

## Анализ возможности описания амплитуды и фазы анизотропии протонов и спектров электронов космического излучения в области энергий около 1 ТэВ в рамках одного набора близких источников

Л.Г. Свешникова<sup>1</sup>, В.С. Птускин<sup>2</sup>, О.Н. Стрельникова<sup>3</sup>

<sup>1</sup> НИИЯФ имени Д.В.Скобелева МГУ имени М.В.Ломоносова; [sws@dec1.sinp.msu.ru](mailto:sws@dec1.sinp.msu.ru)

<sup>2</sup> ИЗМИРАН; [vptus@hotmail.com](mailto:vptus@hotmail.com)

<sup>3</sup> Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова; [olgov@mail.ru](mailto:olgov@mail.ru)

### Аннотация

После появления данных экспериментов Fermi, HESS, ATIC по спектрам электронов в области энергий около 1 ТэВ и значительного уточнения данных по анизотропии протонов космических лучей (КЛ) в близкой области энергий появилась уникальная возможность уточнения вклада конкретных близких сверхновых в КЛ, наблюдаемые у Земли, и оценки доли сверхновых, производящих такое излучение, поскольку в стандартной модели протоны и электроны образуются в одних и тех же оболочках сверхновых. Для одновременного анализа спектров электронов у Земли и анизотропии протонов используется как код GALPROP, так и упрощенные решения уравнения распространения через функцию Грина. В расчете все источники разделены на две группы - близкие молодые – это реальные источники, зарегистрированные в радио, рентгеновском и гамма диапазонах, и далекие и близкие старые, которые задаются случайным образом. При расчете анизотропии впервые воспроизводится экспериментальная процедура ее измерения. Приведены варианты расчетов, в которых удается описать экспериментальные энергетические зависимости амплитуды и фазы анизотропии и спектров электронов одновременно.

### Введение

В стандартной модели происхождения КЛ [1] предполагается, что ядра и электроны ускоряются на ударных волнах оболочек сверхновых (SNR), которые являются основными инжекторами КЛ в Галактике. При частоте взрывов около 1/50 лет и в предположении, что 10% энергии разлетающейся оболочки передается в КЛ, удается описать баланс энергии, сосредоточенной в космических лучах в Галактике в пределах 4 кпс от диска. Этот аргумент является основным при выборе источников. В последние годы было найдено косвенное подтверждение этому – было зарегистрировано около 5 десятков сверхновых и пульсарных туманностей, которые излучают гамма-кванты в ТэВ-ной области энергий, что свидетельствует о том, что существуют механизмы ускорения электронов и, возможно, протонов до сотен ТэВ. Однако, среди этого набора источников только в 4 неблизких молодых источниках, ТэВ-ное излучение наблюдается из области ударного фронта оболочки [2], основные ТэВ-ные источники – это пульсарные туманности (PWN), где электроны ускоряются в магнитосферах пульсаров. Избыток PWN по сравнению с SNRs объясняется [2], если предположить, что PWN системы испускают ТэВ-ное излучение в течение более длительного времени, чем оболочки сверхновых. При этом вклад PWN в ядерную компоненту КЛ остается открытым, поскольку природа частиц ускоренных в системе PWN не выяснена, в настоящее время высокоэнергичное излучение в PWN вполне объясняется излучением высокоэнергичных электронов [2].

С другой стороны, существует около десятка близких и молодых сверхновых в радиусе 1 кпс и с возрастом менее  $10^5$  лет, от которых ТэВ-ного гамма излучения не зарегистрировано. Но хорошо известно [1,3,4], что именно эти близкие и молодые источники должны давать основной вклад, во-первых, в потоки электронов в области энергий около 1 ТэВ у Земли (поскольку высокоэнергичные электроны быстро теряют энергию и от далеких источников не доходят) и, во-вторых, в величину амплитуды анизотропии, наблюдаемой у Земли.

---

Авторы поддерживаются РФФИ, грант 10-02-01443

<sup>2</sup> Соавтор поддерживается РФФИ, грант 10-02-00110

Одновременное исследование этих параметров в рамках одного набора близких реальных источников может наряду с гамма-астрономическими наблюдениями дать возможность сделать заключение об источниках КЛ и оценить долю сверхновых, производящих такое излучение. Расчеты электронов описываются более подробно в параллельной статье [5], а расчеты анизотропии - в настоящей статье. Второй интересный вопрос, который требует обсуждения, и обсуждается в [5], достаточно ли электронов, ускоряющихся в оболочках, или возможно, что излучение из магнитосфер пульсаров после рассеивания оболочки может давать заметный вклад в потоки высокоэнергичных электронов и позитронов.

Уникальная возможность постановки такой задачи появилась лишь в последние два-три года после представления данных в области энергий около 1 ТэВ экспериментов Ферми [6,7], ATIC [8], HESS [9,10], Памела [11] по спектрам электронов в области энергий около 1 ТэВ и значительного уточнения данных по анизотропии протонов космических лучей в близкой области энергий в ряде экспериментов (Баксан [12,13], Супер-Камиоканде [14], Тибет [15], Милагро [16]) Ну и, конечно, несомненный прогресс в исследовании близких сверхновых, гамма-пульсаров и ТэВ-ных источников [17- 23] в последнее время позволяет уточнить набор близких источников.

## 1 Метод расчета и используемые приближения

Распространение в Галактике электронов и ядер обычно описывается в диффузионном приближении [1]. Наиболее адекватной считается галактическая модель с непрерывным распределением источников (остатков сверхновых) в галактическом диске и с плоским протяженным гало КЛ. Самой полной численной реализацией этой модели является код GALPROP [24]. В рамках GALPROP по экспериментальным данным об отношении вторичных к первичным ядрам находится энергетическая зависимость коэффициента диффузии КЛ от энергий. Она имеет довольно сложную зависимость в области до 10 ГэВ, связанную с различными физическими процессами, такими как доускорение, дэмпинг и т.д., но ожидается [24], что в области более 10 ГэВ она имеет простую степенную зависимость  $D \sim E^\alpha$  с показателем  $\alpha = 0.3-0.6$ , и в интересующей нас области энергий около 1 ТэВ составляет  $D = (4 \div 7) \times 10^{29} \text{ см}^2 / \text{сек}$ . С такими коэффициентами диффузии в GALPROP удастся описать и спектр электронов и спектры ядер с удовлетворительной точностью [7,24].

Однако этот подход не учитывает флуктуации концентрации КЛ и анизотропии КЛ, возникающих из-за статистической природы источников [25,1,3,4]. Статистический подход для оценки различных характеристик КЛ и их флуктуаций заключается в учете статистического ансамбля источников в Галактике и суммировании вклада КЛ от случайного источника, находившегося на расстоянии  $R$ , излучившего  $t$  лет назад спектр частиц  $Q(E)$ . Распространение частиц от источника до Земли при этом описывается функцией Грина, которая зависит от коэффициента диффузии КЛ ( $D(E)$ ), расстояния до источника и его возраста. В [3] было показано, что именно за счет вклада близких источников функция плотности вероятности концентрации КЛ и тока в данной точке пространства имеет бесконечную дисперсию, и для устранения расходимостей необходимо вводить параметр обрезания по времени, исключаяющий близкие и молодые источники.

Позже были предложены [4] более строгие методы расчета распределений по числу частиц и модулю тока и проведены оценки флуктуаций и анизотропии КЛ в модели со случайными источниками. Для оценки флуктуаций в условиях отсутствия вторых моментов использовалась характерная ширина распределения, соответствующая доверительной вероятности 68%, что и позволило оценить флуктуации КЛ [4]. По сути расчет таких флуктуаций означает, что разыгрывая случайно распределенные источники  $M$  раз (что соответствует  $M$  разным галактикам), мы в данной точке наблюдения будем получать различные значения концентрации  $N_m$  и анизотропии  $A_m$ . В нашей работе мы использовали аналогичную [4] оценку для разделения источников на две группы: реальные близкие молодые источники (на расстоянии  $R_{\text{near}}$  от Земли и не старше  $T_{\text{near}}$ ), и остальные - далекие и близкие старые.  $R_{\text{near}}$  и  $T_{\text{near}}$  выбирались из условия, чтобы далекие и близкие старые источники давали флуктуации менее 20% и их можно задавать случайным образом, а в качестве близких и молодых брать реальные источники, зарегистрированные в радио, рентгеновском и гамма диапазонах. Функция Грина для расчета протонов без учета границ Гало и потерь энергии выбиралась аналогично [1, 25,3,4], поскольку нас интересует в данной работе только область более 1 ТэВ. Поскольку из расчетов по GALPROP [24] следует, что наиболее удачный вариант для описания протонов и электронов в приближении непрерывных источников дает вариант с зависимостью  $D \sim 4 \times 10^{29} (E_{\text{ТэВ}}/1000)^{0.33}$ , а спектр в источнике и электронов и протонов описывается степенной зависимостью с показателем  $g = -2.4$ , то и для нашего статистического похода в первом варианте расчетов мы использовали такие параметры. Однако рассматривался и вариант зависимости  $D \sim 7 \times 10^{29} (E_{\text{ТэВ}}/1000)^{0.50}$ ,  $g = -2.2$ , который ближе к расчетному значению спектров в оболочках сверхновых. При расчете вклада КЛ от близких источников чрезвычайно важным параметром оказывается время излучения. Мы ввели зависимость максимальной

энергии КЛ от стадии развития сверхновой, основываясь на последних достижениях теории КЛ, которые более подробно описаны в параллельной статье [5]. Эта зависимость для протонов имеет не степенной характер, но в целом она приводит к тому, что частицы с максимальной энергией – несколько ПэВ - излучаются на стадии несколько сотен лет, частицы ТэВ-ных энергий – на стадии 5-50 тысяч лет, а на стадии  $10^5$  лет – ГэВ-ные частицы.

## 2 Выбор источников

При выборе далеких и старых источников наиболее существенными параметрами оказываются плотность источников и время жизни КЛ в Галактике, которые задают пространственные и временные границы распределения статистического набора случайных источников. Мы выбрали следующие параметры: - радиус Галактики 15 кпс, высота гало  $H=4$  кпс, время жизни  $T_0=1.4 \times 10^8$  лет при энергии 1 ГэВ. Полное число источников при таких параметрах - 2.9 млн. Тогда при равномерном распределении источников в радиусе 1.5 кпс и  $T < 10^5$  лет ожидается около 20 источников и около 10 - в радиусе 1 кпс. Второй существенный момент – выбор пространственного распределения источников. Мы выбрали рукавную структуру для 75% коллапсирующих сверхновых (типа II, Ibс), т.к. они не успевают отойти от мест активного звездообразования, сосредоточенных в рукавах, и равномерное распределение по Галактике для 25% сверхновых Ia, которые прежде, чем взорвутся, успевают далеко отойти от мест активного звездообразования. В целом распределение по радиусу имеет пики, но не противоречит экспериментальному распределению SNR из работы [18].

При выборе реальных близких источников мы опирались на общее представление о том, что сверхновые бывают двух основных типов. Около 25% - это сверхновые Ia – термоядерный взрыв белых карликов, которые взрываются без твердого остатка – только разлетающаяся оболочка с кинетической энергией около  $10^{51}$  эрг и массой 1.4 Мс. Вторая группа (Core Collaps SNR) - быстро эволюционирующие массивные звезды ( $M=10-80$  Мс), которые после коллапса, как правило, оставляют в остатке нейтронную звезду или черную дыру, а в оболочку также выделяют в среднем около  $10^{51}$  эрг, но с гораздо большим разбросом - от  $10^{50}$  до  $10^{52}$  эрг. Оставшийся пульсар теряет свою энергию и момент через ветер релятивистских частиц, распространяющийся в сильном магнитном и радиационном поле, поэтому производящий синхротронное и обратное комптоновское излучение. Такое излучение часто наблюдается как пульсарная туманность вокруг молодых пульсаров – PWN - [19]. Поскольку частоты рождения и обычных пульсаров и гамма-пульсаров сравнимы с частотой рождения оболочек сверхновых, вспыхивающих в нашей и других спиральных Галактиках, то можно в первом приближении считать, что это остатки взрывов, в которых когда-то была оболочка или она по какой-то причине не видна. Поэтому при составлении списка близких источников мы опирались не только на каталог SNR (всего 274 [17], с уточненными расстояниями для 173 SNR из [18]), но и на каталог PWN [19] (всего 54 PWN, из них 40 совпадает с пульсарами, а для 17 PWN есть ТэВ - ное излучение); каталог ТэВ-ного гамма-излучения данных HESS [20]; каталог гамма-пульсаров Ферми [21], с дополнительной оценкой расстояний из [22] (всего 46 гамма-пульсаров); каталог радиопульсаров ATNF [23] (всего около 1827, 38 из них совпадает с SNR). Есть источники, которые есть во всех каталогах.

На основании имеющихся данных мы составили сводный каталог источников с расстоянием менее  $R_{near} < 1.5$  кпс и  $T_{near} < 10^5$  лет. Он приведен в Приложении I. Всего отобрано 25 источников. Из 25 только 6 SNR представляют собой радио-оболочки без пульсаров, похожие на сверхновые Ia (25%). В остальных 19 есть либо PWN (11 штук) либо гамма-пульсар (11 штук), т.е. это коллапсирующие сверхновые CC\_SNR. Из них оболочки зарегистрированы только у 12 (есть в каталоге SNR [17]), хотя это странно, поскольку возраст не превышает 120 тысяч лет. Из 19 CC\_SNR HESS зарегистрировал ТэВ-ное излучение только в 30 %, а из 6 SNR - только в 16% (Только в J1713-3946). Именно из этого сводного каталога мы выбирали реальные близкие источники, варьируя  $R_{near}$  и  $T_{near}$ . В целом статистика реальных источников в области  $R < 1.5$  кпс  $T < 10^5$  лет хорошо совпадает с ожидаемой статистикой в предположении частоты взрывов 1/50 лет.

## 3 Анизотропия КЛ

При расчете анизотропии мы будем использовать диффузионное приближение, но помнить, что диффузия может быть не изотропна, а определяться локальной структурой магнитного поля вблизи солнечной системы [1]. В модели изотропной диффузии результирующий диффузионный поток в направлении  $\mathbf{r}$  зависит от коэффициента диффузии и градиента потока в направлении  $\mathbf{r}$   $F = -D \partial N / \partial r$ , откуда возникает известная формула [1]:

$$Ar = (3 * D / c) (1/N) \partial N / \partial r \quad (1)$$

К анизотропии приводит несколько основных эффектов [1]: эффект Комптона – Геттинга (на уровне  $4 \times 10^{-4}$ ), общее истечение КЛ из Галактики [1], зависящее от энергии как  $D(E)$ . Основной же ожидаемый вклад — от близких источников, и он может быть очень велик, ведь именно он приводит к расходимости в функциях распределения концентрации и тока [1, 3,4, 25].

В нашем случае для ансамбля  $M$  источников суммарная проекция анизотропии на каждую ось  $x, y, z$  вычислялась как сумма вкладов и от случайных и от близких источников из Приложения I:

$$A_x = \sum_{i=1, M} (3 \cdot D/c) \frac{\partial N_i}{\partial x} / \sum_{i=1, M} N_i \quad (2)$$

Амплитуда и направление вычислялись по значениям  $A_x, A_y, A_z$  в галактических (долгота и широта) и экваториальных координатах (прямое восхождение, склонение) координатах. Амплитуда и направление анизотропии в каждом энергетическом интервале определяется, как правило, одним близким и молодым источником, поэтому зависимости и амплитуды и направления анизотропии от энергии имеют очень нерегулярный, скачкообразный вид [1].

Однако, экспериментальные данные по анизотропии не являются полным аналогом такой анизотропии, поскольку невозможно с точностью ( $10^{-3}$ ) определить потоки частиц по всем направлениям из-за искажающего влияния земной атмосферы для экспериментов с ШАЛ и грунта, и атмосферы для мюонных экспериментов [12-16]. Но можно фиксировать направление в земных горизонтальных координатах, и следить изменение интенсивности счета в течение звездных суток, что исключает искажающие факторы. Поэтому в экспериментах [12-16] обычно осуществляется гармонический анализ интенсивности потока от звездного времени  $t$ :  $I = I_0 + A \cos(t - \phi_n)$ . Здесь при вращении небесной сферы для данного направления телескопа в земной горизонтальной системе оказывается фиксированной траектория с постоянным эффективным склонением  $\delta$  в экваториальной системе координат и изменяющимися значениями прямого восхождения  $\alpha$ .

В последние годы у в ряде крупных коллабораций: Супер-Камиоканде [14], Тибет [15], Милагро [16] появились более детальные данные по анизотропии: были измерены “двумерные вариации” потоков КЛ в зависимости от звездного времени при фиксированных значениях  $\delta$  в поясах с  $\Delta\delta = 10^\circ$  в интервале от  $\delta = -50^\circ$  до  $\delta = +90^\circ$  в эксперименте Суперкамиоканде [14];  $\delta = -15^\circ$  до  $\delta = +65^\circ$  в эксперименте Тибет [15];  $\delta = -80^\circ$  до  $\delta = +80^\circ$  в эксперименте Милагро [16]. Величина вариации  $\epsilon(\alpha, \delta)$  потока в зависимости от звездного времени вычислялась как отклонение потока мюонов, приходящих из точки небесной сферы с координатами  $(\alpha, \delta)$  от среднего потока при фиксированном значении  $\delta$ .

$$\epsilon(\alpha, \delta) = (n(\alpha, \delta) - \langle n(\delta) \rangle) / \langle n(\delta) \rangle \quad (3)$$

Как указывают сами авторы [14], этот метод не позволяет изучать вариации интенсивности КЛ вдоль галактического меридиана. Но априори такой подход представляется гораздо более полным, чем усредненная по склонениям анизотропия. Поэтому в расчетах мы имитировали процедуру измерения “двумерной” анизотропии в эксперименте, фиксируя ячейку с координатами  $\alpha_k, \delta_k$  и вычисляя проекцию градиента концентрации  $i$ -ого источника на это направление, а затем суммировали эти вклады, усредняли по  $\alpha_i$  в кругах фиксированного склонения, находили отклонение от среднего по формуле (3), строили синусоиду зависимости от звездного времени при фиксированном склонении и находили величину амплитуды  $A_\delta$  анизотропии и величину фазы  $\alpha_\delta$  при заданном значении  $\delta_k$ . Отметим следующие важные общие закономерности, которые мы наблюдаем для всех вариантов расчета, независимо от энергии, от набора источников космических лучей, параметров анизотропии.

Во-первых, величина анизотропии максимальна вдоль небесного экватора  $\delta_k = 0$ . При измерении на более высоких широтах амплитуда анизотропии уменьшается  $\sim \cos \delta$  и вблизи полюсов становится равной 0.

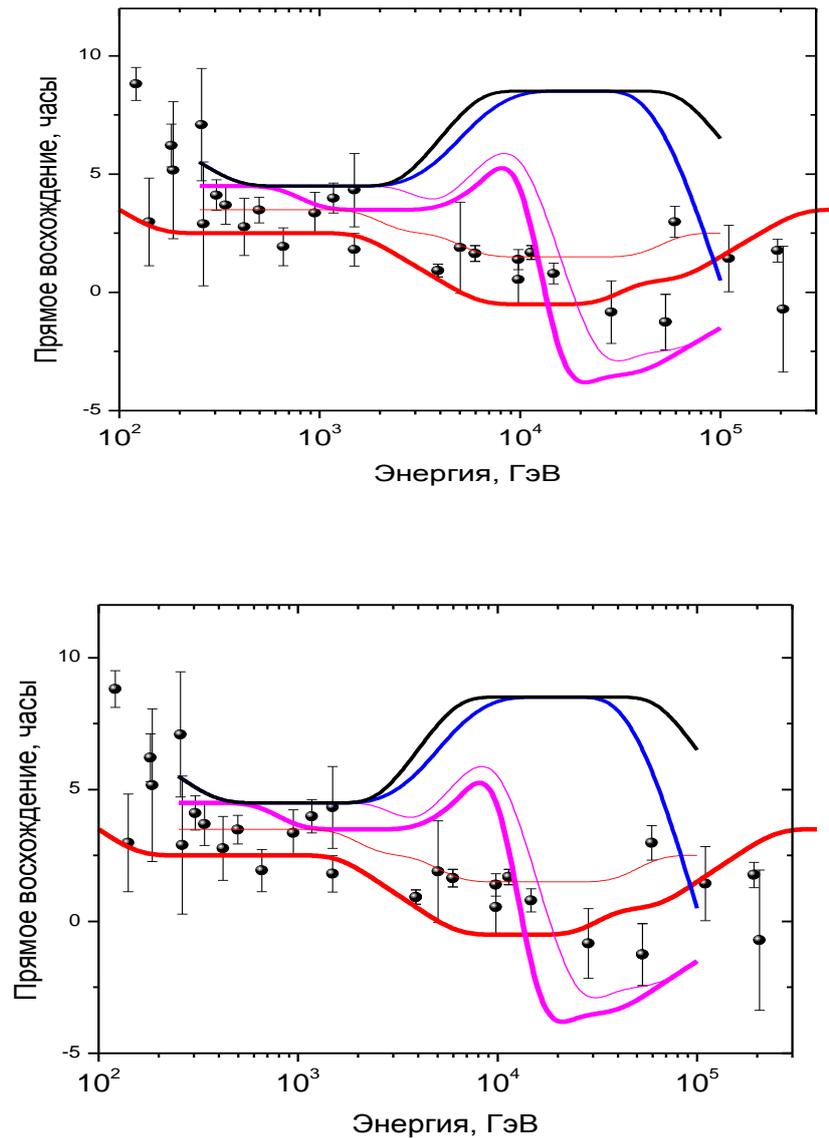
Во-вторых, максимум синусоиды на каждом склонении находится при одном и том же значении  $\alpha_{\max}$  для всех широт, поэтому можно лишь определить прямое восхождение анизотропии, но невозможно определить истинное значение склонения источника.

В-третьих, при таком методе расчета для всех вариантов мы наблюдаем чистую синусоиду, в которой минимум отстоит от максимума ровно на 12 часов.

Выводы, сделанные нами, подтвердили утверждения, сделанные ранее Баксанской группой [12-13] об имитировании максимума анизотропии на склонении  $\delta = 0$ .

Наши расчеты также показывают, что исходя из предположения, что основные источники расположены в диске Галактики, можно ожидать, что наиболее вероятный максимум анизотропии должен приходиться на  $\alpha \sim 3$ -7 часов (это направление в сторону рукава Ориона) или на 18-22 часа (направление приблизительно в сторону центра Галактики), а минимум на 12-13 часов. Какое из этих направлений превалирует, зависит от общего распределения источников вдоль радиуса и от расположения ближайших рукавов. При этом амплитуда анизотропии должна быть максимальна при положении телескопа в направлении  $\delta_k = 0$ . Кроме того, мы получили, что тогда как экспериментально

измеренная волна интенсивности КЛ не описывается чистой синусоидой, в расчетах всегда получается такая синусоида.



**Рис. 1.** Энергетические зависимости расчетной амплитуды анизотропии (верхний рисунок) и прямого восхождения (нижний рисунок) в сравнении с компиляцией экспериментальных данных из работы [15]. Варианты расчетов: красная толстая линия – фон без близких источников, тонкая красная линия – тоже самое, но с учетом эффекта Комптона-Геттинга. Толстая черная линия – с учетом всех близких источников. Толстая синяя линия с учетом близких источников, но вклад Vela-X=0.5, розовая толстая линия – вклад Vela X=0.2. Тонкие линии – тоже с учетом эффекта К-Г и усреднения по энергии.

Итоговые расчетные данные амплитуды и фазы анизотропии для экваториальной плоскости наблюдения ( $\delta=0$ ), с учетом эффекта Комптона-Геттинга (К-Г) и процедуры усреднения по энергии в сравнении с компиляцией из работы [15] приведены на рис. 1. Это вариант расчета для слабо растущего коэффициента диффузии  $D \sim E^{0.3}$ , и варианта рукавной структуры [5], дающей фоновое излучение на анти-центр. Лучше всего по амплитуде и фазе с экспериментом согласуется вариант без близких источников (красная толстая линия, а с учетом эффекта К-Г – тонкая красная линия). Вариант с близкими источниками, но с уменьшенным в 5 раз по сравнению со средней сверхновой вкладом пульсара Vela X (розовая толстая линия и розовая тонкая линия - с учетом эффекта К-Г также не сильно противоречит эксперименту. Такое допущение совершенно обосновано, т.к. в эксперименте HESS основное ТэВ-ное излучение зарегистрировано из центральной части, из внешней оболочки, выраженной очень слабо, интенсивность излучения в несколько раз ниже [20].

Последний вариант в первом приближении и по амплитуде и по фазе согласуется с экспериментом до нескольких десятков ТэВ, в области около 100 ТэВ расчетная амплитуда превышает экспериментальную. Здесь надо сказать, что в расчете мы не вводили ограничения на максимальную

энергию ускорения в остатках сверхновых, тогда как, скорее всего, существует значительный разброс по этому параметру.

## 4 Спектры электронов КЛ

Далее мы посчитали спектры электронов в тех же предположениях, что и анизотропию протонов – подробно вариант расчета изложен в параллельной статье [5]. В целом спектры электронов неплохо описываются, если формально использовать набор близких источников из Приложения, однако, если учесть ограничения, накладываемые на Vela X из данных по анизотропии, то расчетные спектры оказываются при высоких энергиях несколько ниже расчетных, что позволяет рассмотреть избыток излучения из магнитосфер пульсаров, который обсуждается в параллельной статье [5].

## Дискуссия

В настоящей работе и в параллельной статье [5] проведен расчет спектров электронов КЛ и анизотропии протонов КЛ, учитывающий статистический ансамбль далеких и старых источников и реальные близкие и молодые оболочки сверхновых, пульсарные туманности и гамма-пульсары. Делая предположение, что электроны ускоряются на фронтах ударных волн тех же оболочек сверхновых, где генерируются протоны КЛ, и интенсивность излучения в среднем в реальных источниках, такая же как в далеких источниках по всей Галактике, мы показали, что в первом приближении такая модель с реальными источниками из Приложения I может воспроизвести и спектры электронов и анизотропию КЛ. Не возникает необходимости введения дополнительных коэффициентов, учитывающих соотношение двух групп - случайных и реальных - источников. Не получено указаний на наличие каких-то близких неидентифицированных источников. Однако необходимо предположить, что Vela X оболочка производит в несколько раз меньше КЛ, чем средняя оболочка в Галактике, что не противоречит данным эксперимента HESS, в котором основное ТэВ-ное излучение зарегистрировано из центральной части, тогда как из внешней оболочки, выраженной очень слабо, интенсивность излучения в несколько раз ниже [20].

Впервые в нашем расчете для сравнения с экспериментом учитывается экспериментальная процедура измерения анизотропии и доказана правота авторов Баксанской группы [12,13] о неэффективности измерения “двумерной анизотропии” при различных склонениях. Показано, что полученный в ряде работ [14-16] результат, что существует избыток потока в направлении на созвездие Телец является скорее всего результатом метода измерения анизотропии. В рамках нашего расчета всегда наблюдается чисто синусоидальный закон зависимости темпа счета от звездного времени для всех вариантов расчета, тогда как в экспериментах [14-16] зависимость отличается от синусоидальной. Этот эффект требует дальнейшего исследования, также как и амплитуда и фаза анизотропии при энергии выше 60 ТэВ.

Проведенный расчет спектров электронов в тех же предположениях, что и анизотропии протонов, показал, что не исключено, что в области энергий около ТэВ начинает проявляться электрон-позитронное излучение из магнитосфер пульсаров (подробно изложено в [5]).

## Список литературы

- [1] V.S. Ptuskin, F.C. Jones, E.S. Seo, R. Sina. Adv. In Sp. Research (2005) Effect of random nature of cosmic ray sources – Supernova remnants on cosmic ray intensity fluctuations, anisotropy, and electron energy spectrum. ; Березинский В.С. и др. Астрофизика космических лучей. Изд. Наука. 1990 г.
- [2] Horns D. The Very High Energy Gamma-Ray Sky. astro-ph/0808.3744v2
- [3] Lee, M.A. A statistical theory of cosmic ray propagation from discrete galactic sources. ApJ 229, 424–431, 1979. 298
- [4] Lagutin, A.A., Nikulin, Y.A. Fluctuations and anisotropy of cosmic rays in the Galaxy. JETP 81, 825–830, 1995.;
- [5] Стрельникова О.Н. и др. Влияние близких источников на спектры электронов и позитронов. Настоящий сборник. PCR\_41.
- [6] A.A. Abdo et al. 2009 [Fermi collaboration], Phys. Rev. Lett. 102, (2009) 181101.
- [7] D. Grasso. On possible interpretations of the high energy electron-positron spectrum measured by the Fermi Large Area Telescope astro-ph/0905.0636v3
- [8] Chang et al. [ATIC Collaboration], Nature 456 (2008) 362.
- [9] F. Aharonian et al. [H.E.S.S. Collaboration], Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 261104.

- [10] F. Aharonian et al. [H.E.S.S. Collaboration], astro-ph/0905.0105 (2009)
- [11] O. Adriani et al. [PAMELA Collaboration], Nature 458 (2009b) 607.
- [12] Kozyarivsky V.A., Lidvansky A.S. et al. Mean Diurnal Variations of Cosmic Ray Intensity as Measured by Andyrchi Air Shower Array and Baksan Underground Scintillation Telescope, astro-ph/0406059, 2004.
- [13] Козьяревский В. А., Лидванский А. С. К вопросу о величине и направлении анизотропии галактических космических лучей. ПАЖ, 2008, том 34, №2, с. 131–135.
- [14] G. Guillian et al. ( Super-Kamiokande Collaboration) Observation of the Anisotropy of 10 TeV Primary Cosmic Ray Nuclei Flux with the Super-Kamiokande-I Detector. astro-ph/0508468v4, 2008.
- [15] Amenomori M et. Al. Tibet AS $\gamma$  Collaboration. Large-Scale Sidereal Anisotropy of Galactic Cosmic-Ray Intensity Observed by the Tibet Air Shower Array. Astro-ph/ 0505114v1. 2005.
- [16]. B.E. Kolterman for the Milagro Collaboration, A Harmonic Analysis of the Large Scale Cosmic Ray Anisotropy, 30<sup>th</sup> Intern. Cosm. Ray Conf., Merida, Mexico, 2007, icrc0722.
- [17] D. A. Green. A revised Galactic supernova remnant catalogue. astro-ph/0905.3699v2  
http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/
- [18] G. Case and Bhattacharya. Revising the galactic supernova remnant distribution. A&A Supplement. Ser.120, p.437.
- [19] O. Kargaltsev and G. G. Pavlov. Pulsar Wind Nebulae in the Chandra Era. Astro-ph/0801.2602v2.
- [20] H.E.S.S. home page. http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/home/sources
- [21]. A. Abdo et al (Fermi collaboration).The First Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars. Astro-ph/0910.1608v1
- [22] Gendelev L. The Contribution of Fermi Gamma-Ray Pulsars to the local Flux of Cosmic-Ray Electrons and Positrons. Astro-ph 1001.4540v1
- [23] R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh and M. Hobbs. The ATNF Pulsar Catalogue. astro-ph/0412641v1
- [24] W. Strong, I. V. Moskalenko and V. S. Ptuskin, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 57 (2007) 285

## Приложение I. Используемый набор потенциальных источников КЛ

**Таблица 1.** Используемый набор источников. Колонки: 1-номер, 2-каталоги, где указан источник (S-сверхновые, W- PWN, H- HESS, F- Fermi гамма-пульсары, P-ATNF), L – Галактическая долгота, В-широта, 5-прямое восхождение, 6-клонение, 7- min расстояние, 8- max расстояние, 9- возраст, 10- имя.

Но мер	HSWFP	L град.	В град.	$\alpha$ часы	$\delta$ град.	Dmn кпс	Dmx кпс	T клет	Name
9	_SW__	65.3	5.7	19.6	31.3	0.8	1.5	20.	G65.3+5.7
10	_SW__	65.7	1.2	19.9	29.4	1.5	1.5	0.	DA495
12	_S__	74.0	-8.5	20.8	30.4	0.44	0.77	20.	Cygn Loop
13	_S_F_	78.2	2.10	20.4	40.4	1.5	2.0	7.	DR4
14	_S__	89.0	4.7	20.8	50.7	0.8	0.8	19.	HB21
16	_S__	93.7	-0.2	21.5	50.8	1.5	1.5	120.	CTB104,DA551
17	_SWFP	106.3	27	22.5	60.8	0.8	3.1	10.	Boomerang
19	_S_P	114.3	0.3	23.6	61.9	0.7	2.47	7.7	G114.3+0.3
22	_SWF_	119.5	10.2	0.1	72.8	1.4	1.4	14.	CTA
24	_S__	127.1	0.5	1.5	63.1	1.2	1.2	0.	R5
27	_S__	160.9	2.6	5.0	46.2	0.8	1.2	6.6	HB9
28	_SW_P	180.0	-1.7	5.7	28.0	0.8	1.5	4.6	S147
30	_SW__	189.1	3.0	6.3	22.5	1.5	1.5	20.	IC443, 3C157
33	HSWFP	263.9	-3.3	8.6	-45.8	0.29	0.32	11.0	Vela X
34	HSWF_	266.2	-1.2	8.9	-46.3	1.3	1.3	10.	Vela Jun.
41	HWFP	343.1	-2.3	17.1	-44.3	1.4	2.0	18.	FermiG343.1
42	HS__	347.3	-0.5	17.2	-39.8	1.0	1.3	1.6	J1713-3946
43	H__	353.6	-0.7	17.5	-34.7	0.8	3.2	27.	HESSG353.6
45	__P	49.1	0.87	19.3	14.8	1.4	1.4	88.	PSRB1916
48	__FP	201.1	8.26	7.0	14.2	0.29	0.29	110.	Monogem
51	__W__	291.0	-0.11	11.2	-67.	1.0	1.0	0.	PWNG291.02-0.11
63	__FP	201.2	0.5	6.5	10.7	0.75	3.62	44.	J0631+1036
70	__WF__	7.4	-2.0	18.2	-23.5	1.7	2.7	68.	J1809-2332
72	H_F_	80.2	1.0	20.5	41.4	1.6	3.6	120.	J2032+4127