}$, с показателем $k = 2.2$, тогда как нижний спектр (полученный ранее в работе [12] лишь для верхней правой наиболее горячей части оболочки) имеет показатель около $k = 3$.

	k_γ	k_{on}	k_{off}
Пульсар Краб	2.45	2.61	2.73
Пульсар Тихо Браге	2.00	2.12	2.73
Пульсар Геминга	1.65	1.88	2.77
Пульсар J1713.7-3946	2.2	—	—
Дыра Лебедь 3-X	3.55	2.94	2.74
Квazar Мкп 421	2.87	2.53	2.76
Квazar Мкп 501	2.82	2.85	2.76
Квazar 1739 + 522	3.64	3.29	2.77

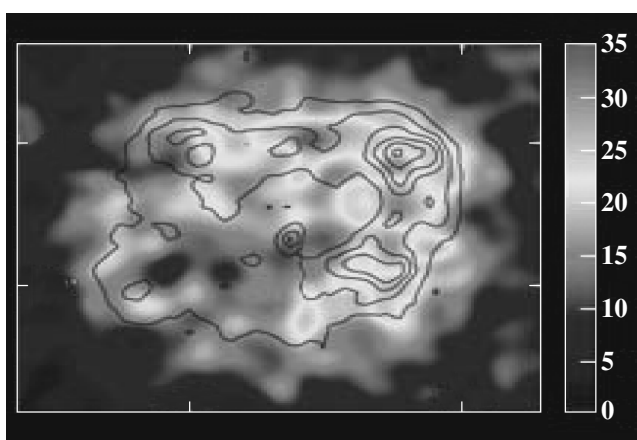


Рис. 6. Снимок пульсара с оболочкой, впервые полученный в гамма-лучах [11]

По нашему мнению, эти и приведенные в таблице данные имеют столь большой разброс, что не противоречат плазмо-пинчевой модели, предсказывающей показатель $\nu = 1 + \sqrt{3} = 2.732$, который, быть может, будет обнаружен при наблюдениях гамма-квантов более высоких энергий $E > 100$ ТэВ.

5. ПРОБЛЕМА ИЗЛОМОВ СПЕКТРА

Итак, можно предполагать, что первичный спектр ГКЛ не имеет изломов, но они присущи вторичным спектрам ШАЛ. Схематически ШАЛ похож на елку с центральным адронным стволом и отходящими от него вниз боковыми ветвями каскадов вторичных частиц.

Простейшее объяснение первого излома спектра ГКЛ при $E_1 = 5$ ПэВ было дано в работе [13], где предполагалось, что в мощном ШАЛ нижний ко-

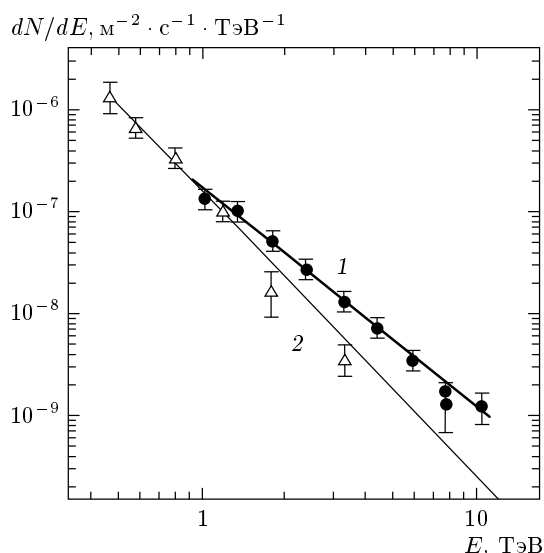


Рис. 7. Гамма-спектры: 1 — для всей оболочки, $k_\gamma = 2.2$ [11]; 2 — для наиболее горячей части оболочки (вверху справа на рис. 6), $k_\gamma = 3$ [12]

нец адронного ствола уходит в грунт и часть общей энергии ШАЛ просто не удастся зарегистрировать существующими приборами. Возможно, что такая методическая «ошибка» проявляется как видимый излом вторичного спектра (артефакт) при отсутствии излома первичного спектра. Если предположение, высказанное в работе [12], правильно, то обнаруженная на сегодня максимальная энергия ГКЛ $E_{max} = 2 \cdot 10^{20}$ эВ в действительности может оказаться еще более высокой.

Второй причиной излома, по мнению автора работы [5], может оказаться образование новых тяжелых частиц или состояний ядерной материи. Напомним, что для «Великого Объединения» трех сил Природы — сильных, слабых и электромагнитных — теория предсказывает энергии 10^{23} – 10^{25} эВ. Однако существуют модели и «раннего Великого Объединения» при энергиях $E = 10^{15}$ – 10^{17} эВ, близких к энергии первого излома типа «колени» при энергии $E_1 = 5 \cdot 10^{15}$ эВ. Быть может, «позднее Великое Объединение» является причиной появления второго излома типа «лодыжка», наблюдаемого в ШАЛ, при энергии $E_2 = 5 \cdot 10^{18}$ эВ.

6. КОЛЛЕКТИВНОЕ САМОРАЗМНОЖЕНИЕ КВАРКОВ

По нашему мнению, однако, возможна и третья причина, позволяющая более просто (без введения

новых, пока не известных науке частиц) объяснить пороговый характер излома, а именно — включение процессов коллективного размножения кварковых пар, описываемого уравнением

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{2}n^2\langle\sigma v\rangle - \frac{n}{\tau},$$

где n — плотность кварковых пар, σ — сечение их размножения и τ — время их жизни в «реакционном» объеме.

Размножение кварков начинается при $dn/dt > 0$, т. е. при критическом значении $n_{cr} = 2/\langle\sigma v\rangle\tau$. Рассмотрим, например, ситуацию, когда первичный протон с энергией $E_0 = m_p c^2 \gamma_0$ налетает на покоящееся ядро, например, азота ${}^7\text{N}$, в котором 14 нуклонов, т. е. 42 кварка и, соответственно, 21 пара кварков.

Радиус протона считаем равным $r_p = 1.2 \cdot 10^{-13}$ см, его объем $V_p = (4\pi/3)r_p^3$. Поскольку в протоне три кварка, плотность кварков в нем равна $n_0 = 3/V_p$, и она одинакова во всех покоящихся ядрах, в том числе и в азоте. Поэтому плотность покоящихся кварковых пар равна $n_0 = 3/2V_p$, а если среда движется со скоростью $v = c\beta$, то она равна

$$n_{eff} = n_0 \gamma_{eff}, \quad \gamma_{eff} = 1/\sqrt{1-\beta^2}.$$

Тогда приведенную выше формулу можно переписать в виде порогового значения

$$\gamma_{eff}^{cr} = \frac{2}{n_0\langle\sigma v\rangle\tau} = \frac{16\pi}{9} \frac{r_p^2}{\sigma} \frac{r_p}{v\tau}. \quad (4)$$

Далее будем считать, что первичный ультрарелятивистский протон с импульсом $P = m_p c \gamma_0$ и покоящееся ядро азота на некоторое короткое время объединяются в единый комплекс массы M с тем же импульсом $P = m_p c \gamma_0 = M c \gamma_{eff}$. При этом фактор $\gamma_{eff} = (m_p/M)\gamma_0$ будет меньше исходного фактора γ_0 . Окончательно для порога имеем

$$\gamma_0^{cr} = \frac{16\pi}{9} \frac{M}{m_p} \frac{r_p^2}{\sigma} \frac{r_p}{v\tau}. \quad (5)$$

Именно из этой формулы мы хотим получить для первичного протона значение фактора $\gamma_0 = 5 \cdot 10^6$, соответствующее энергии излома $E_1 = 5$ ПэВ $\approx 5 \cdot 10^6$ ГэВ $= m_p c^2 \gamma_0$. Но для этого надо найти множители справа, и здесь нужны дополнительные предположения.

7. О МАССЕ «КЛУБКА» И ПОРОГЕ ИЗЛОМА

Насколько известно автору, в квантовой хромодинамике ранее исследовались лишь индивидуальные столкновения частиц и не рассматривались коллективные процессы. Но феноменологически они учитываются в теории кварк-глюонной плазмы (теория Ферми–Ландау), в которой считается, что при лобовом столкновении двух ядер число рожденных кварков равно

$$N_q = \sqrt{E_{cis}/E_q},$$

где E_{cis} — суммарная энергия в системе центра инерции, а $E_q = m_q c^2$ — энергия покоя кварка (глюоны считаются безмассовыми). Если протон с начальной энергией $E_0 = m_p c^2 \gamma_0$ налетает на покоящееся ядро азота массы $M = 14m_p$, то

$$E_{cis} = M c^2 \sqrt{1 + \left(\frac{m_p}{M}\right)^2 + 2\left(\frac{m_p}{M}\right)\gamma_0} \approx 5.3 m_p c^2 \sqrt{\gamma_0}. \quad (6)$$

Для протона с $\gamma_0 = 5 \cdot 10^6$ найдем $N_q \approx 200$ кварков и, прибавив к ним 45 исходных кварков, получим примерно 125 пар кварков в образовавшемся общем слипшемся комплексе с массой покоя $M = 245m_q$. Тогда имеем множитель $M/m_p \approx 82$, и приведенную выше формулу для порога-излома можно переписать в виде

$$\gamma_0^{cr} = 5 \cdot 10^6 \approx 456 \frac{r_p^2}{\sigma} \frac{r_p}{v\tau}.$$

Считая $v = c$, имеем $r_p/c \approx 4 \cdot 10^{-24}$ с, однако мы считаем, что время жизни кварковых пар в общем комплексе заметно больше, скажем, в 100 раз. Тогда получим оценку сечения

$$\sigma \approx 10^{-6} r_p^2 \approx 10^{-32} \text{ см}^2,$$

которая представляется нам разумной величиной по следующим соображениям.

По-видимому, такое сечение соответствует настолько близким столкновениям кварков, что глюонные силы уже оказываются малыми из-за их так называемой асимптотической свободы. Основную роль играют просто кулоновские силы с резерфордским сечением $\sigma_R \approx (q^2/E_q)^2$, где $q = e/2$ — средний электрический заряд кварков. Для оценки полагаем $m_q = m_p/3$, что и дает нужное сечение

$$\sigma_R \approx r_0^2 (3m_e/4m_p)^2 \approx 10^{-32} \text{ см}^2. \quad (7)$$

Здесь $r_0 = e^2/m_e c^2$ — классический радиус электрона.

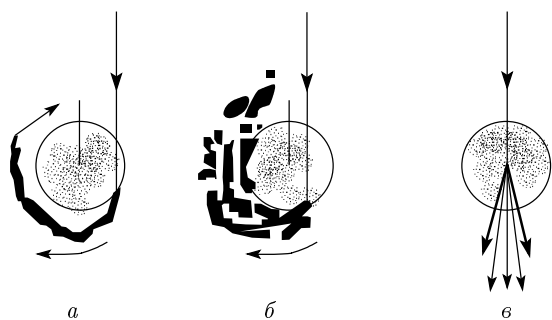


Рис. 8. Периферийное (а), среднее (б) и центральное (в) столкновения

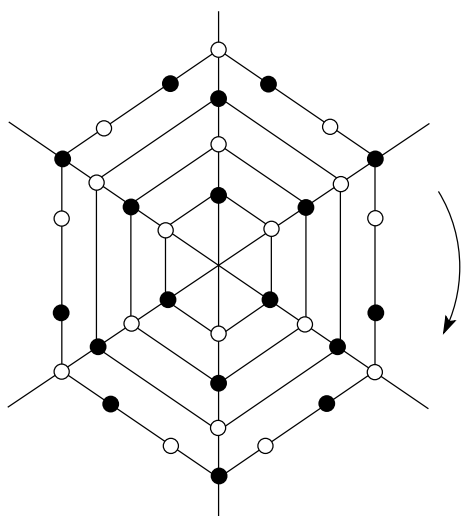


Рис. 9. Вытягиваемая цепочка кварк-антикварковых пар накручивается на остов ядра, образуя паутину («мультикварковую центрифугу»)

8. О «ВЫСТРОЕННОСТИ» СЛЕДОВ И «НОВОЙ ФИЗИКЕ»

Отметим, что в плазмо-пинчевой модели пучки сверхэнергичных частиц ГКЛ должны иметь характер отдельных «пулеметных очередей», изотропных по направлениям прихода. Возможно, именно этим объясняются иногда наблюдаемые близкие по времени прихода дуплеты и триплеты ливней на одной и той же площадке ШАЛ с одного и того же направления (т. е., как бы из «одной пулеметной очереди»).

Далее рассмотрим три типа возможных столкновений (периферийное, среднее и центральное) первичного протона с ядром какого-либо атома воздуха, условно изображенные на рис. 8.

Выстроенность следов вторичных каскадов, по-видимому, возникает не при лобовом, а при

скошенном (не по центру) столкновении, при котором возникает крутящийся клубок вторичных кварковых пар, условно изображенный на рис. 9 и похожий на паутину (spider net).

Напомним, что в молекуле разные атомы связаны «остаточными» электромагнитными силами, а в ядре разные нуклоны стягиваются «остаточными» глюонными силами, несмотря на электростатическое расталкивание протонов. Поэтому размножившийся в ядре сгусток кварк-антикварковых пар на выходе из ядра будет продолжать притягиваться к остову этими остаточными глюонными силами и накручиваться вокруг остова. Это, по нашей гипотезе, и может привести к образованию вращающейся паутины.

Поскольку протон влетает сверху, то паутинка должна вращаться в вертикальной плоскости. При распаде паутины, радиальные струи вторичных частиц (вдоль «спиц» паутины), по-видимому, и дают следы каскадов, выстроенные вдоль одной прямой линии на Земле. Помимо выстроенности следов радиальных струй, из этой схемы видно, что для вертикальной паутины возможны только два сценария распадов — на соседние двойки кварк-антикварк, в результате чего возникают электромагнитные антикентавры, состоящие из пионов, распадающихся на нейтрино, гамма-кванты и электронно-позитронные пары по схеме

$$\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e, \quad \pi^0 = \frac{\bar{u}u - \bar{d}d}{\sqrt{2}} \rightarrow \gamma + \gamma, \quad (8)$$

и тройки кварков, в результате чего появляются кентавры, состоящие преимущественно из адронов с высокими вращательными моментами L , т. е. «резонансы» с большими спинами S . При этом, как известно, для квантованного суммарного вращательного момента $J = S + L$ получается соотношение $J = a + m_R^2 b$, где m_R — масса частицы-резонанса, a и b — постоянные. По-видимому, для связывания троек (либо только кварков, либо только антикварков) надо, чтобы при втором сценарии паутина была бы многослойной, а члены троек при этом берутся из соседних слоев.

Из наблюдений видно, что при центральном лобовом ударе первичного протона ГКЛ по ядру атома воздуха, процесс размножения развивается не так, как предсказывает теория Ферми-Ландау образования эллипсоида из кварк-глюонной плазмы. А именно, если превышен указанный ранее порог саморазмножения кварков, то реализуется третий сценарий — вместо эллипсоида образуется тор типа «дымовое кольцо» с вертикальной осевой струей,

что и порождает гало-событие — каскад, окруженный своеобразным орнаментом — следами тора.

Наконец, проникающие каскады, по-видимому, обусловлены [5] «длиннопробежной» компонентой, роль которой могут играть слабовзаимодействующие мюоны сверхвысоких энергий.

Как видим, предлагаемый нами учет коллективных процессов саморазмножения кварков способен не только количественно объяснить пороговое значение излома типа колено в ШАЛ при $E_1 = 5$ ПэВ, но и качественно объяснить каскады необычных типов, связанные, по нашей гипотезе, именно с картиной вращающейся паутины, построенной подобно паркету из соседних кварк-антикварковых пар. По-видимому, этот «паркет» или даже многослойный «кварковый кристалл» допускает возможность более точного теоретического анализа, быть может, с использованием теории групп или струн.

9. ОБСУЖДЕНИЕ МОДЕЛЕЙ

Как уже отмечалось, теория стандартной ударно-волновой модели встречается с некоторыми трудностями, особенно в области излома и больших энергий. В то же время плазмо-пинчевая модель с ее простой формулой интенсивности $j = \alpha\beta^2\gamma^{-\nu}$ позволяет объяснить

- 1) спад левого края спектра за счет естественно-го множителя β^2 ;
- 2) пинч-механизм ускорения высокоэнергичных частиц ГКЛ;
- 3) спектр ГКЛ, не имеющий ограничения по максимальной энергии;
- 4) порог излома вторичного спектра ШАЛ;
- 5) дуплеты и триплеты близких по времени ливней в ШАЛ;
- 6) выстроенность следов каскадов от вертикальной «паутины кварков»;
- 7) появление кентавров — каскадов преимущественно из адронов;
- 8) возникновение антикентавров — преимущественно электромагнитных каскадов;
- 9) гало-явления — каскады, окруженные орнаментом.

Пункты 4–9 связаны с предлагаемой нами гипотезой о коллективном саморазмножении кварков, не рассматриваемой в хромодинамике. Эту возможность можно было бы ввести и в ударно-волновую модель, но в ней нет «пулеметных очередей», и события 6–9 возможны лишь за порогом, начиная с энергии 10^{16} эВ. В целом, по нашему мнению, плаз-

мо-пинчевая модель хорошо дополняет стандартную ударно-волновую модель, особенно в области высоких энергий ГКЛ.

В плазмо-пинчевой модели предполагается, что источниками ГКЛ являются как плазменные облоочки взрывов Сверхновых в диске Галактики, так и сталкивающиеся облака замагниченной плазмы в гало Галактики. Так что требуемое для обеих моделей энергообеспечение или одинаково, или даже более велико в плазмо-пинчевой модели за счет возможности рождения ГКЛ не только в диске, но и в гало Галактики. Несомненно, главной трудностью плазменно-пинчевой модели является то, что пинчи нужного нам типа пока не наблюдались в гало Галактики. Можно ли их обнаружить современными приборами какого-либо типа, даже если они и существуют в гало, остается вопросом.

Сталкивающиеся облака плазмы видны, например, в Крабовидной туманности, где даже оптическое излучение соседних ячеек имеет разную поляризацию, что свидетельствует о разных направлениях «замагничивающих» их полей. На границах соприкосновения таких ячеек должны формироваться плазменные пинчи нужного для нашей модели типа. Хотя там и видны волокна плазмы, отдельные пинчи и «молнии» в Крабе пока что, по-видимому, невозможно обнаружить в оптическом диапазоне. Еще труднее усмотреть пинчи и молнии в гало галактик. Но отдельные плазменные облака наблюдаются в гало галактик в радиодиапазоне, и они используются в ударно-волновой модели как предполагаемая причина изотропизации ГКЛ, рожденных в диске Галактики. Но если существуют облака, то существуют и токи, «замагничивающие» их!

Основным различием двух рассматриваемых моделей следует считать не место рождения ГКЛ и не энергообеспечение, а сам механизм ускорения, который в ударно-волновой модели приписывается ударным волнам, а в плазмо-пинчевой модели — пинчам, периодически обрывающимся и вновь время от времени формирующимся на границах соседних сталкивающихся плазменных облаков, по-разному замагниченных в соседних ячейках.

Отметим, что выше нами рассмотрена лишь простейшая идеализированная модель из множества изотропно направленных пинчей со скинированными токами и без продольных внутренних магнитных полей, роль которых заслуживает отдельного исследования. С одной стороны, эти поля могут способствовать выпрямлению и образованию нужных нам длинных пинчей в процессе их предварительного стягивания и формирования. С другой стороны, они

затрудняют процесс обрыва перетяжек. Если ток не скинирован, а распределен по сечению пинча, то внутри пинча имеется компонента поля B_φ , которая дефокусирует ионы, движущиеся против тока, и фокусирует ионы, движущиеся по току. Ясно, что лишь последние будут давать остронаправленные приосевые пучки, требующие отдельного численного расчета.

Отметим также, что хотя ударно-волновая модель и является наиболее известной, это не исключает возможности построения других моделей. В частности, в докладе [14] предложен серфотронный механизм ускорения частиц на релятивистских плазменных волнах в гало. Автор указывает, что самое примечательное свойство серфинга состоит в том, что отсутствует самый опасный канал потерь энергии ультрарелятивистскими частицами — синхротронное излучение. Ясно, что и в этой модели рождаемые ГКЛ должны быть изотропными по направлениям и могут приобрести энергии до 10^{16} – 10^{20} эВ/нуклон.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для вывода формулы $j = \alpha\beta^2\gamma^{-\nu}$ используем уравнения релятивистской гидродинамики

$$\partial_i n u^i = 0, \quad \partial_i T_k^i = 0 \quad (9)$$

с адиабатой $p = p_0(n/n_0)^s$ с учетом того, что скинированный ток $I_0 = \text{const}$ создает в пинче радиуса a давление $p = p_0(a_0/a)^2$. В одномерном приближении «узкого канала» двумя аргументами являются $\tau = ct$ и z .

Введем безразмерные величины

$$c_0^2 = \frac{sp_0}{(s-1)n_0 m_i c^2} = \text{const}, \quad \rho = \frac{na^2}{n_0 a_0^2} \quad (10)$$

и две функции, $x(\tau, z) = c_0^2/\rho$ и $y(\tau, z) = \text{arsh } \gamma$, для которых получаются нелинейные уравнения

$$\left(\frac{\gamma}{x}\right)'_{\tau} + \left(\frac{u}{x}\right)'_z = 0, \quad u'_{\tau} + \gamma'_z + \gamma x'_z + u x'_{\tau} = 0. \quad (11)$$

Если ввести обратные функции $\varphi(x, y)$ и $\psi(x, y)$ по формулам

$$\tau = T(x, y) = (\beta\psi - \varphi)W, \quad (12)$$

$$z = Z(x, y) = (\psi - \beta\varphi)W, \quad W = xe^{-x}\gamma,$$

то получим линейные уравнения

$$\psi'_y = x(\varphi - \varphi'_x), \quad \varphi'_y = \psi'_x + \frac{\psi}{x}, \quad (13)$$

$$\hat{L}\varphi = -\varphi''_{yy} = x\varphi''_{xx} + (2-x)\varphi'_x - 2\varphi,$$

где \hat{L} — оператор полиномов Лагерра $\lambda_k = L_k^{(1)}(x)$, удовлетворяющий уравнению $\hat{L}\lambda_k = -(k+2)\lambda_k$ для $k = 0, 1, 2, 3, \dots$. Отметим, что член с $k = 0$ и $\lambda_0 = 1$ не зависит от аргумента x .

Общее решение имеет вид

$$\varphi = \sum_k C_k \lambda_k(x) \mu_k(y).$$

Для функций μ получаем «главное» уравнение задачи

$$\mu''_{yy} = (k+2)\mu, \quad \mu_k = \exp\left(-|y|\sqrt{k+2}\right).$$

В ультрарелятивистском случае ($\gamma \gg 1$) можно оставить два члена, с $k = 0$ и $k = 1$. Но нулевой член с $k = 0$ описывает периодические по всей бесконечной длине пинча возмущения, которые в условиях космоса не могут возникнуть спонтанно. Поэтому член с $k = 0$ надо отбросить, и остается единственное локальное решение

$$\phi_1 \approx C_1 \lambda_1(x) \gamma^{-\sqrt{3}}.$$

Число частиц, ускоряемых в одном пинче, равно

$$N = \int (\pi a^2 n \gamma - \pi a_0^2 n_0) dz = \int \frac{dN}{du} du = \int \frac{dN}{d\varepsilon} d\varepsilon,$$

где $\varepsilon = E_{kin}/m_Z c^2$, m_Z — масса ядра с зарядом Z . Отсюда имеем формулы

$$\beta \frac{dN}{d\varepsilon} = \frac{dN}{du} = \pi a_0^2 n_0 \left(\rho - \frac{1}{\gamma}\right) dZ, \quad (14)$$

где

$$\frac{dZ(x, y)}{dy} = Z'_x \frac{dx}{dy} + Z'_y.$$

Полная производная dZ/dx вычисляется для фиксированного момента времени, когда

$$dT = T'_x dx + T'_y dy = 0, \quad dZ/dy = Z'_y - Z'_x (T'_y/T'_x).$$

Обозначив $\Phi = \varphi - \psi'_y$, $\Psi = \psi - \varphi'_x$, найдем частные производные

$$T'_x = \left(\beta\Psi - \frac{\Phi}{x}\right)W, \quad T'_y = (\Psi - \beta\Phi)W, \quad (15)$$

$$Z'_x = -\left(\frac{\beta}{x}\Phi + \Psi\right)W, \quad Z'_y = (\beta\Psi - \Phi)W.$$

Спектр имеет вид

$$\beta \frac{dN}{d\varepsilon} = \frac{dN}{du} = -\pi a_0^2 n_0 \frac{e^{-x}}{\gamma} \left(c_0^2 - \frac{x}{\gamma}\right) \frac{\Phi^2 + x\Psi^2}{\Phi + x\beta\Psi}. \quad (16)$$

Из соотношений $x = c_0^2/\rho = c_0^2(a_0/a)^{4/5}$ видно, что частицы ускоряются, двигаясь от узких мест к утолщениям, где $a \rightarrow \infty$ и $x \rightarrow 0$. В пределе $x \rightarrow 0$, когда $\psi = 0$, получаем спектр вида

$$\beta \frac{dN}{d\varepsilon} = -\frac{A_0}{\gamma} \phi_1(x=0, y),$$

где $A_0 = \pi a_0^2 n_0 c_0^2 = \text{const}$. При $y \gg 1$ имеем $\phi_1 \propto \gamma^{-\sqrt{3}}$, и выражение $dN/d\varepsilon \propto \gamma^{-\nu}$ с показателем $\nu = 1 + \sqrt{3}$ хорошо описывает всю ультрарелятивистскую область энергий.

Умножив спектр на скорость $v = c\beta$, получим интенсивность потока частиц:

$$j = v \frac{dN}{du} = c\beta^2 \frac{dN}{d\varepsilon} \approx \alpha_i \beta^2 \gamma^{-\nu}, \quad (17)$$

где коэффициенты $\alpha_i = \text{const}$ различны для ядер с разными зарядами Z_i . Но заряд ядра пропорционален его массе m_Z , и поэтому для всех ядер пригоден единый аргумент: безразмерная кинетическая энергия $\varepsilon = \gamma - 1 = E_{kin}/m_Z c^2$. Отсюда видно, что все «голые» ядра ускоряются на одинаковой разности потенциалов V , приобретая энергии $E_{kin} = Z_i |e| V$, пропорциональные массам ядер.

В заключение автор благодарит А. А. Петрухина, А. В. Бялко, В. П. Власова, Г. И. Мерзона и Д. В. Шуваева за стимулирующие дискуссии по затронутым здесь вопросам.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, УФН **51**, 343 (1953); **163**, 45 (1993).
2. А. А. Веденов, Е. П. Велихов, Р. З. Сагдеев, Ядерный синтез **2**, 465 (1962).
3. Nature online, <http://www.nature.com/news/2005/050110/full/050110-18.html>.
4. Л. Г. Деденко, Тезисы докладов 28-й Всероссийской конференции по космическим лучам, Москва, 7–11 июня 2004 г., изд-во МИФИ (2004), стр. 44.
5. А. А. Петрухин, там же, стр. 85; А. А. Petrukhin, Nuclear Phys. B (Proc. Suppl.) **136**, 218 (2004).
6. Н. Н. Калмыков, А. В. Тимохин, Тезисы докладов 28-й Всероссийской конференции по космическим лучам, Москва, 7–11 июня 2004 г., изд-во МИФИ (2004), стр. 37.
7. В. И. Галкин и др., там же, стр. 21.
8. В. П. Власов, С. К. Жданов, Б. А. Трубников, Письма в ЖЭТФ **49**, 581 (1989).
9. Б. А. Трубников, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций*, под ред. М. А. Леонтовича, изд-во АН СССР, Москва (1958), т. 1, стр. 289.
10. Б. А. Трубников, *Теория плазмы*, Атомиздат, Москва (1996); С. К. Жданов, Б. А. Трубников, *Квазигазовые неустойчивые среды*, Наука, Москва (1991); S. Zhdanov, S. Zverev, and B. Trubnikov, *Hydrodynamics of Unstable Media*, CRC Press, USA (1996); В. А. Trubnikov, in *Book of Abstracts of 10 Int. Conf. and School on Plasma Physics and Controlled Fusion*, Alushta, Crimea, Ukraine, Sept. 13–18, 2004, p. 14.
11. F. A. Aharonian et al., Nature **432**, 75 (2004).
12. R. Enomoto et al., Nature **416**, 823 (2002).
13. Yu. V. Stenkin, Mod. Phys. Lett. A **18**, 1225 (2003).
14. Г. Н. Кичигин, Тезисы докладов 28-й Всероссийской конференции по космическим лучам, Москва, 7–11 июня 2004 г., изд-во МИФИ (2004), стр. 25.