

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЧАСТИЦ И КОСМОЛОГИИ
БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«РОЖДЕНИЕ НЕЙТРИНО И ГАММА-КВАНТОВ ВО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С
ОКОЛОГАЛАКТИЧЕСКИМ ГАЗОМ»**

Выполнил студент

443 группы

Мартыненко Н.С.

подпись студента

Научный руководитель:

д-р физ.-мат. наук Троицкий С.В.

подпись научного руководителя

Допущена к защите

Зав.кафедрой _____

подпись зав. кафедрой

Москва

2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
I ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ	6
I.1 Общий обзор	6
I.2 Плотность околосгалактического газа	7
I.3 Диффузионный профиль первичных космических лучей	8
I.4 Недиффузионный профиль первичных космических лучей	10
I.5 Потоки вторичных частиц	11
II ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ	13
II.1 Диффузионный профиль первичных космических лучей	13
II.2 Недиффузионный профиль первичных космических лучей	14
II.3 Потоки вторичных частиц	17
II.4 Результаты	18
III ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ	20
III.1 Потоки вторичных космических лучей	20
III.2 Энергетические оценки	26
III.3 Пространственное распределение источника	28
III.4 Оценка вклада других галактик	31
IV ВЫВОДЫ	33
V ЗАКЛЮЧЕНИЕ	34
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	36

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день экспериментами надежно установлено существование астрофизических нейтрино высоких энергий (порядка $10^{(4...6)}$ GeV, см. [1–4]). Вместе с тем, исчерпывающее теоретическое обоснование их происхождения, которое бы удовлетворительно воспроизводило данные наблюдений, на данный момент еще не найдено. Существует ряд моделей, которые претендуют на то, чтобы объяснить — полностью или частично — наблюдаемый поток высокоэнергетичных астрофизических нейтрино (см. по этому поводу обзор [5] и ссылки там).

Предметом настоящей работы является один из видов таких моделей. В нем предлагается рассматривать в качестве производителей высокоэнергетичных нейтрино (и других частиц, в частности гамма-квантов) взаимодействия космических лучей (КЛ) с околосгалактическим газом (ОГ) в гало Млечного Пути (МП) — резервуаром разреженного вещества на расстояниях в пределах вириального радиуса Галактики, то есть порядка (200...300) крс от центра.

До недавнего времени консенсуально предполагалось, что КЛ оказываются в гало там в результате диффузии из области диска МП, где, в свою очередь, расположены их предполагаемые источники [6–9]. Недостатками данного подхода, однако, оставались значительные неопределенности в параметрах источников (мощности, характере эволюции, пространственной структуре), и, что еще более существенно, — в профиле плотности ОГ, от которого сильно зависит количество рожденных во взаимодействиях частиц, и следовательно наблюдаемый их поток. В наиболее свежем из известных автору результате с этой моделью [9] показано, что при сценарии с диффузионным распространением КЛ их взаимодействие с ОГ способно объяснить лишь малую долю (порядка 1%) наблюдаемого потока астрофизических нейтрино высоких энергий.

В недавней работе [10], однако, обнаружены указания на несостоятельность модели диффузии. Авторы утверждают, что диффузионное распространение

КЛ вступает в противоречие с наблюдениями гамма-излучения от гало соседней с МП галактики Андромеды (далее М31), снятыми космическим телескопом Fermi (следует отметить высокий уровень неопределенностей измерений в этих данных, связанный в частности с тем, что диск МП загораживает примерно половину гало М31). В этой же работе они приводят ряд численных оценок в отрыве от модели диффузии, на основе которых утверждают, что взаимодействием КЛ с ОГ можно объяснить практически весь наблюдаемый поток астрофизических нейтрино. Эти оценки, вместе с тем, сильно зависят от довольно приблизительно оцениваемых авторами плотности ОГ, размеров гало, а также весьма плохо известной полной энергии всех КЛ высоких энергий в гало.

Таким образом, к настоящему времени мы имеем актуальную проблему, значимую с фундаментальной точки зрения: два наиболее свежих результата по обсуждаемой теме основываются на исключаящих друг друга моделях распространения КЛ и дают прогнозы, отличающиеся в ~ 100 раз.

Целью данной работы является детальный анализ причин этого противоречия и уточнение результатов обеих публикаций. В частности, одна из основных задач — обновить количественные оценки с учетом более свежего профиля плотности ОГ, полученного при участии автора на основе самосогласованного анализа двух независимых типов астрофизических наблюдений [11]. Используя это распределение плотности, планируется вычислить и сравнить потоки высокоэнергетичных нейтрино и гамма-квантов от взаимодействия КЛ с ОГ в модели с участием и без участия диффузии. Другая немаловажная задача — обеспечить при этом согласованность закладываемых в модель параметров и полученных результатов с известными на сегодняшний день наблюдениями.

В качестве метода исследования используются аналитические и компьютерные вычисления, в частности с использованием программы [12] и собственного кода автора.

Дальнейшая структура работы выглядит следующим образом. В главе I составляется и обсуждается физическая модель, которая описывает рождение аст-

рофизических нейтрино и гамма-квантов высоких энергий во взаимодействиях КЛ с ОГ с диффузионным распространением первых в гало и без такового. В главе II по физической модели строится модель для компьютерных вычислений и кратко презентуются ее результаты. В главе III приводится подробное обсуждение результатов, в том числе дается анализ самосогласованности модели и делается оценка сопутствующих неопределенностей. Наконец, в главах IV и V представляются окончательные выводы по итогам проделанной работы.

I. ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной главе строится и обсуждается физическая модель, в рамках которой описывается распространение КЛ в гало МП и взаимодействие их с ОГ с последующим рождением вторичных частиц.

I.1 Общий обзор

Сделаем ряд договоренностей, которых в дальнейшем по умолчанию будем придерживаться в нашей модели.

Во-первых, поскольку интересующий нас регион — гало МП, которое с хорошей степенью точности обладает сферической симметрией, будем проделывать все вычисления в рамках сферически симметричной относительно центра Галактики модели, пренебрегая более сложной пространственной структурой МП. Говоря о локальном потоке КЛ, мы, таким образом, будем подразумевать соответствующий поток на галактоцентрическом радиусе $r = r_{\odot} \simeq 8.5 \text{ kpc}$ (здесь и далее индексом \odot обозначаются величины, отвечающие Солнцу).

Во-вторых, договоримся вычислять наблюдаемый поток высокоэнергетичных частиц (которые будем называть вторичными КЛ) со стороны гало, обусловленный только взаимодействием протонов первичных КЛ с водородом ОГ (и последующей цепочкой взаимодействий). То есть, иными словами, мы пренебрегаем деталями состава ОГ и первичных КЛ в контексте рождения вторичных КЛ.

В рамках таких договоренностей спектр и пространственный профиль источника вторичных КЛ определяется произведения концентрации газа на спектральную плотность объемной плотности первичных КЛ при данных галактоцентрическом радиусе и энергии (поскольку чем больше высокоэнергетичных протонов и мишеней из ОГ для них — тем пропорционально выше количество рождающихся вторичных КЛ). В нижеследующих разделах обсуждается построение этих двух функций.

I.2 Плотность окологалактического газа

Существует два различных подхода, которые позволяют оценить плотность ОГ. Первый основан на наблюдении спектральных линий (в частности, кислорода) в рентгеновском диапазоне: так можно оценить количество ионов данного типа вдоль луча зрения, и, закладывая предположение об относительном содержании этих ионов (как правило, данная информация описывается металличностью $Z(r)$ — относительной массовой долей всех элементов тяжелее гелия), оценить таким образом полную плотность газа [13, 14]. Второй способ не зависит от предположений о химическом составе газа и основан на наблюдениях спутниковых галактик в гало МП, которые под давлением ОГ теряют собственный газ. Симуляции таких потерь собственного газа позволяют при достаточно хорошо известной кинематике орбиты получить оценку полной плотности ОГ на данном галактоцентрическом радиусе [15–18].

Консенсуально при этом принято параметризовать профиль плотности ОГ следующим образом:

$$n_{\text{CGM}}(r) = n_0 \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{-3\beta/2} \quad (1)$$

Здесь $n_{\text{CGM}}(r)$ — концентрация газа на данном радиусе, n_0 — нормировка, $r_c \sim 1$ кpc — масштабный радиус (мы здесь и далее принимаем $r_c = 3$ кpc), β — параметр наклона.

До недавнего времени в рамках первого подхода было принято полагать $Z(r) = \text{const} = (0.2...0.3)Z_{\odot}$ [13, 14], однако при таком предположении результирующий профиль ОГ оказывался не согласован с результирующим профилем на основе наблюдений за спутниками. Затем в работе [19] было показано, что при замене этого предположения на гипотезу о том, что профиль металличности мимикрирует под профиль плотности (имеет ту же самую функциональную форму) и завышает таким образом его реальный наклон, удастся согласовать результаты двух подходов между собой. Позже в работе [11] был проведен

более детальный самосогласованный анализ двух типов данных и предложен физически мотивированный профиль металличности. Параметры, полученные в последней упомянутой работе, заметно отличаются от более ранних работ, и являются, насколько известно автору, наиболее свежей из многофакторных наблюдательных оценок плотности газа в гало МП. В связи с этим мы далее используем их в настоящей работе.

Важно отметить, что в регионе гало вблизи диска МП результаты [11] в силу специфики фильтрации наблюдательных данных хуже описывают реальный наклон профиля ОГ. В связи с этим, полный профиль ОГ мы выберем в виде кусочно-гладкой функции, которая на больших радиусах совпадает со свежим профилем из [11], а на внутренних радиусах ($r < 30$ кpc) меняет наклон на более резкий, отражая поведение газа из более ранних симуляций [20]. С учетом этого далее мы полагаем:

$$\begin{aligned} n_0 &= 4.54 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}, \beta = 0.337, r \geq 30 \text{ kpc} \\ n_0 &= 4.47 \times 10^{-1} \text{ cm}^{-3}, \beta = 1.000, r < 30 \text{ kpc} \end{aligned} \quad (2)$$

График концентрации ОГ изображен на рисунке 1 (здесь и далее графики строятся с использованием matplotlib, см. [21]).

I.3 Диффузионный профиль первичных космических лучей

В модели диффузии распространение КЛ описывается уравнением (см. [9]):

$$\partial_t j(E, r, t) = D(E) \Delta j(E, r, t) - c \sigma_{pp}(E) n_{\text{CGM}}(r) j(E, r, t) + Q(E, r, t) \quad (3)$$

В этом уравнении $j(E, r, t) = dn_{\text{CR}}/dE$ — спектральная плотность объемной плотности КЛ, $D(E)$ — коэффициент диффузии при данной энергии КЛ, c — скорость света, $\sigma_{pp}(E)$ — сечение протон-протонного взаимодействия (отвечает за исчезновение частиц из состава КЛ вследствие взаимодействия с ОГ, используются данные [22]), $n_{\text{CGM}}(r)$ — концентрация ОГ, $Q(E, r, t)$ — функция источника. Следуя работе [9], мы закладываем для коэффициента диффузии

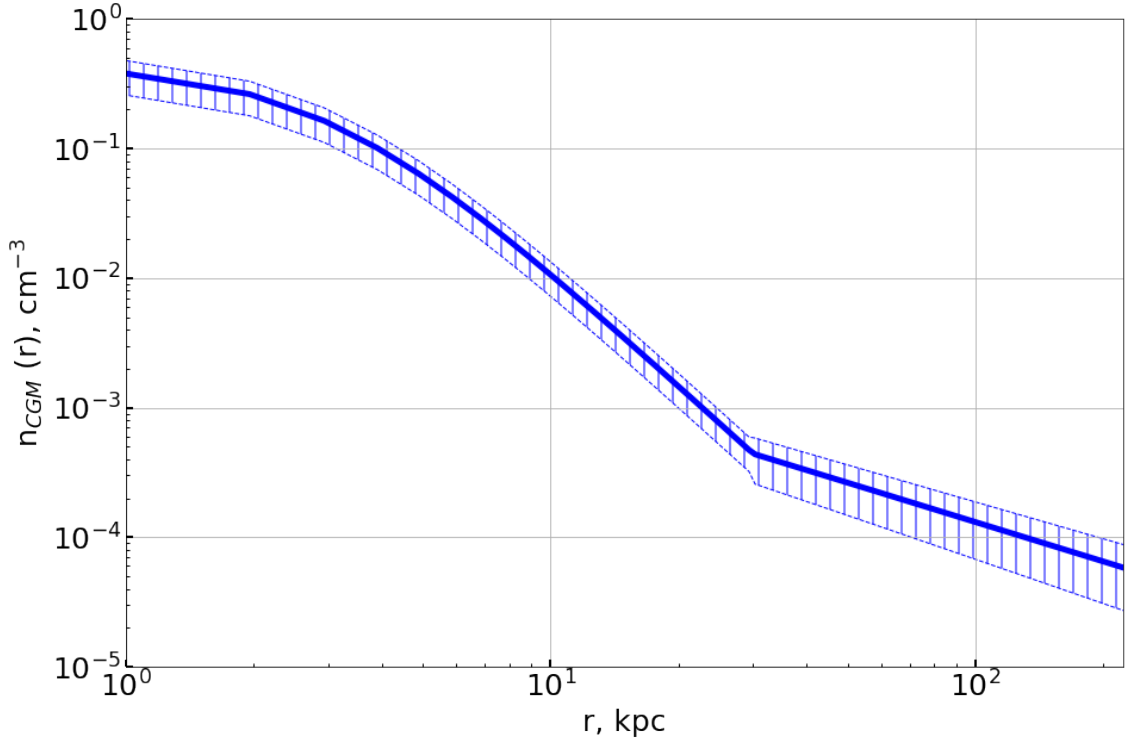


Рис. 1: Профиль концентрации ОГ МП.

Штриховкой показана погрешность. Погрешность наклона на $r < 30$ крс не оценивается.

$D(E) = D_0 \times (E/\text{GeV})^{1/3}$, а для источника — следующую форму:

$$Q(E, r, t) \propto E^{-\alpha} \exp\left(\frac{-E}{E_{\text{cut}}}\right) \theta(r_Q - r) \times \begin{cases} 1 + (t/\text{Gyr}), & t \leq 2 \text{ Gyr} \\ 3, & 2 \text{ Gyr} < t \leq 6 \text{ Gyr} \\ 6 - 0.5(t/\text{Gyr}), & 6 \text{ Gyr} < t \leq 10 \text{ Gyr} \end{cases} \quad (4)$$

Далее мы по умолчанию используем $D_0 = 1.2 \times 10^{29} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, $\alpha = 2$, $E_{\text{cut}} = 10^8 \text{ GeV}$, $r_Q = 15 \text{ крс}$. Такие форма источника и набор параметров одновременно отвечают современным представлениям о величине коэффициента диффузии и эволюции активности МП [20], позволяет сравнивать результаты модели диффузии с недиффузионной моделью за счет спектра источника $\propto E^{-2}$, «обрезают» энергии, на которых должны преобладать внегалактические КЛ за счет экспоненциального загибания на соответствующей энергии, а также позво-

ляют пренебречь детализацией внутренней структуры региона с источниками, заменив ее на кусочно-постоянную эффективную плотность, отличную от нуля в крупной области вокруг диска МП, включающей в том числе пузыри Ферми как потенциальные источники КЛ.

Отметим, что за счет линейности уравнения оно позволяет также не закладывать априорную абсолютную величину мощности источника (вообще говоря, неизвестную) и выбирать нормировку решения, опираясь на наблюдения. Кроме того, зависимость от энергии чисто параметрическая (не перекрывается с зависимостью от времени и радиуса). В работе [9] показано, что такой способ нормировки позволяет также в рамках диффузионной модели сделать результаты слабо зависящими от вариаций коэффициента диффузии D_0 в пределах порядка величины, что также удобно для нашей работы, поскольку данный параметр зависит от плохо ограниченной величины магнитного поля в окологалактической среде.

Естественными дополнительными условиями являются $j(E, r, t)|_{t=0} = 0$, $\partial_r j(E, r, t)|_{r=0} = 0$ — в силу очевидной симметрии $j(+r) = j(-r)$, а также $\lim_{r \rightarrow \infty} j(E, r, t) = 0$ — в силу того, что даже самые высокоэнергетичные КЛ в нашем диапазоне энергий в конечном итоге загибаются слабыми окологалактическими магнитными полями в конечной окрестности Галактики: при характерных полях $B \sim 10^{-(7 \dots 8)}$ Гс (см. [23]) соответствующий ларморовский радиус высокоэнергетичного протона $r_L \simeq cE_{\text{cut}}/eB \sim 10$ крс.

Итого имеем начально-краевую задачу, решением которой является искомая спектральная плотность объемной плотности первичных КЛ (нас интересует современное значение, при $t = 10$ Gyr). Подробности численного решения обсуждаются в следующей главе.

I.4 Недиффузионный профиль первичных космических лучей

В недавней работе [10] приводятся наблюдательные доводы в пользу того, что диффузионная модель распространения первичных КЛ из предыдущего разде-

ла может быть несостоятельна: по оценкам авторов, не удастся воспроизвести с ее помощью соотношения интенсивностей, измеренные для участков М31 [24]. Тем не менее, в рамках нашей модели для расчетов все равно требуется гипотеза о профиле первичных КЛ. В связи с этим мы воспользуемся упомянутыми наблюдениями [24] и построим по их данным спекулятивный профиль концентрации протонов первичных КЛ, который позволит в дальнейшем вычислять потоки вторичных частиц и на качественном уровне сравнивать результаты с диффузионной моделью.

Напомним, что в рамках нашей модели функция источника вторичных КЛ $\propto n_{\text{CGM}}(r)j(E, r)$. Для простоты будем считать, что в недиффузионном случае $j(E, r)$ факторизуется:

$$j(E, r) \propto E^{-\alpha} \exp\left(\frac{-E}{E_{\text{cut}}}\right) \times n_{\text{CR}}(r) \quad (5)$$

Здесь мы по-прежнему полагаем $\alpha = 2$, но изменяем E_{cut} на 2×10^7 GeV, следуя авторам [10], чтобы сделать более корректным последующее сравнение результатов. Таким образом, пространственное распределение функции источника описывается произведением $n_{\text{CGM}}(r)n_{\text{CR}}(r)$.

Сделаем еще одно оценочное допущение: пусть на больших радиусах (в гало) $n_{\text{CGM}}(r)n_{\text{CR}}(r) \propto r^{-a}$. Далее будем подбирать параметр a так, чтобы он отвечал наблюдательным данным по М31, а затем определим профиль концентрации первичных КЛ как $n_{\text{CR}}(r) = \text{const} \times (n_{\text{CGM}}(r) r^a)^{-1}$.

I.5 Потоки вторичных частиц

Потоки вторичных частиц в рамках обсуждаемой модели вычисляются аналогично работе [9]. Из-за нецентрального положения Солнца в Галактике поток отдельно вычисляется вдоль каждого луча зрения. Для этого при известных $n_{\text{CGM}}(r)$, $j(E, r)$ решается уравнение переноса с источником вида:

$$Q(E_k, r) \propto n_{\text{CGM}}(r) \int dE j(E, r) \frac{d\sigma_{pp}}{dE_k}(E, E_k), \quad (6)$$

где k — индекс, обозначающий частицу-продукт, причем используется приближение линейного распространения, неверное для заряженных частиц, чьи траектории сильно искажены магнитными полями. Тем не менее, нас в первую очередь интересует интегральный поток (либо его изотропная часть) незаряженных частиц, поэтому такое приближение оправдано. В случае, когда нас будет интересовать угловое распределение вторичных КЛ, мы будем поступать следующим образом: отдельно вычислять поток гамма-квантов, порождаемых напрямую взаимодействием протонов с ОГ, и отдельно — поток гамма-квантов и других вторичных КЛ, возникающих при взаимодействии вторичных заряженных частиц. Вторую компоненту мы будем усреднять по угловым направлениям в силу искажения траекторий заряженных частиц магнитными полями и складывать с первой.

Помимо протон-протонных взаимодействий, порождающих вторичные частицы, мы вводим в рассмотрение также обратное комптоновское рассеяние и производство гамма-лучами электрон-позитронных пар, чтобы учесть потери энергии на реликтовом излучении в диапазоне $E_\gamma > 10^5$ GeV. Взаимодействие с инфракрасным фоном на изучаемых масштабах расстояний в ~ 100 кpc пренебрежимо мало.

Мы также пренебрегаем эффектами осцилляций, поскольку интересуемся интегральным потоком всех шести типов нейтрино и антинейтрино.

Отметим, наконец, что в силу линейности уравнений мы вновь не обязаны следить за нормировкой источника, а можем нормировать уже готовое решение по выбранным наблюдательным данным, и при необходимости легко отслеживать вклады отдельных пространственных областей источника в конечный ответ, обрезая функцию источника по радиусу соответствующим образом.

II. ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ

В настоящей главе обсуждаются вычислительные детали, связанные с решением сформулированных физических задач. Компьютерные вычисления производятся в Python 3 с использованием библиотек `numpy`, `scipy` [25, 26] и кода [12].

II.1 Диффузионный профиль первичных космических лучей

Как уже было упомянуто выше, в диффузионной модели $j(E, r)$ — это решение уравнения (3), взятое в современный момент времени $t = 10$ Gyr.

Чтобы отыскать решение, сведем задачу к поиску вспомогательной функции $u(E, r, t) = rj(E, r, t)/Q_0$, где Q_0 — нормировка функции источника. Таким образом мы одновременно фиксируем удобную нормировку решения по функции источника и сводим вид уравнения к более простому:

$$\partial_t u(E, r, t) = D(E) \partial_r^2 u(E, r, t) - c\sigma_{pp}(E)n_{\text{CGM}}(r)u(E, r, t) + rQ(E, r, t)/Q_0 \quad (7)$$

Дополнительные условия: $u(E, r, t)|_{t=0} = u(E, r, t)|_{r=0} = \lim_{r \rightarrow \infty} u(E, r, t) = 0$.

Для численного решения введем дискретизацию по каждой из трех осей: логарифмическую по энергии (напомним, что зависимость от энергии чисто параметрическая, при каждой энергии решается свое дифференциальное уравнение — в связи с этим мы опускаем далее связанный с энергией индекс, но везде подразумеваем его) и линейную по радиусу и времени. Получим неявную конечно-разностную схему:

$$\frac{u_i^{m+1} - u_i^m}{\Delta t} = D \frac{u_{i+1}^{m+1} + u_{i-1}^{m+1} - 2u_i^{m+1}}{\Delta r^2} - f_i u_i^{m+1} + q_i^{m+1}, \quad (8)$$

где i — пространственный индекс, m — временной индекс, Δt и Δr — шаги по временной и радиальной координате соответственно, $u_i^m \equiv u(E, r_i, t^m)$, $D \equiv D(E)$, $f_i \equiv c\sigma_{pp}(E)n_{\text{CGM}}(r_i)$, $q_i^m \equiv rQ(E, r_i, t^m)/Q_0$. Здесь мы имеем второй порядок аппроксимации дифференциального оператора по r и первый по t .

Приводя подобные слагаемые, получим уравнение перехода к следующему слою по времени с трехдиагональной матрицей:

$$-u_{i+1}^{m+1} - u_{i-1}^{m+1} + \left(2 + \frac{\Delta r^2}{D} \left(f_i + \frac{1}{\Delta t}\right)\right) u_i^{m+1} = \frac{\Delta r^2}{D} \left(q_i^{m+1} + \frac{u_i^m}{\Delta t}\right) \quad (9)$$

Используя начальное и граничные условия, получаем $u_i^0 = u_0^m = u_{i_{\max}}^m = 0$. Это уравнение решается далее с помощью стандартного алгоритма прогонки: вводятся на данном временном слое коэффициенты ρ_i , λ_i , связывающие линейно значения функции в соседних узлах по r :

$$u_i = \rho_i u_{i+1} + \lambda_i \quad (10)$$

Подстановкой в уравнение (9) и из граничного условия легко установить рекурсивные формулы:

$$\begin{aligned} \rho_i &= \left(2 + \frac{\Delta r^2}{D} \left(f_i + \frac{1}{\Delta t}\right) - \rho_{i-1}\right)^{-1}, \quad \rho_0 = 0 \\ \lambda_i &= \left(\frac{\Delta r^2}{D} \left(q_i^{m+1} + \frac{u_i^m}{\Delta t}\right) + \lambda_{i-1}\right) \left(2 + \frac{\Delta r^2}{D} \left(f_i + \frac{1}{\Delta t}\right) - \rho_{i-1}\right)^{-1}, \quad \lambda_0 = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

При компьютерных вычислениях на данном временном слое сначала последовательно определяется весь набор ρ_i , λ_i от начального до конечного по i значения, а затем на обратном ходу определяются значения сеточной функции (исходя из $u_{i_{\max}}^m = 0$).

Итоговая концентрация первичных КЛ ($n_{\text{CR}}(r) = \int dE j(E, r)$) в единицах локальной концентрации, полученная численно для сетки $N_E \times N_r \times N_t = 256 \times 1024 \times 256$ и внешних границ $r_{\max} = 1000$ кpc, $E_{\max} = 10^{10}$ GeV приведена на рисунке 2.

II.2 Недиффузионный профиль первичных космических лучей

Обсудим теперь построение недиффузионного профиля первичных КЛ.

В работе [24] приведены измеренные космическим телескопом Fermi значения интенсивности (в единицах $\text{ph s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$), для пяти видимых регионов

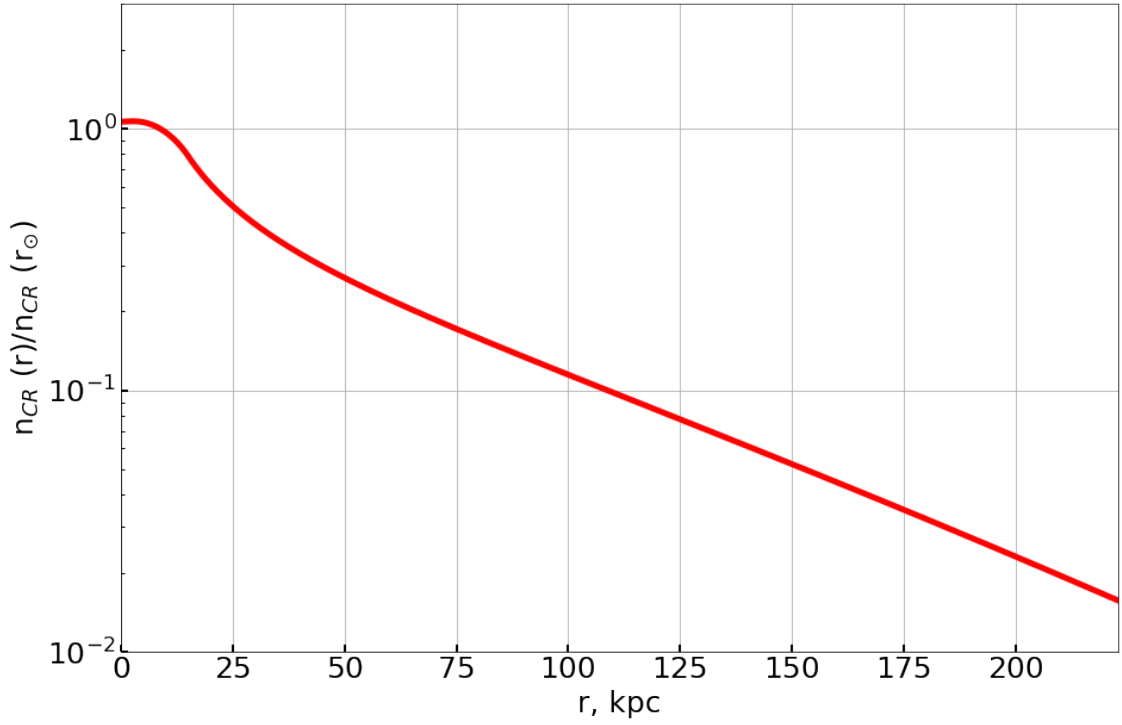


Рис. 2: Профиль плотности первичных КЛ в рамках модели диффузии.

М31: центральной области (в пределах ~ 5 крс), а также северной и южной половины (в Галактических угловых координатах) промежуточного (до ~ 100 крс) и внешнего (от ~ 100 до ~ 200 крс) гало. В дальнейшем нас будут интересовать только два южных региона гало, поскольку центральная область загрязнена вкладом от диска и ядра М31, а северная часть гало перекрывается для телескопа полосой МП на переднем плане и потому также наверняка зашумлена (об этом свидетельствует также большое различие в спектрах той и другой половин гало, см. текст оригинальной работы). Мы в связи с этим далее полагаем, что истинные значения интенсивности промежуточной и внешней области гало равны удвоенным значениям интенсивности их южных половин.

В контексте нашей модели интенсивность от соответствующих участков пропорциональны интегралу r^{-a} , взятому по области гало М31, ограниченной соответствующими угловыми координатами (см. рисунок 3). Обозначая за ξ координату вдоль луча зрения (в единицах внешней границы гало, за которую мы

в дальнейшем условимся принимать вириальный радиус R_{vir} , который далее условимся оценочно считать одинаковым для МП и М31 в рамках точности нашего приближения и равным 223 крс — по оценке для МП, см. [27]), а за η — координату перпендикулярно лучу зрения в тех же единицах, получим:

$$\begin{aligned}
 I(\eta_{in}, \eta_{out}|a) &= 2I_0 \times \frac{1}{\eta_{out}^2 - \eta_{in}^2} \int_{\eta_{in}}^{\eta_{out}} d\eta \, \eta^2 \int_0^{\sqrt{1-\eta^2}} d\xi \, (\xi^2 + \eta^2)^{-a/2} = \\
 &= 2I_0 \times \frac{1}{\eta_{out}^2 - \eta_{in}^2} \int_{\eta_{in}}^{\eta_{out}} d\eta \, \eta^{2-a} \sqrt{1-\eta^2} \, {}_2F_1\left(\frac{1}{2}, \frac{a}{2}, \frac{3}{2}, 1 - \frac{1}{\eta^2}\right),
 \end{aligned} \tag{12}$$

где ${}_2F_1$ — гипергеометрическая функция. Используя последнюю форму одномерного интеграла по отрезку, значения $I(\eta_{in}, \eta_{out}|a)$ легко отыскать численно.

С целью получить параметр a из наблюдений мы далее рассматриваем отношение двух интенсивностей: $I(\eta_{in}^{\text{SH}}, \eta_{out}^{\text{SH}}|a) \div I(\eta_{in}^{\text{FOH}} \equiv \eta_{out}^{\text{SH}}, \eta_{out}^{\text{FOH}}|a)$, где индекс SH (Spherical Halo) отвечает промежуточной области гало, а FOH (Far Outer Halo) — внешней. Вычислив соответствующие координаты по видимым угловым размерам и зная экспериментальное значение отношения интенсивностей 1.4 ± 1.0 , мы можем определить параметр a наклона профиля источника (см. рисунок 4).

В дальнейшей работе используется два значения этого параметра: первое дает в точности наблюдаемое отношение интенсивностей 1.4, а второе представляет наибольшее значение a , которое оставляет это отношение в пределах ошибки измерений (соответствующее наименьшее значение не рассматривается, так как в таком случае $a < 0$, что нефизично). Учитывая $n_{\text{CR}}(r) = \text{const} \times (n_{\text{CGM}}(r) r^a)^{-1}$, мы получаем два профиля концентрации первичных КЛ, которые для удобства нормируем на концентрацию в точке r_{\odot} (см. рисунок 5).

Важно отметить, что в данном методе приходится делать искусственное обрезание профилей на нижнем радиусе $r \simeq 5$ крс в силу отсутствия наблюдательных данных по чистому вкладу гало М31 в этой области (измерена только полная интенсивность, включающая вклад диска).

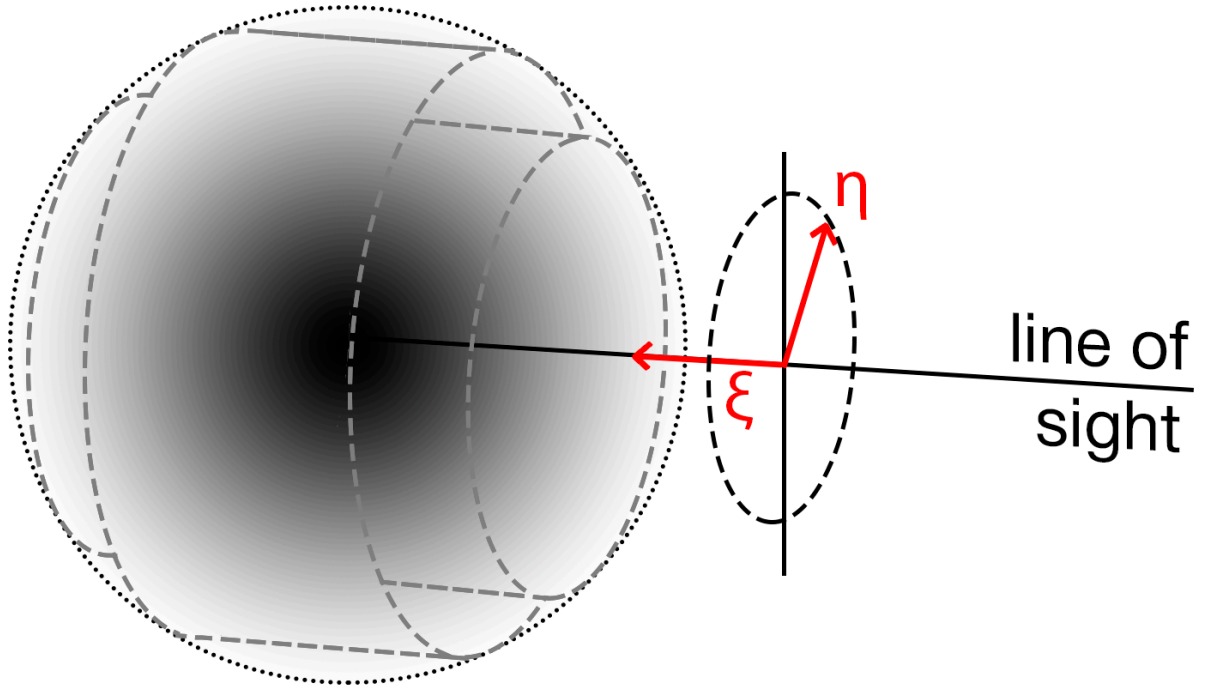


Рис. 3: Схематический чертеж к вычислению интеграла из уравнения (12).

Черной пунктирной линией ограничено гало, оттенками серого схематически показан профиль плотности источника в нем. Серыми штриховыми линиями показаны поверхности, ограничивающие область интегрирования, красным — безразмерные координаты, отражающие расстояние в единицах радиуса гало (для наглядности начало координат смещено относительно центра, в уравнении оно совпадает с центром гало).

II.3 Потоки вторичных частиц

Потоки вторичных частиц в рамках обсужденных в предыдущей главе приближений вычисляются при помощи открытого кода [12]. Программа принимает на вход значения сеточной функции $j(E, r)$ и распределение газа $n_{\text{CGM}}(r)$, после чего численно решает уравнение переноса вдоль заданного набора направлений, используя источник $\propto j(E, r)n_{\text{CGM}}(r)/n_{\text{CGM}}(r_{\odot})$, что делает корректным апостериорную нормировку решений на локальные наблюдения.

Поскольку гало в нашей модели сферически симметрично, достаточно с учетом смещения Солнца относительно центра вычислить поток только из чет-

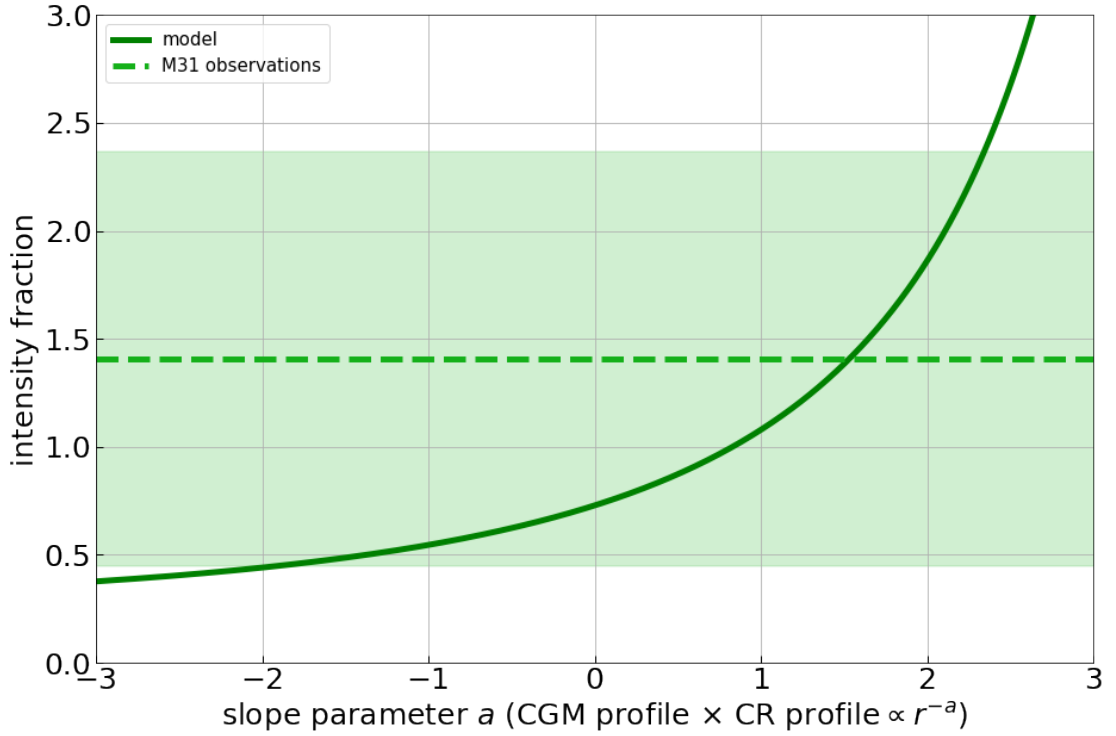


Рис. 4: Сравнение прогноза модели $n_{\text{CGM}}(r)n_{\text{CR}}(r) \propto r^{-a}$ с наблюдениями. Прогноз модели — сплошная линия, наблюдения — штриховая линия, закрашенная область соответствует стандартной ошибке измерений.

верти полного телесного угла: в диапазоне Галактических долгот $0^\circ < l < 180^\circ$ и широт $0^\circ < b < 90^\circ$.

II.4 Результаты

Для нормировки полученного результата мы выделяем направление минимальной плотности потока гамма-излучения, принимаем его за изотропный фон и требуем, чтобы при всех рассматриваемых энергиях модельный фон не превосходил измерения изотропного потока гамма-фона телескопа Fermi [28]. Для проверки самосогласованности мы также привлекаем ряд наблюдений потоков вторичных КЛ [29–33]. Кроме того, мы оцениваем погрешность рассчитанного потока, связанную с неопределенностью профиля плотности газа, как $[\text{rel. err.}] = \int dr \delta n_{\text{CGM}}(r)n_{\text{CR}}(r) \div \int dr n_{\text{CGM}}(r)n_{\text{CR}}(r)$.

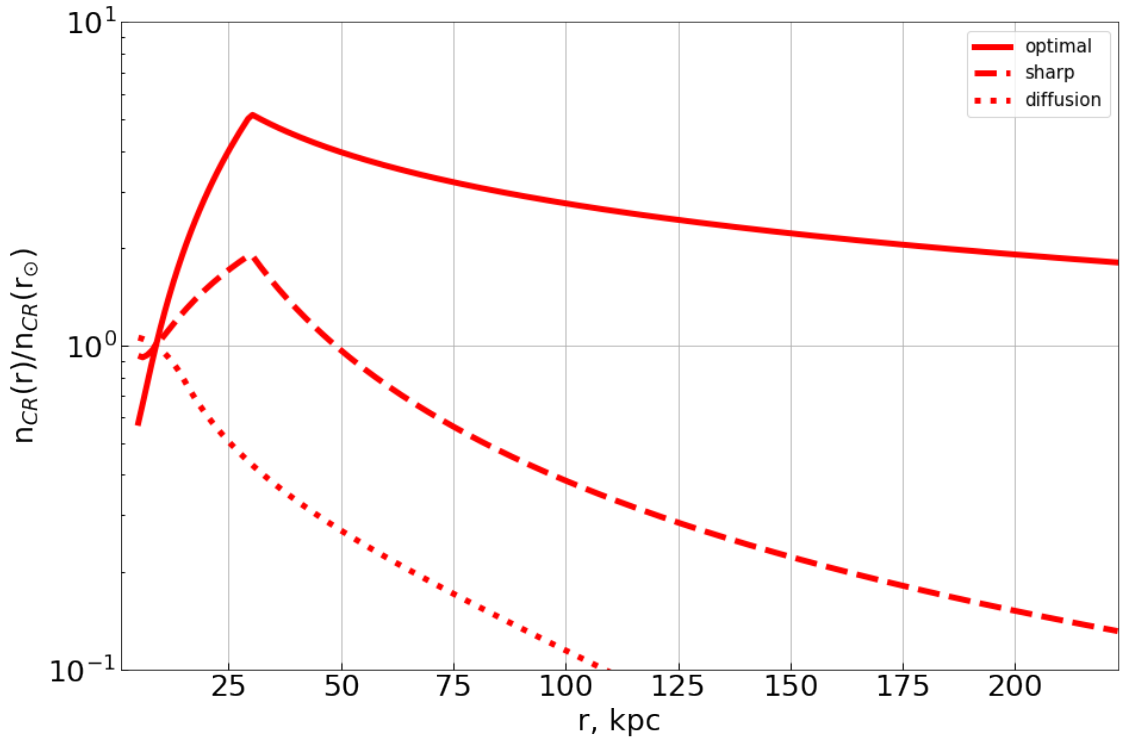


Рис. 5: Профили концентрации КЛ в относительных единицах.

Сплошной линией показан оптимально описывающий наблюдения М31 профиль, $a = 1.5$, штриховой линией — профиль, согласующийся с этими наблюдениями при наибольшем наклоне на больших радиусах, $a = 2.3$. Для сравнения пунктирной линией показан также профиль в рамках модели с диффузией.

Результаты изображены на рисунках 6–9, в частности, на рисунке 6 показана зависимость плотности потока гамма-лучей от направления в Галактических координатах в рамках модели с диффузионным распространением первичных КЛ (в рамках второй модели подобный график лишен смысла из-за внутреннего обрезания профиля плотности первичных КЛ, что значительно влияет на угловое распределение). На рисунках 7–9 изображены спектры вторичных КЛ в моделях с диффузией первичных КЛ и для двух вышеупомянутых спекулятивных бездиффузионных профилей первичных КЛ. Результаты на каждом из графиков сравниваются с наблюдениями (подробнее см. следующую главу).

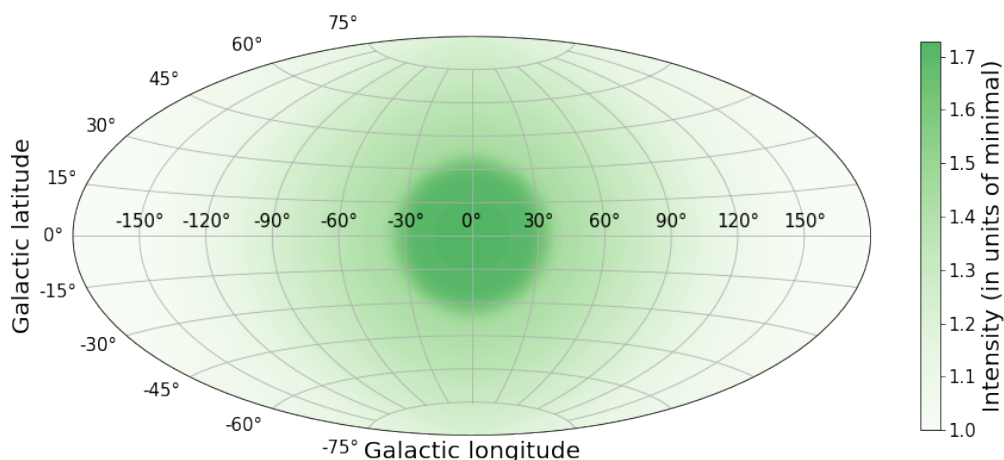


Рис. 6: Распределение интенсивности гамма-излучения по направлениям в модели с диффузией первичных КЛ.

III. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящей главе обсуждаются и сопоставляются результаты, полученные нами ранее.

III.1 Поток вторичных космических лучей

В модели с диффузией (см. рисунок 6) отношение максимальной интенсивности с направления к минимальной составляет $\simeq 1.7$, что покрывается погрешностью результата, вызванной неопределенностью профиля плотности газа (отношение верхнего предела к нижнему $\simeq 1.8$). Важно отметить, что эта погрешность, вообще говоря, недооценена, поскольку мы в рамках работы не учитываем погрешность, унаследованную от параметров спектра первичных КЛ. Таким образом, в рамках точности нашей модели с диффузией первичных КЛ угловое

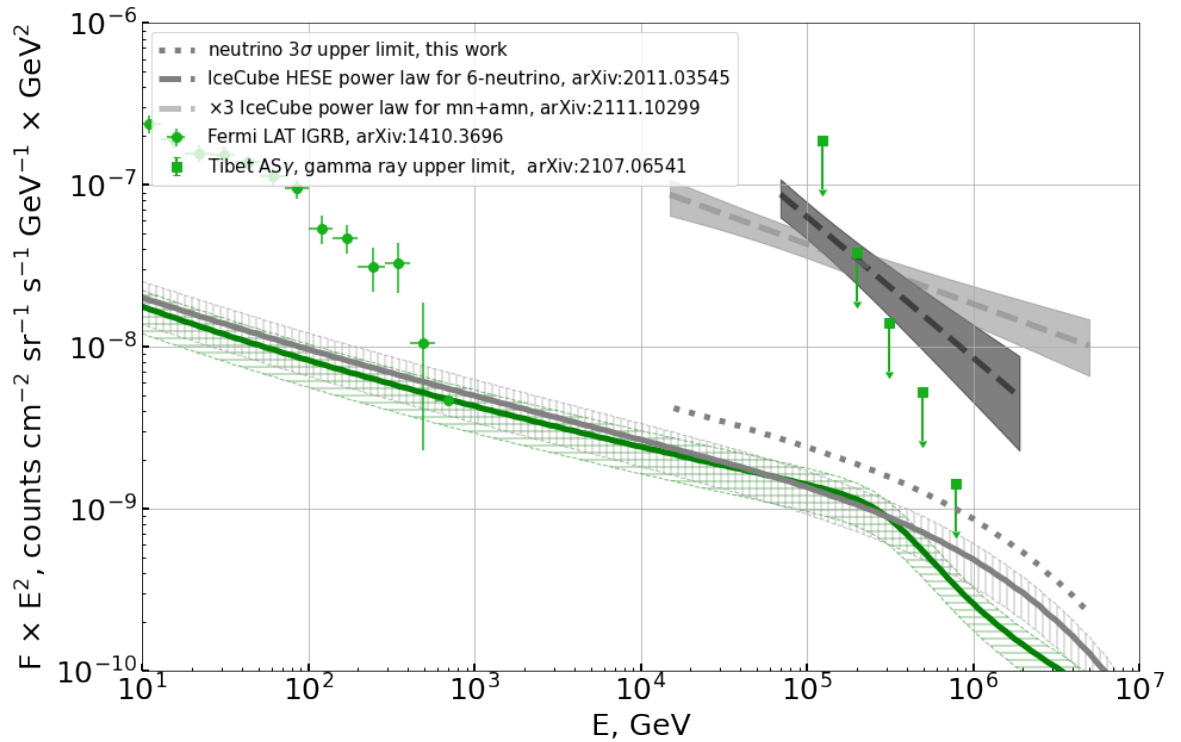
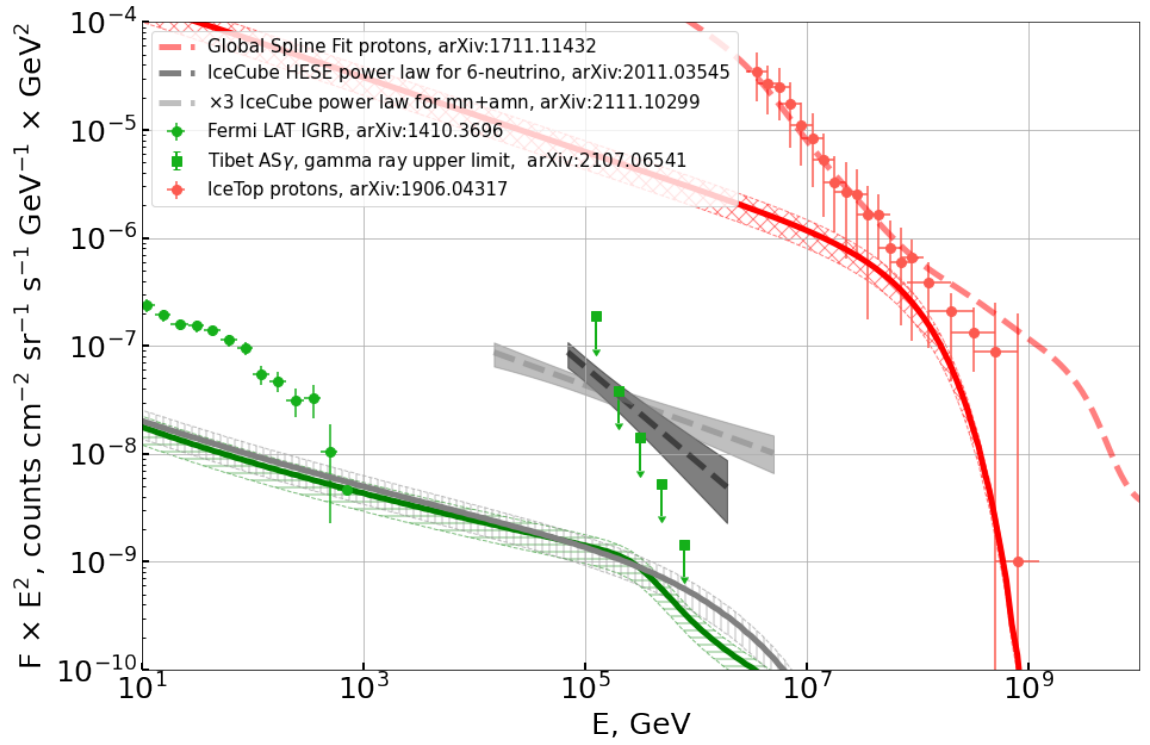


Рис. 7: Спектры вторичных КЛ в модели с диффузией.

Зеленый цвет — γ , серый — ν , красный — p . Сплошными линиями показан наш прогноз и стандартная ошибка. Снизу пунктиром — верхний предел потока нейтрино на уровне 3σ .

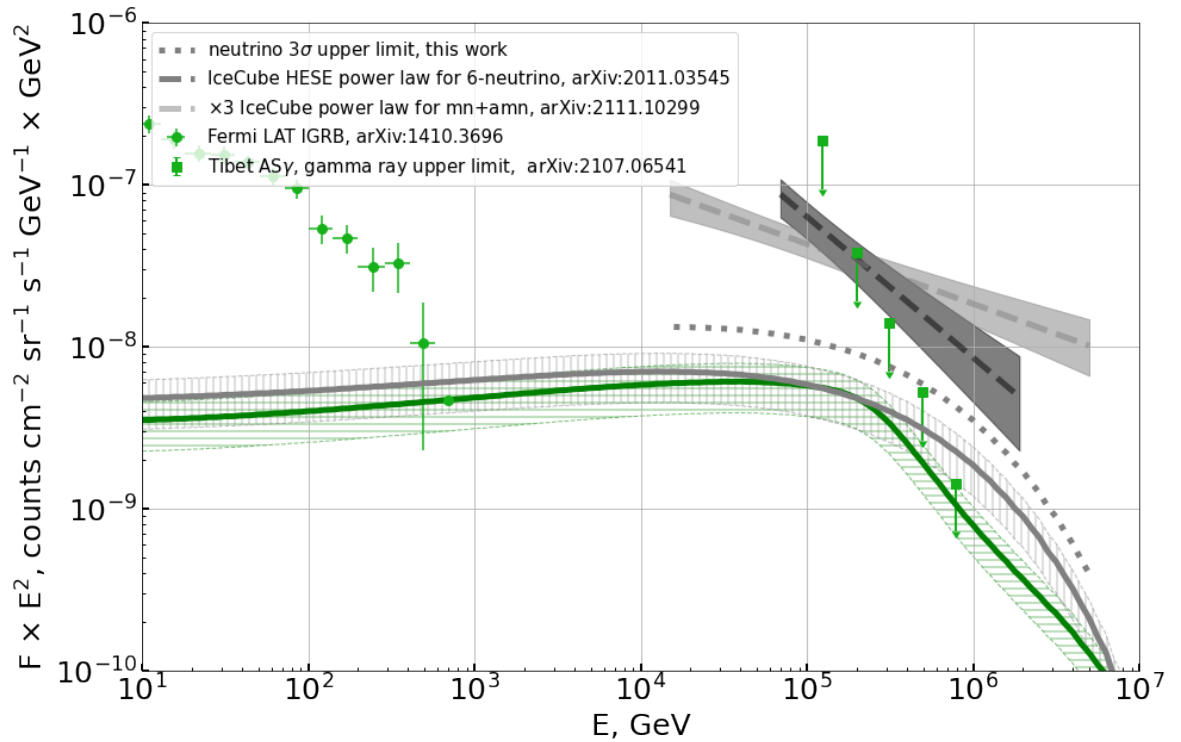
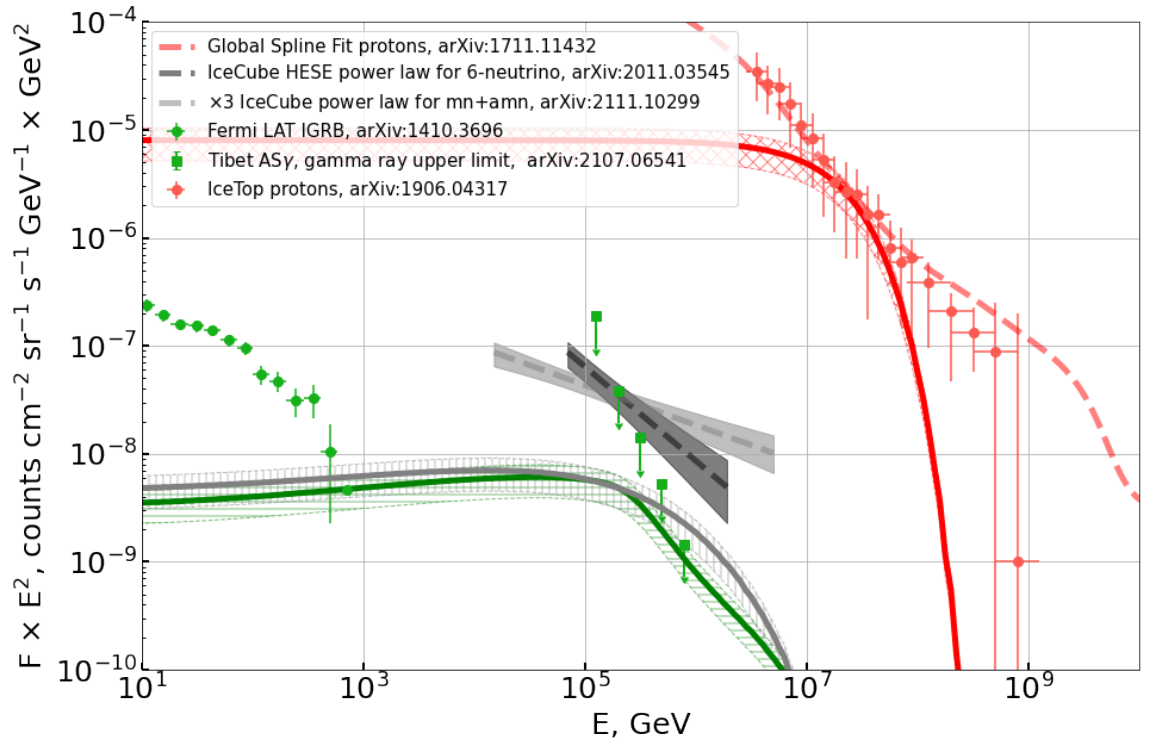


Рис. 8: Спектры вторичных КЛ в модели без диффузии, $a = 1.5$.

Зеленый цвет — γ , серый — ν , красный — p . Сплошными линиями показан наш прогноз и стандартная ошибка. Снизу пунктиром — верхний предел потока нейтрино на уровне 3σ .

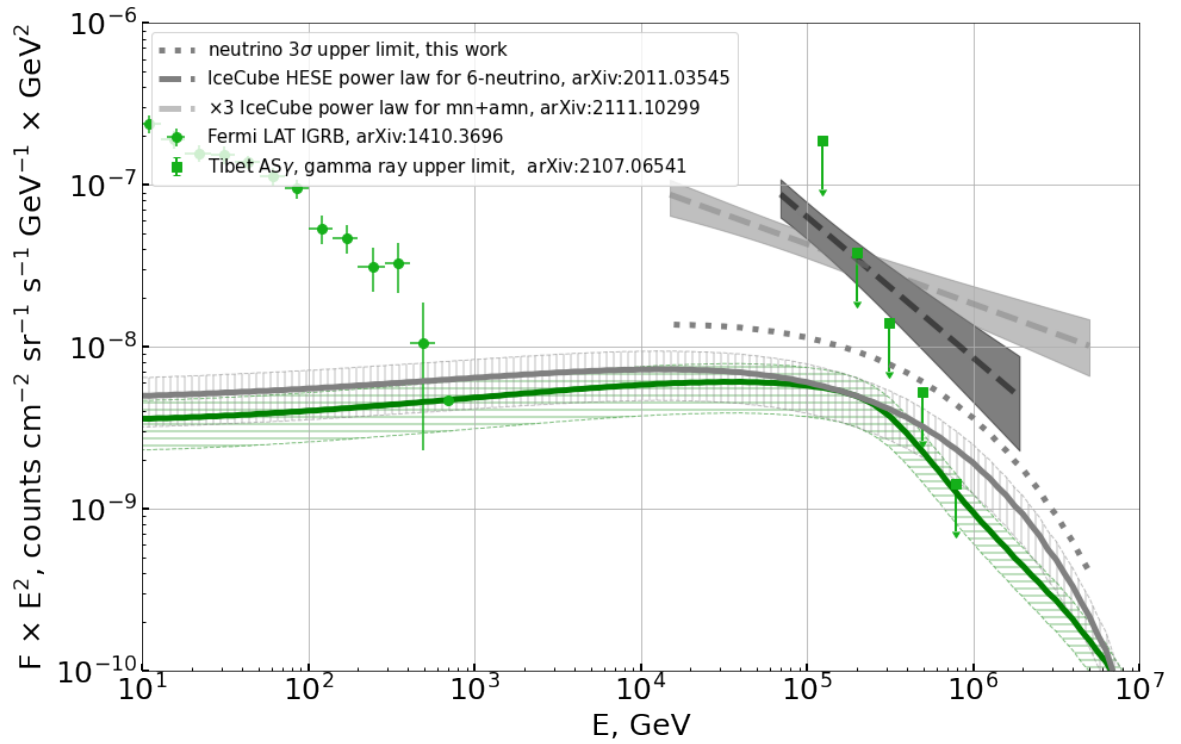
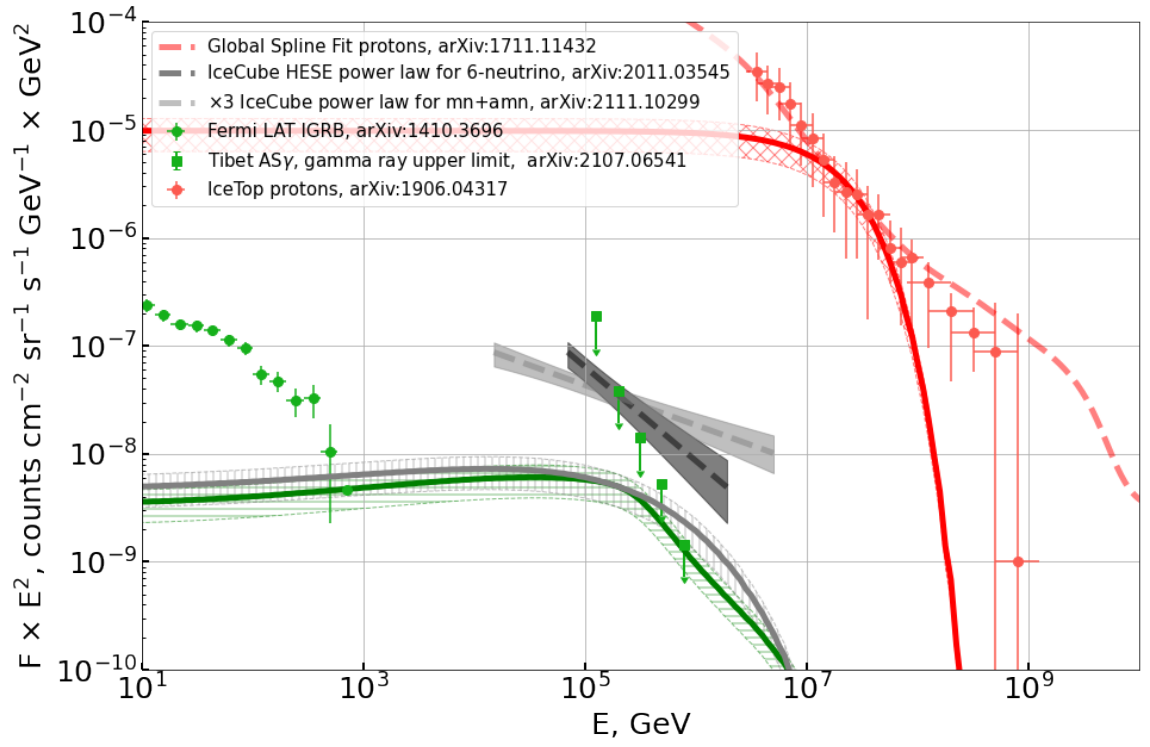


Рис. 9: Спектры вторичных КЛ в модели без диффузии, $a = 2.3$.

Зеленый цвет — γ , серый — ν , красный — p . Сплошными линиями показан наш прогноз и стандартная ошибка. Снизу пунктиром — верхний предел потока нейтрино на уровне 3σ .

распределение потока гамма-квантов неотличимо от изотропного, хотя и имеет небольшой разброс с максимумом в направлении на центр Галактики.

Как видно из рисунков 7–9, нормировка на изотропный поток гамма-фона телескопа Fermi [28] во всех случаях превращается в нормировку на наиболее высокоэнергетичную точку с $E = 820$ GeV. При меньших энергиях поток от гало рамках нашей модели (вне зависимости от выбора механизма распространения первичных КЛ) составляет лишь $\sim (1...10)\%$ наблюдаемого. Отметим, что такая нормировка потока гамма-лучей не конфликтует с ограничениями [32].

Во всех случаях (как с диффузией, так и без нее) модель прогнозирует поток нейтрино существенно меньше наблюдаемого, однако в модели со спекулятивным бездиффузионным профилем первичных КЛ прогнозируется больший поток (в $\simeq 4$ раза), который при отдельных энергиях даже превышает best-fitting измерения 6-нейтринного потока [31] в модели с сегментированием данных по энергетическим бинам, однако лежит ниже best-fitting кривой, построенной по измерениям в отрезке энергий, на которых приходится 90 процентов событий (без качественной разницы между результатом с более и менее пологим бездиффузионным профилем первичных КЛ).

Полный вклад гало по отношению к данным [31] представлен в таблице 1.

Для наглядности на рисунках 7–9 показаны также кривые (со стандартными ошибками), описывающие поток мюонных нейтрино и антинейтрино по степенному закону (умноженные на фактор 3 для корректности сравнения с 6-нейтринным потоком) из работы [33].

Отметим, что для модели без диффузии, дающей сравнительно большие потоки нейтрино, повысить best-fitting прогноз до полного объяснения наблюдаемого потока не удастся даже при отказе от нормировки на поток Fermi, поскольку это привело бы к противоречию с другими наблюдениями: в частности, измерениями потока протонов при $E \sim 10^{(7...8)}$ GeV [29, 30] и ограничениями гамма-фона [32].

Важно также подчеркнуть, что процент объясняемого вкладом гало потока

профиль первичных КЛ	дифф.	бездифф., $a = 1.5$	бездифф., $a = 2.3$
$\Phi_{6\nu} \text{ observed, segmented} [42.0 \text{ TeV}, 7.7 \text{ TeV}] = 7.73 (3.45...14.2) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$			
$\Phi_{6\nu}, 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$	0.39 (0.27...0.49)	1.59 (1.02...2.06)	1.64 (1.05...2.12)
best-fitting, % набл.	5.0	20.5	21.2
3σ -предел, % набл.	<9.0	<38.7	<40.0
$\Phi_{6\nu} \text{ observed, single} [69.4 \text{ TeV}, 1.9 \text{ TeV}] = 6.73 (4.90...8.29) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$			
$\Phi_{6\nu}, 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$	0.18 (0.12...0.23)	0.77 (0.50...1.00)	0.80 (0.51...1.03)
best-fitting, % набл.	2.7	11.5	11.8
3σ -предел, % набл.	<4.7	<21.7	<22.4

Таблица 1: Доля нейтрино из гало МП относительно полного 6-нейтринного потока [31]. В круглых скобках 68% интервал, в квадратных — указан диапазон энергий. Сверху сравнение с наблюдениями, отсегментированными по 7 энергетическим бинам, снизу — с кривой, построенной по всему отрезку энергий.

значительно зависит от договоренности о том, что называть полным наблюдаемым потоком. Если обрабатывать наблюдения отдельно по семи энергетическим бинам и определять полный поток как сумму потоков всех бинов в диапазоне $E \in [42.0 \text{ TeV}, 7.7 \text{ TeV}]$, то в результате верхний предел смоделированного здесь вклада гало может покрыть до 61 процента нижнего предела таких измерений в модели без диффузии и до 14 процентов — с диффузией. По оптимальным предсказаниям модели и наблюдательным оценкам же получается объяснить около 20 процентов потока в модели без диффузии, и около 5 процентов — с диффузией. Если же использовать степенную параметризацию спектра, построенную по всей совокупности наблюдений, и считать полный поток как интеграл от такой функции по отрезку $E \in [69.4 \text{ TeV}, 1.9 \text{ TeV}]$ (на который приходится 90 процентов зарегистрированных событий из [31]), то без диффузии best-fitting результат составляет около 12 процентов, а с диффузией — около 3

процентов; верхний предел смоделированного здесь вклада гало в модели без диффузии (с диффузией) может покрыть лишь до 21 процента (до 5 процентов) нижнего предела таких измерений.

На рисунке 10 результаты нейтринного потока из настоящей работы сравниваются с результатами предыдущими прогнозами диффузионного и недиффузионного нейтринного потока, а также наблюдениями [31] (отдельно по энергетическим бинам).

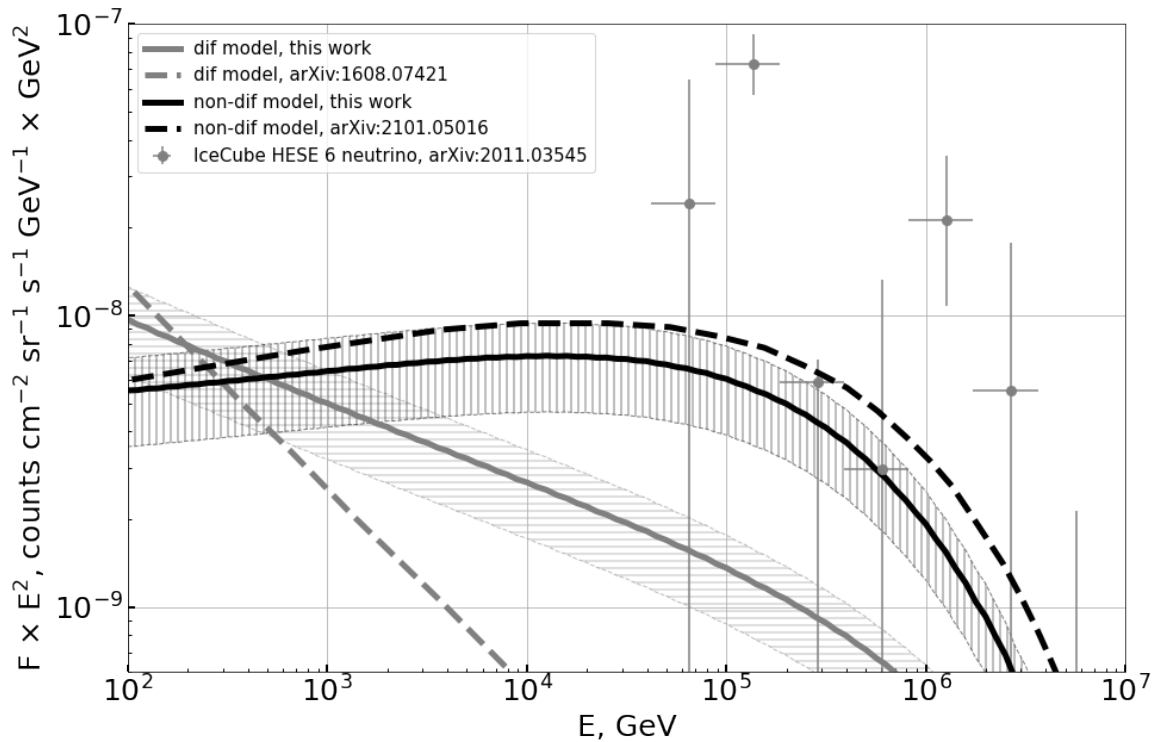


Рис. 10: Сравнение результатов настоящей работы с результатами [9, 10] и наблюдениями [31].

III.2 Энергетические оценки

В контексте поиска механизма происхождения первичных КЛ и теста самосогласованности модели необходимо также оценить энергию КЛ. Для этого мы вычисляем по известному отнормированному спектру протонов локальную плотность энергии высокоэнергетичных КЛ $w_{CR}(r_\odot)$, из которой, зная форму

распределения по радиусу, можем восстановить профиль плотности энергии $w_{\text{CR}}(r) = \int dE j(E, r) E$ протонов КЛ в гало.

Зная этот профиль, можно оценить полную энергию КЛ в объеме гало $E_{\text{tot}} = \int dr 4\pi r^2 w_{\text{CR}}(r)$. Последняя величина позволяет дать грубое ограничение на мощность источника первичных КЛ $P_{\text{src}} > E_{\text{tot}}/T$, где T — характерный период активности источника.

Как видно из таблицы 2, диффузионная модель и бездиффузионная модель с резким профилем первичных КЛ дают примерно одинаковые энергии КЛ в гало, тогда как бездиффузионная модель с $a = 1.5$ приводит к значению на порядок выше. Более того, результат чувствителен к постановке внешней границы R_{vir} (который, вообще говоря, определен с разбросом в десятки кpc, см. [27]): $\Delta E_{\text{tot}}/E_{\text{tot}} \simeq 1\% \times (\Delta R_{\text{vir}}/1 \text{ кpc})$, что является недостатком на фоне сравнительно большого значения энергии.

профиль первичных КЛ	дифф.	бездифф., $a = 1.5$	бездифф., $a = 2.3$
$w_{\text{CR}}(r_{\odot}), 10^{-4} \text{ eV cm}^{-3}$	1.9	0.50	0.61
$E_{\text{tot}}, 10^{56} \text{ erg}$	0.29	2.4	0.31
$P_{\text{src}}, 10^{42} \text{ erg s}^{-1} \times (T/\text{Myr})$	>0.93	>7.5	>0.98

Таблица 2: Локальная плотность энергии КЛ, полная энергия КЛ в объеме гало и нижняя оценка мощности источника для трех моделей

Следует отметить, что полученные оценки не противоречат соображениям из [10] о том, что энергетически КЛ в гало подпитываются за счет активности центра Галактики, след которой — Пузыри Ферми. Симуляции [34–36] дают энерговыделение в ходе эволюции Пузырей в диапазоне $E_{\text{FB}} \sim 10^{(55\dots 58)} \text{ erg}$ и мощность, конвертируемую в КЛ, в диапазоне $P_{\text{CR}} \sim 10^{(42\dots 44)} \text{ erg s}^{-1}$, что при $T > 0.1 \text{ Myr}$ допускается нашими оценками.

Заметим также, что при почти равной полной энергии, локальная плотность энергии КЛ для бездиффузионного распространения оказывается практически втрое меньше, чем для диффузионного сценария. Это отвечает соображениям

из [34] и мотивирует нас исследовать подробнее пространственное распределение источника.

III.3 Пространственное распределение источника

На рисунках 11–13 приведены профили концентрации КЛ и источника для всех трех моделей.

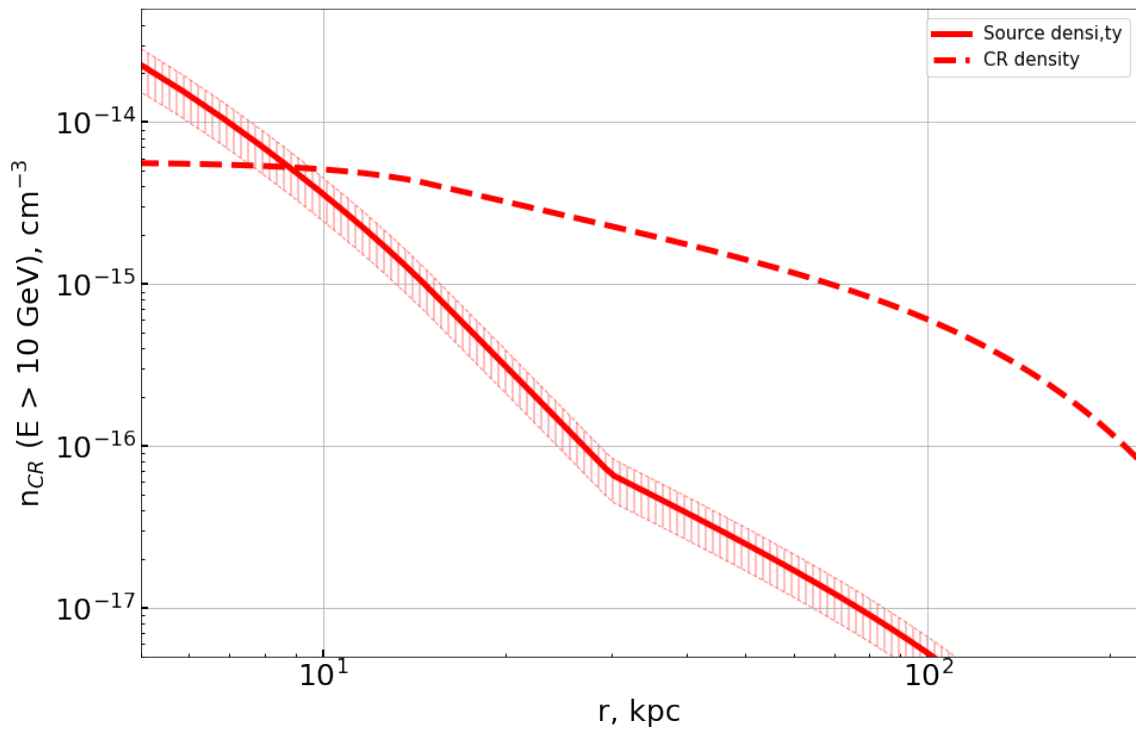


Рис. 11: Профиль концентрации КЛ и источника в модели с диффузией

Штриховой линией показана концентрация первичных КЛ, сплошной – она же с весом

$$n_{\text{CGM}}(r)/n_{\text{CGM}}(r_{\odot}), \text{ который использовался при расчетах}$$

Как видно, профили отличаются на качественном уровне: во-первых, бездиффузионные профили источника более пологие по сравнению с диффузионным, во-вторых, бездиффузионные профили концентрации КЛ имеют максимум при $r = 30$ кpc, тогда как диффузионный профиль — плато при $r < 15$ кpc.

Несмотря на то, что последние два свойства суть следствия построения профилей (при получении бездиффузионного профиля мы делим степенную зави-

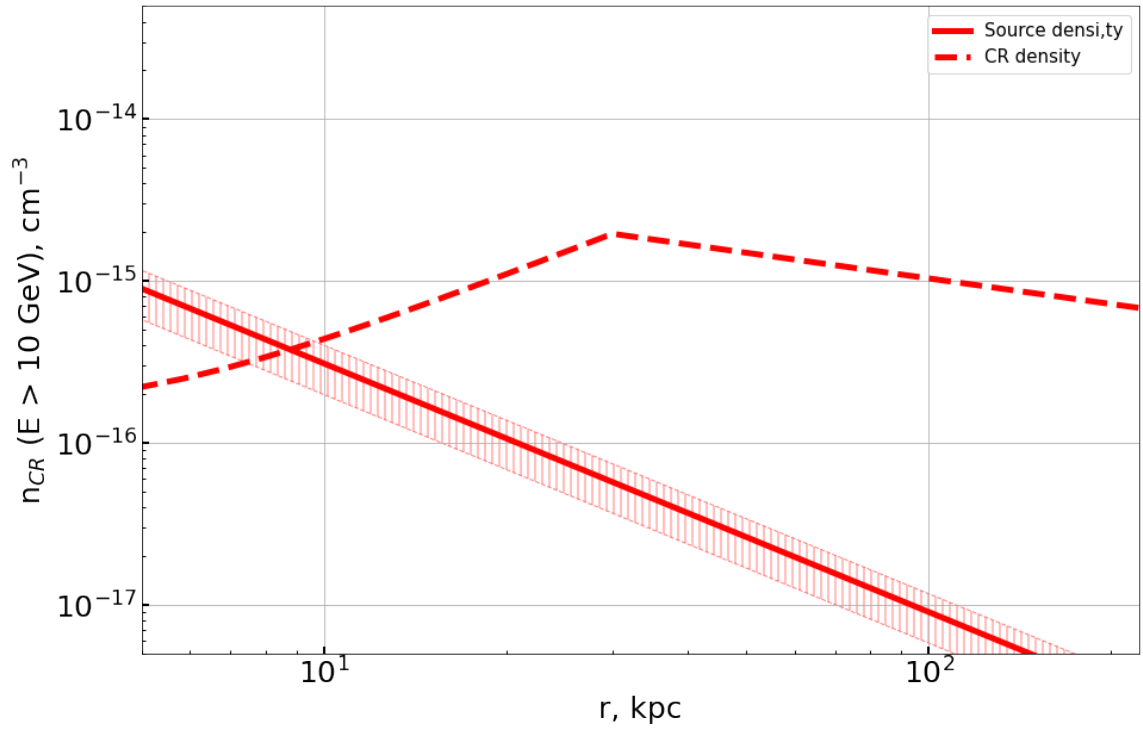


Рис. 12: Профиль концентрации КЛ и источника в модели без диффузии, $a = 1.5$

Штриховой линией показана концентрация первичных КЛ, сплошной – она же с весом

$$n_{\text{CGM}}(r)/n_{\text{CGM}}(r_{\odot}), \text{ который использовался при расчетах}$$

симось на профиль газа, имеющий излом при $r = 30$ кpc, а при получении диффузионного — закладываем равномерное распределение мощности в шаре $r < 15$ кpc), на качественном уровне они все равно отражают характер распределений КЛ, вытекающий из гипотез о (без)диффузионном распространении.

В модели с диффузией мы закладываем идею о том, что КЛ приходится диффузионно добираться до гало из центральной области Галактики, что автоматически порождает максимум распределения концентрации КЛ (и тем более максимум плотности источника, за счет спада концентрации ОГ) в центре МП. В модели без диффузии в рамках данной работы механизм распространения КЛ не оговаривается, однако вместе с тем мы при построении профиля КЛ используем идею о том, что локальная концентрация КЛ меньше, чем их концентрация вне диска МП (чтобы не противоречить наблюдениям M31) — это позволяет

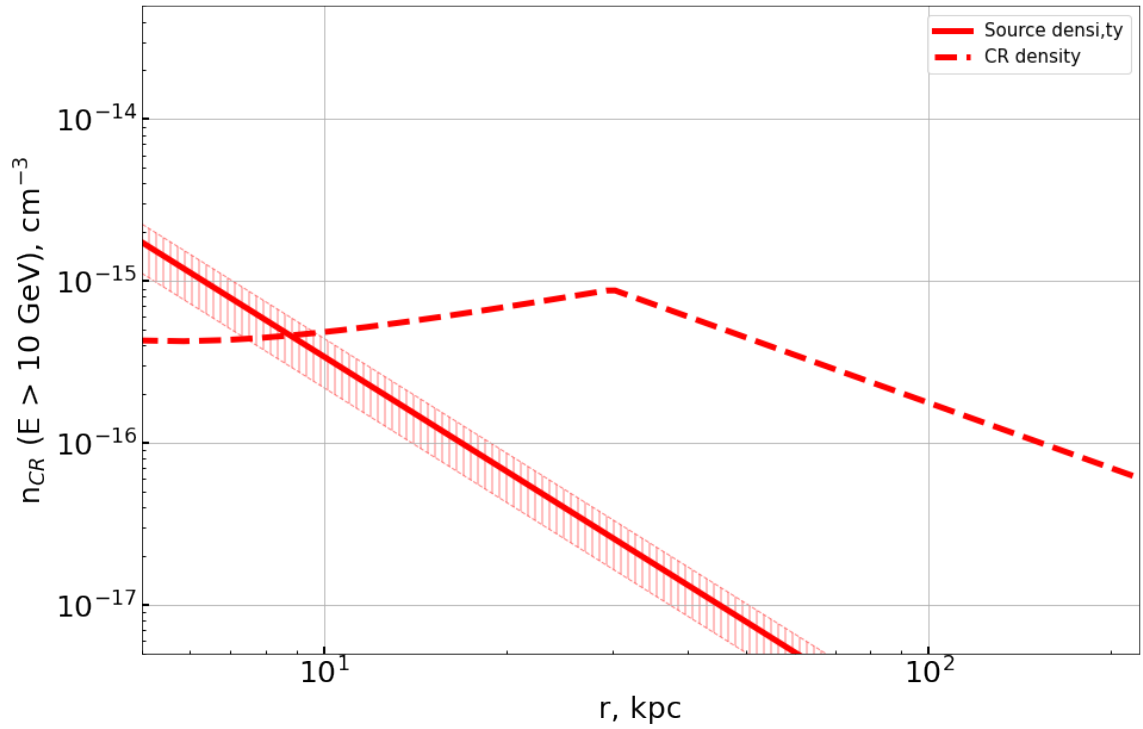


Рис. 13: Профиль концентрации КЛ и источника в модели без диффузии, $a = 2.3$

Штриховой линией показана концентрация первичных КЛ, сплошной – она же с весом

$$n_{\text{CGM}}(r)/n_{\text{CGM}}(r_{\odot}), \text{ который использовался при расчетах}$$

«нарастить» прогноз локальных потоков вторичных КЛ относительно диффузионной модели, не вступая в противоречие с местными наблюдениями.

Спекулятивно можно также отметить, что полученная здесь бездиффузионная форма профиля концентрации КЛ могла бы возникнуть за счет механизма доставки КЛ в гало через формирующиеся вблизи центра Галактики пузырь-контейнеры для КЛ, обсуждаемого в [10]. Сравнительно небольшие значения плотности в диске могут быть вызваны удерживанием КЛ в таких пузырях, которые затем «всплывают» в сторону уменьшения плотности среды и активно высвобождают КЛ уже вне диска вблизи $r \sim 30$ кpc, в результате чего устанавливается такая форма профиля концентрации. Тем не менее, важно помнить, что такие пузыри преимущественно наблюдаются в скоплениях галактик и еще не обнаружены в МП.

III.4 Оценка вклада других галактик

Оценим вклад других галактик из следующих соображений. Полная мощность излучения одной галактики дается выражением:

$$I_{\text{gal}} = \text{const} \times \int_0^{R_{\text{vir, gal}}} dr n_{\text{CGM}} n_{\text{CR}} 4\pi r^2 \quad (13)$$

Эта величина зависит от величины вириального радиуса галактики и плотностей газа и КЛ в гало галактики.

Оценочно будем далее считать эту мощность связанной со звездной массой галактики соотношением $I_{\text{gal}}/I_{\text{MW}} = \left(M_{\text{gal}}^*/M_{\text{MW}}^*\right)^\gamma$, $\gamma \sim (1...2)$. Для космологически далекой галактики с красным смещением z измеряемый наблюдателем поток:

$$F_{\text{gal}} = \frac{I_{\text{gal}}}{4\pi d_{L,\text{gal}}^2}, \text{ где } d_L = (1+z)d = (1+z)c \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \text{ — расстояние светимости} \quad (14)$$

При этом поток МП оценивается как $F_{\text{MW}} = \text{const} \times \int_{r_\odot}^{R_{\text{vir, MW}}} dr n_{\text{CGM}} n_{\text{CR}}$ (интегрируем в направлении антицентра, чтобы выделить изотропную часть), откуда:

$$\begin{aligned} \xi &= F_{\text{EG}}/F_{\text{MW}} = \left(\int F_{\text{gal}} dN_{\text{gal}} \right) F_{\text{MW}}^{-1} = \\ &= \int dV \frac{n_{\text{gal}}(z)}{4\pi d^2(z)(1+z)^2} \left(M_{\text{gal}}^*(z)/M_{\text{MW}}^* \right)^\gamma \times \frac{\int_0^{R_{\text{vir, MW}}} dr n_{\text{CGM}} n_{\text{CR}} 4\pi r^2}{\int_{r_\odot}^{R_{\text{vir, MW}}} dr n_{\text{CGM}} n_{\text{CR}}} = \\ &= \frac{c}{H_0} \int dz \frac{n_{\text{gal}}^{1-\gamma}(z)(1+z)^{-2}}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_M(1+z)^3}} \left(\rho_{\text{gal}}^*(z)/M_{\text{MW}}^* \right)^\gamma \times \frac{\int_0^{R_{\text{vir, MW}}} dr n_{\text{CGM}} n_{\text{CR}} 4\pi r^2}{\int_{r_\odot}^{R_{\text{vir, MW}}} dr n_{\text{CGM}} n_{\text{CR}}} \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь n_{gal} , ρ_{gal}^* — плотность числа и звездной массы галактик в сопутствующем объеме, H_0 — современное значение постоянной Хаббла, $\Omega_{M,\Lambda}$ — космологические параметры плотности материи и темной энергии. Плотность звездной

массы найдем как:

$$\rho_{\text{gal}}^* = \int \Phi M^* d \log M^*, \text{ где } \Phi = \frac{dN}{dV d \log M^*} \quad (16)$$

Функцию Φ возьмем из работы [37], функцию n_{gal} — из [38]. Результаты вычислений в зависимости от параметра γ представлены на рисунке 14.

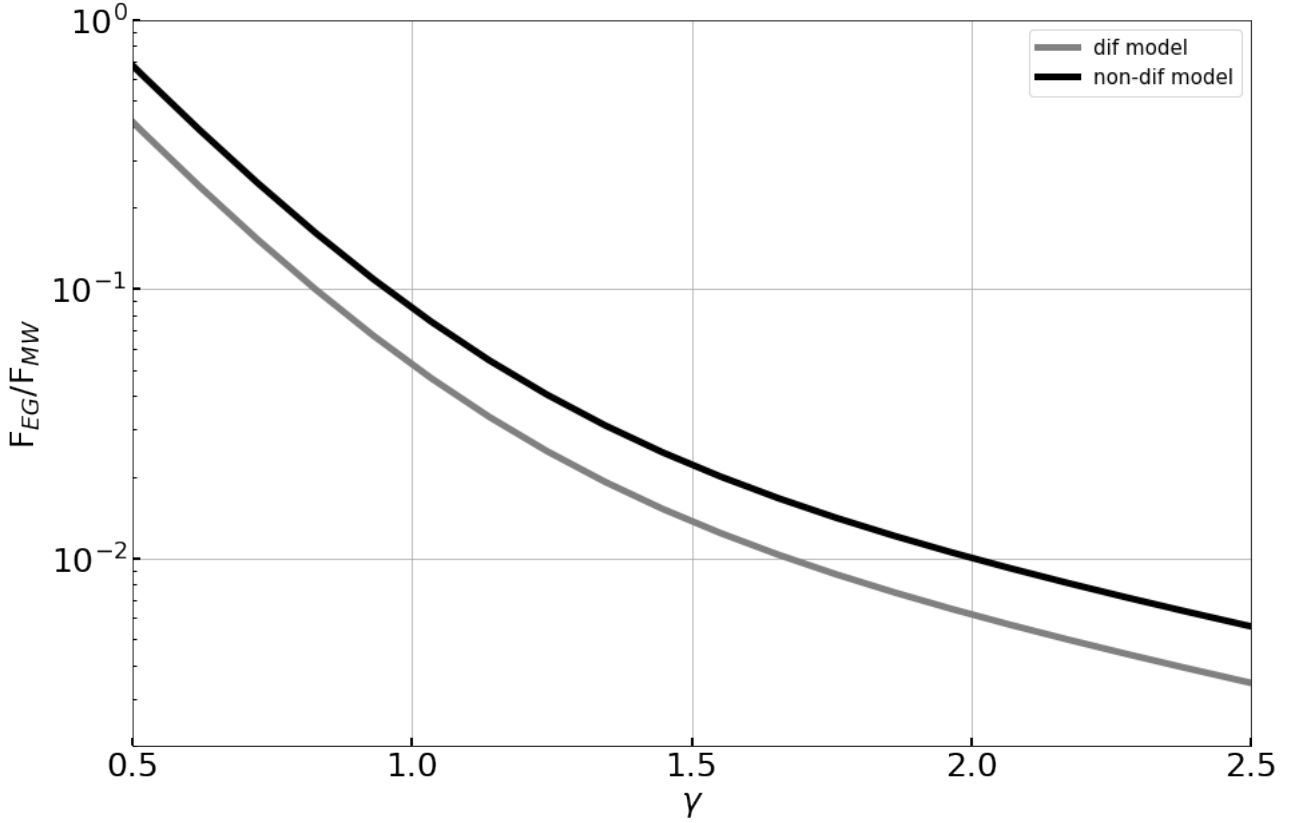


Рис. 14: Доля внегалактического потока относительно Галактического в зависимости от модельного параметра γ .

На качественном уровне нет существенной разницы во внегалактическом потоке между диффузионной и недиффузионной моделью, хотя недиффузионный вклад оказывается несколько выше. При этом при реалистичных значениях параметра γ мы имеем долю внегалактического потока относительно галактического не более 10 процентов — это находится в пределах ошибки, с которой производятся все наши вычисления Галактического потока с учетом неопределенности в распределении плотности ОГ МП.

IV. ВЫВОДЫ

Подытожим основные результаты данной работы.

В рамках модели диффузионного распространения первичных КЛ заведомо не удастся объяснить наблюдаемый поток астрофизических нейтрино IceCube более, чем на $\simeq (5...9)\%$, даже при локализации источника в пределах $r < 15$ крс (что включает Пузыри Ферми).

В рамках модели недиффузионного распространения первичных КЛ (построенной по наблюдениям M31) из-за одновременной слабой точности измерений и прогноза модели имеется не вполне однозначный результат: по best-fitting значениям модель может объяснить $\simeq (12...21)\%$ наблюдаемого потока (в зависимости от выбора техники обработки наблюдений и сопутствующего диапазона энергий), однако в пределах ошибок нашей модели и наблюдений мы имеем разброс в $\simeq (6...61)\%$ наблюдаемого потока, что не позволяет окончательно закрыть вопрос о недиффузионном профиле КЛ. В рамках полученного результата нельзя исключить, что вклад гало может быть доминирующим, однако гипотеза о полном объяснении наблюдаемого потока нейтрино вкладом гало неправдоподобна как по результатам прямых вычислений, так и в силу сторонних наблюдательных ограничений. При этом недиффузионная модель не противоречит энергетическим ограничениям, связанным с активностью Галактического центра.

Таким образом, принимая во внимание вышесказанное (недостаточную точность вычислений и измерений, зависимость от выбора способа сравнения потоков), следует считать утверждение из [10] об объяснении потока астрофизических нейтрино вкладом гало МП по меньшей мере дискуссионным вопросом и продолжать искать другие источники наблюдаемого нейтринного потока, дополняющие вклад гало.

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в настоящей работе были проведены вычисления потоков гамма-квантов и нейтрино высоких энергий, рождающихся во взаимодействиях КЛ высоких энергий с ОГ МП.

При вычислениях использовался обновленный профиль плотности ОГ [11], что позволило уточнить результаты и оценить их погрешность. Вычисления производились для двух сценариев: (1) диффузионного распространения первичных КЛ из центральной области Галактики в гало — здесь, с целью получить профиль и спектр первичных КЛ, было решено уравнение диффузии для сферически симметричного плавно эволюционирующего протяженного источника в центре МП; (2) недиффузионного механизма попадания КЛ в гало: здесь, без обсуждения конкретного сценария, профиль был получен на основе наблюдений соседней галактики M31 [24] (по отношению интенсивности гамма-излучения во внешней и внутренней области гало этой галактики).

Далее с помощью известного распределения первичных КЛ с помощью кода [12] были рассчитаны потоки вторичных КЛ. Нормировка производилась по наблюдениям изотропного потока гамма-фона телескопа Fermi [28] так, чтобы прогноз модели не превышал этот фон при всех энергиях.

Результаты сравнивались с рядом наблюдательных данных [29–33], а также с недавними работами аналогичной тематики [9, 10], в которых анализируется диффузионная и недиффузионная модель соответственно.

Представленные в работе модели прогнозируют поток астрофизических нейтрино (в диапазоне энергий, наблюдаемом на IceCube), превосходящий результат из [9], однако меньший, чем в [10]. Недиффузионная модель при этом прогнозирует вчетверо больший поток (относительно диффузионной модели) при практически равной полной энергии КЛ (а значит и равных требованиях к мощности источника).

В пределах ошибок (наблюдательных и модельных вместе взятых) недиф-

фузионная модель может объяснять $\simeq (6...61)\%$ наблюдаемого потока, что не исключает идею [10] об объяснении большей части наблюдений вкладом гало (при этом best-fitting значения плохо согласуются с этой идеей, составляя $\simeq (12...21)\%$). С учетом больших неопределенностей недиффузионной модели и наблюдений, следует относиться к этому результату с осторожностью. В частности, следует помнить о спекулятивности самого построения недиффузионного профиля концентрации первичных КЛ и связанной с этим дополнительной неоцененной систематической ошибке, а также не забывать о зависимости результата от выбора техники обработки наблюдательных данных.

Для диффузионной модели аналогичный интервал с учетом всех ошибок составляет $\simeq (1...14)\%$ наблюдаемого потока нейтрино, то есть с высокой долей уверенности вклад гало для диффузионной модели не может быть доминирующим. При этом best-fitting значения составляют $\simeq (3...5)\%$ полного потока.

Вклад гало других галактик в поток нейтрино по оценкам настоящей работы не превышает $\sim 10\%$ вклада гало МП для всех рассмотренных моделей, что заведомо меньше точности вычислений потока от гало МП.

Таким образом, вопрос о происхождении потока астрофизических нейтрино IceCube, ровно как и вопрос о сценарии проникновении КЛ в гало МП, остается дискуссионным и требующим дальнейшего исследования — в частности, накопления наблюдений и повышения точности, а также разработки количественных способов определить профиль концентрации КЛ в гало, не прибегая к модели диффузии.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] M. G. Aartsen *et al.*, IceCube Collaboration, “First Observation of PeV-Energy Neutrinos with IceCube,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, p. 021103, 2013.
- [2] IceCube Collaboration, “Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector,” *Science*, vol. 342, p. 1242856, 2013.
- [3] M. G. Aartsen *et al.*, IceCube Collaboration, “Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, p. 101101, 2014.
- [4] M. G. Aartsen *et al.*, IceCube Collaboration, “Evidence for Astrophysical Muon Neutrinos from the Northern Sky with IceCube,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, p. 081102, 2015.
- [5] S. V. Troitsky, “Constraints on models of the origin of high-energy astrophysical neutrinos,” *Physics-Uspekhi*, vol. 64, no. 12, pp. 1261–1285, 2022.
- [6] A. M. Taylor, S. Gabici, and F. Aharonian, “Galactic halo origin of the neutrinos detected by IceCube,” *Phys. Rev. D*, vol. 89, no. 10, p. 103003, 2014.
- [7] M. Ahlers, Y. Bai, V. Barger, and R. Lu, “Galactic neutrinos in the TeV to PeV range,” *Physical Review D*, vol. 93, no. 1, 2016.
- [8] A. Neronov and D. Semikoz, “Neutrinos from extra-large Hadron Collider in the Milky Way,” *Astroparticle Physics*, vol. 72, pp. 32–37, 2016.
- [9] O. Kalashev and S. Troitsky, “Fluxes of diffuse gamma rays and neutrinos from cosmic-ray interactions with the circumgalactic gas,” *Phys. Rev. D*, vol. 94, p. 063013, 2016.
- [10] S. Gabici, S. Recchia, F. Aharonian, and V. Niro, “Giant Cosmic-Ray Halos around M31 and the Milky Way,” *Astrophys. J.*, vol. 914, no. 2, p. 135, 2021.

- [11] N. Martynenko, “Constraining density and metallicity of the Milky Way’s hot gas halo from O VII spectra and ram-pressure stripping,” *MNRAS*, vol. 511, no. 1, pp. 843–858, 2022.
- [12] O. E. Kalashev and E. Kido, “Simulations of Ultra High Energy Cosmic Rays propagation,” *arXiv:1406.0735*, 2014.
- [13] M. J. Miller and J. N. Bregman, “The Structure of the Milky Way’s Hot Gas Halo,” *Astrophysical Journal*, vol. 770, no. 2, p. 118, 2013.
- [14] M. J. Miller and J. N. Bregman, “Constraining the Milky Way’s Hot Gas Halo with O VII and O VIII Emission Lines,” *Astrophysical Journal*, vol. 800, no. 1, p. 14, 2015.
- [15] L. Blitz and T. Robishaw, “Gas-Rich Dwarf Spheroidals,” *Astrophysical Journal*, vol. 541, no. 2, pp. 675–687, 2000.
- [16] J. Grcevich and M. E. Putman, “H I in Local Group Dwarf Galaxies and Stripping by the Galactic Halo,” *Astrophysical Journal*, vol. 696, no. 1, pp. 385–395, 2009.
- [17] A. Gatto, F. Fraternali, J. I. Read, F. Marinacci, H. Lux, and S. Walch, “Unveiling the corona of the Milky Way via ram-pressure stripping of dwarf satellites,” *MNRAS*, vol. 433, no. 4, pp. 2749–2763, 2013.
- [18] M. Salem, G. Besla, G. Bryan, M. Putman, R. P. van der Marel, and S. Tonnesen, “Ram Pressure Stripping of the Large Magellanic Cloud’s Disk as a Probe of the Milky Way’s Circumgalactic Medium,” *Astrophysical Journal*, vol. 815, no. 1, p. 77, 2015.
- [19] S. Troitsky, “Density and metallicity of the Milky Way circumgalactic gas,” *MNRAS Letters*, vol. 468, no. 1, pp. L36–L40, 2017.

- [20] R. Feldmann, D. Hooper, and N. Y. Gnedin, “Circum-galactic Gas and the Isotropic Gamma-Ray Background,” *Astrophysical Journal*, vol. 763, no. 1, p. 21, 2013.
- [21] J. D. Hunter, “Matplotlib: A 2D graphics environment,” *Computing in Science & Engineering*, vol. 9, no. 3, pp. 90–95, 2007.
- [22] P. A. Zyla *et al.*, Particle Data Group Collaboration, “Review of Particle Physics,” *PTEP*, vol. 2020, no. 8, p. 083C01, 2020. and 2021 update.
- [23] R. Pakmor, F. van de Voort, R. Bieri, F. A. Gómez, R. J. J. Grand, T. Guillet, F. Marinacci, C. Pfrommer, C. M. Simpson, and V. Springel, “Magnetizing the circumgalactic medium of disc galaxies,” *MNRAS*, vol. 498, no. 3, pp. 3125–3137, 2020.
- [24] C. M. Karwin, S. Murgia, S. Campbell, and I. V. Moskalenko, “Fermi-LAT Observations of γ -Ray Emission toward the Outer Halo of M31,” *The Astrophysical Journal*, vol. 880, no. 2, p. 95, 2019.
- [25] Charles R. Harris *et al.*, “Array programming with NumPy,” *Nature*, vol. 585, no. 7825, pp. 357–362, 2020.
- [26] Virtanen, Pauli *et al.*, “SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python,” *Nature Methods*, vol. 17, pp. 261–272, 2020.
- [27] W. Wang, J. Han, M. Cautun, Z. Li, and M. N. Ishigaki, “The mass of our Milky Way,” *Science China Physics, Mechanics, and Astronomy*, vol. 63, no. 10, p. 109801, 2020.
- [28] M. Ackermann *et al.*, “The Spectrum of Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission between 100 MeV and 820 GeV,” *Astrophysical Journal*, vol. 799, no. 1, p. 86, 2015.

- [29] H. Dembinski, R. Engel, A. Fedynitch, T. K. Gaisser, F. Riehn, and T. Stanev, “Data-driven model of the cosmic-ray flux and mass composition from 10 GeV to 10^{11} GeV,” in *35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017)*, vol. 301 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 533, 2017.
- [30] M. G. Aartsen *et al.*, IceCube Collaboration, “Cosmic ray spectrum and composition from PeV to EeV using 3 years of data from IceTop and IceCube,” *Phys. Rev. D*, vol. 100, no. 8, p. 082002, 2019.
- [31] R. Abbasi *et al.*, IceCube Collaboration, “IceCube high-energy starting event sample: Description and flux characterization with 7.5 years of data,” *Phys. Rev. D*, vol. 104, no. 2, p. 022002, 2021.
- [32] A. Neronov, D. Semikoz, and I. Vovk, “New limit on high Galactic latitude PeV γ -ray flux from Tibet AS γ data,” *Astronomy & Astrophysics*, vol. 653, p. L4, 2021.
- [33] R. Abbasi *et al.*, IceCube Collaboration, “Improved Characterization of the Astrophysical Muon-neutrino Flux with 9.5 Years of IceCube Data,” *Astrophysical Journal*, vol. 928, no. 1, p. 50, 2022.
- [34] F. Guo and W. G. Mathews, “THE FERMI BUBBLES. I. POSSIBLE EVIDENCE FOR RECENT AGN JET ACTIVITY IN THE GALAXY,” *Astrophysical Journal*, vol. 756, no. 2, p. 181, 2012.
- [35] H. Y. K. Yang, M. Ruszkowski, P. M. Ricker, E. Zweibel, and D. Lee, “The Fermi Bubbles: Supersonic Active Galactic Nucleus Jets with Anisotropic Cosmic-Ray Diffusion,” *Astrophysical Journal*, vol. 761, no. 2, p. 185, 2012.
- [36] M. J. Miller and J. N. Bregman, “THE INTERACTION OF THE FERMI BUBBLES WITH THE MILKY WAY’S HOT GAS HALO,” *Astrophysical Journal*, vol. 829, no. 1, p. 9, 2016.

- [37] Z. Lu, H. J. Mo, Y. Lu, N. Katz, M. D. Weinberg, F. C. van den Bosch, and X. Yang, “Star formation and stellar mass assembly in dark matter haloes: from giants to dwarfs,” *MNRAS*, vol. 450, no. 2, pp. 1604–1617, 2015.
- [38] B. R. Granett *et al.*, “The VIMOS Public Extragalactic Redshift Survey. Reconstruction of the redshift-space galaxy density field,” *Astronomy & Astrophysics*, vol. 583, p. A61, 2015.