

PACS numbers: 78.70.Bj, 98.35.-a, 98.70.-f

Аннигиляционное излучение центральной зоны Галактики: результаты обсерватории ИНТЕГРАЛ

Е.М. Чуразов, Р.А. Сюняев, С.Ю. Сазонов,
М.Г. Ревнивцев, Д.А. Варшалович

1. Введение

Узкая линия аннигиляции позитронов на энергии 511 кэВ — это ярчайшая линия в спектре излучения нашей Галактики на энергиях, превышающих 10 кэВ. Впервые спектральная особенность на энергии ~ 476 кэВ в излучении центральной зоны Галактики была обнаружена [1] более 30 лет назад детекторами низкого энергетического разрешения во время полетов на баллонах. Вскоре наблюдения детекторов высокого разрешения на основе германия однозначно идентифицировали эту особенность с узкой линией аннигиляции позитронов на энергии 511 кэВ [2]. Впоследствии аннигиляционное излучение наблюдалось еще в нескольких экспериментах. Несмотря на неоднократные наблюдения, однозначного ответа о природе аннигиляционного излучения Галактики до сих пор нет. Это прежде всего связано с тем, что существует несколько принципиально различных механизмов рождения позитронов, среди которых:

- радиоактивный β^+ -распад нестабильных изотопов, например ^{26}Al или ^{56}Co , производимых во вспышках сверхновых или новых;

- распад π^+ -мезонов, возникающих при взаимодействии космических лучей с веществом;

- рождение электрон-позитронных пар при взаимодействии фотонов высоких энергий или в сильных магнитных полях вблизи компактных источников — черных дыр или радиопульсаров;

- рождение позитронов при аннигиляции частиц темной материи.

Хотя этот список и не полон, он уже показывает необычайно широкий диапазон обсуждаемых механизмов — от общепринятых (нуклеосинтез в сверхновых) до самых экзотических (аннигиляция темной материи).

Ключевыми для объяснения природы линии 511 кэВ являются: а) определение пространственного распределения аннигиляционного излучения в Галактике и сравнение с распределением потенциальных источников позитронов; б) детальное исследование спектра аннигиляционного излучения и получение ограничений на свойства вещества, в котором происходит аннигиляция. Именно эти вопросы и призвана решить обсерватория ИНТЕГРАЛ, в состав которой входит спектрометр высокого разрешения на основе германия.

2. Наблюдения и анализ данных

Обсерватория ИНТЕГРАЛ — это проект Европейского космического агентства с участием России и США. Обсерватория была выведена на высокоапогейную орбиту с периодом 3 дня ракетой "Протон" в октябре 2002 г. Для исследования аннигиляционного излучения использовался прибор SPI [3], состоящий из 19 независимых кристаллов германия высокой чистоты, обеспечи-

вающих энергетическое разрешение порядка 2 кэВ на энергии 511 кэВ. На расстоянии 171 см от детектора была установлена вольфрамовая маска толщиной 3 см, обеспечивающая модуляцию регистрируемого потока. Диаметр поля зрения телескопа составляет около 30° . В нашем анализе использовались данные, полученные в период с февраля по ноябрь 2003 г. Полное время наблюдений составило около $3,9 \times 10^6$ с [4].

Энергетическая шкала в каждом из наблюдений контролировалась по положению ярких фоновых линий (^{71}Ge , 198,4 кэВ; ^{69}Zn , 438,6 кэВ; ^{69}Ge , 584,5 кэВ и ^{69}Ge , 882,5 кэВ) в спектре каждого из детекторов. После такой калибровки характерная амплитуда вариаций со временем положения фоновых линий вблизи 500 кэВ составляла не более 0,01 кэВ. Линия аннигиляции позитронов также присутствует в фоновом спектре телескопа SPI. Эта линия связана с позитронами, образующимися и аннигилирующими в теле детектора и окружающих материалах под воздействием заряженных частиц высоких энергий. Так как линия, возникающая при аннигиляции позитронов в веществе телескопа, уширена по сравнению с внутренним разрешением телескопа, то разрешение определялось интерполяцией наблюдаемых значений ширины двух линий: 438,6 кэВ и 584,5 кэВ, симметрично расположенных относительно линии 511 кэВ. Разрешение на энергии 511 кэВ, определенное таким образом, составило 2,1 кэВ (полная ширина на половине максимума, full width half maximum, FWHM) для всей совокупности данных.

Серьезных усилий потребовало создание модели фонового спектра телескопа. При наблюдениях центральной зоны Галактики фоновый поток на энергии 511 кэВ превышает полезный сигнал приблизительно в 50–100 раз, и, следовательно, модель фона должна предсказывать его с точностью значительно лучшей, чем 1%. Для построения модели фона использовались данные наблюдений различных участков небесной сферы, расположенных на угловом расстоянии более 30° от центра Галактики. Полная длительность наблюдений, использованных для построения модели фона, составила около $3,7 \times 10^6$ с. Модель учитывает вариации фона, связанные с вариациями потока заряженных частиц и постепенным накоплением долгоживущих нестабильных изотопов в теле детектора.

3. Карта Галактики в линии 511 кэВ

На рисунке 1 показана карта поверхностной яркости излучения Галактики в линии 511 кэВ. Для каждого из наблюдений регистрируемый поток в диапазоне 508–514 кэВ (за вычетом модели фона) распределялся по участку небесной сферы в пределах поля зрения инструмента с весом, пропорциональным эффективной площади для фотонов с энергией 511 кэВ, приходящих с данного направления. Таким образом, построенная карта является сверткой истинного распределения поверхностной яркости аннигиляционного излучения с ядром, зависящим от размера поля зрения инструмента и ориентации телескопа в каждом из наблюдений. На этой карте сохранены только пространственные масштабы, превышающие размер поля зрения, а мелкомасштабные структуры сильно подавлены. Тем не менее эта карта позволяет судить о глобальном распределении аннигиляционного излучения в Галактике. В частности, оче-

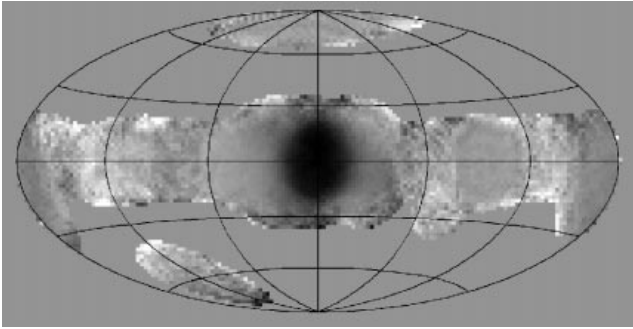


Рис. 1. Распределение поверхностной яркости в линии 511 кэВ в Галактике. Высокая поверхностная яркость отображается темным цветом. Карта построена в галактических координатах, ее центр соответствует центру Галактики. Карта сильно сглажена в процессе построения. Центральное пятно показывает, что поверхностная яркость аннигиляционного излучения велика в зоне центра Галактики и мала в остальных направлениях.

видно, что центральная зона Галактики — яркое пятно в центре карты — является мощным источником излучения в линии 511 кэВ. Поверхностная яркость других областей Галактики значительно ниже, и наблюдаемые на рис. 1 вариации интенсивности соответствуют ожидаемому статистическому шуму.

Более строгие ограничения на параметры распределения поверхностной яркости можно получить, задавая модель распределения яркости по Галактике с несколькими свободными параметрами, сворачивая это распределение с откликом прибора и сравнивая результат с прямыми измерениями. Наилучшие значения параметров определяются минимизацией величины χ^2 :

$$\sum_i \left[\frac{AP_i - (D_i - B_i)}{\sigma_i} \right]^2 = \min, \quad (1)$$

где суммирование выполняется по всем наблюдениям, при которых ось телескопа отстояла меньше, чем на 30° от центра Галактики, A — нормировка модели, P_i — предсказываемая скорость счета данного детектора в i -м наблюдении, D_i — наблюдаемая скорость счета в диапазоне 508–514 кэВ, B_i — предсказываемая скорость счета фона, σ_i — статистическая ошибка в данном измерении. При малом числе отсчетов N_i в отдельном измерении ($N_i \leq 10-20$) использование простейшей оценки пуассоновских ошибок $\sigma_i = \sqrt{N_i}$ часто приводит к корреляции измерений и ошибок, а также к систематическому сдвигу в оценке параметров [5]. Чтобы избежать этого, ошибки вычислялись по известному времени наблюдения с использованием усредненных значений по большому числу измерений. В наиболее простой модели предполагается, что поверхностная яркость описывается двумерной гауссианой, симметрично расположенной относительно центра Галактики. Нормировка (полный поток) и ширина распределения являлись свободными параметрами модели. Чуть более гибкая модель включает в себя дополнительную постоянную подложку — $AP_i + C$. На рисунке 2 показаны зависимости полного потока от ширины гауссианы для этих двух моделей и зависимость значений $\chi^2 - \chi_{\min}^2$ (уравнение (1)) для модели с постоянной подложкой. Значение χ_{\min}^2 составляет 38938 для 38969 степеней свободы (число индивидуальных измерений минус число свободных параметров модели). Так как

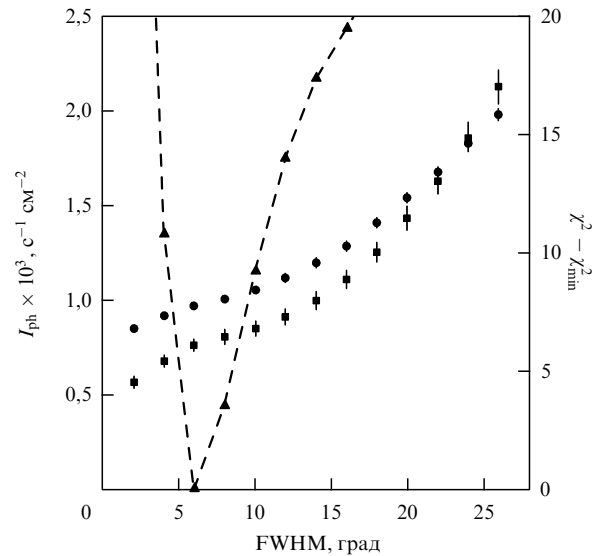


Рис. 2. Зависимость потока I_{ph} в диапазоне энергий 508–514 кэВ от ширины гауссианы для двух моделей распределения поверхностной яркости: двумерная гауссиана (кружки) и двумерная гауссиана плюс постоянная подложка (квадраты). Штриховой кривой показана зависимость величины $\chi - \chi_{\min}^2$ (правая ось) от ширины гауссианы для второй модели.

отношение сигнал/шум весьма мало для отдельных измерений, то малое значение χ_{\min}^2 не является убедительным свидетельством хорошего согласия данных и модели, а скорее, показывает, что статистическая ошибка измерений оценена правильно. Из рисунка 2 следует, что наилучшее согласие с данными наблюдений достигается при ширине гауссианы порядка 6° . При этом полный поток (нормировка гауссианы) составляет $\sim 7,6 \times 10^{-4}$ фотонов за 1 с на 1 см^2 для модели с подложкой и $\sim 10^{-3}$ фотонов за 1 с на 1 см^2 для модели без подложки. Такая разница в значениях потоков означает, что распределение потока более сложное, чем предполагается в этих простых моделях. Тем не менее полученное значение потока отражает (с точностью до численного коэффициента порядка единицы) полный поток, идущий из зоны центра Галактики. Точное значение этого численного коэффициента зависит от предполагаемой формы распределения поверхностной яркости.

Таким образом, данные обсерватории ИНТЕГРАЛ показывают, что поверхностная яркость центральной зоны Галактики значительно выше, чем в любых других направлениях, а полный поток из центральной зоны составляет $\sim 10^{-3}$ фотонов за 1 с на 1 см^2 . Задание более сложных моделей [6, 7] распределений поверхностной яркости в линии 511 кэВ, в частности, состоящих из дисковой компоненты и центральной шарообразной части — балджа (от англ. bulge, вздутие), приводит к качественно аналогичным выводам — поток для центральной компоненты заметно выше, чем для дисковой компоненты. Этот вывод верен при условии, что толщина диска не превышает нескольких десятков градусов.

4. Спектр излучения в линии 511 кэВ

Анализ данных в диапазоне энергий 508–514 кэВ, описанный в разделе 3, был повторен для узких энергетических каналов шириной 0,5 кэВ, покрывающих диапазон энергий от 20 до 1000 кэВ. В результате был

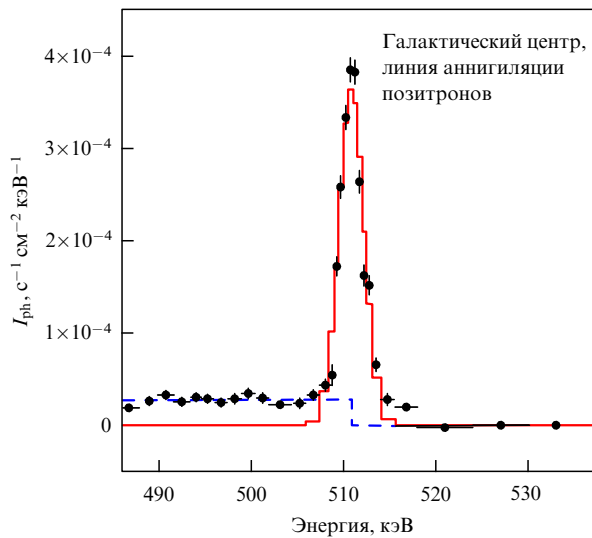


Рис. 3. Спектр аннигиляционного излучения центральной зоны Галактики, полученный для одной из пространственных моделей распределения аннигиляционного излучения в Галактике. Точками показан вклад трехфотонного распада. Сплошная кривая соответствует линии на энергии 511 кэВ, штриховая кривая — трехфотонному континууму. Представленные модельные кривые не были свернуты с энергетическим разрешением прибора. В действительности резкий край трехфотонного континуума размыт за счет конечного разрешения.

построен спектр [4], отражающий зависимость от потока энергии для гауссианы с шириной 6° . Этот спектр показан на рис. 3. Выбор использованной пространственной модели — гауссиана + константа (см. раздел 3) — достаточно консервативен, так как введение дополнительного свободного параметра снижает статистическую значимость результатов, но позволяет подавить систематический шум. При другом выборе ширины гауссианы нормировка спектра изменится (см. рис. 2), но основные параметры спектра, обсуждаемые в данном докладе, слабо зависят от использованной ширины гауссианы. В таблице приведены параметры аппроксимации полученного спектра. В спектральную модель были включены следующие компоненты: сравнительно узкая гауссова линия (свободные параметры — энергия центра линии, ширина линии и нормировка), трехфотонный континуум (свободный параметр — нормировка) и степенной закон с фиксированным фотонным индексом, равным 2,0. Степенной закон был включен, чтобы учесть гипотетическую возможность того, что кроме аннигиляционного излучения в спектре присутствует дополни-

Таблица. Параметры аппроксимации спектра аннигиляционного излучения в диапазоне энергий 450–550 кэВ. Модель включает гауссову линию, ортопозитронный континуум и степенной спектр с фотонным индексом 2,0. Ошибки соответствуют уровню достоверности 1σ для одного параметра

Параметр	Значение параметра и ошибка
E , кэВ	510,954 [510, 88 – 511, 03]
FWHM, кэВ	2,37 [2,12 – 2,62]
$F_{2\gamma} \times 10^4$ фотонов за 1 с на 1 см^2	$7,16 \pm 0,36$
$F_{3\gamma} \times 10^4$ фотонов за 1 с на 1 см^2	$26,1 \pm 5,7$
$F_{3\gamma}/F_{2\gamma}$	$3,65 \pm 0,82$
F_{ps}	$0,94 \pm 0,06$
χ^2 (число степеней свободы)	192,7 (193)

тельная широкая компонента (например диффузное нетепловое излучение межзвездной среды в области центра Галактики). Отношение потоков в первых двух компонентах задает долю аннигиляций, вызванных образованием позитрония:

$$F_{\text{ps}} = \frac{2}{1,5 + 2,25 F_{2\gamma}/F_{3\gamma}}, \quad (2)$$

где $F_{2\gamma}$ — поток в линии, а $F_{3\gamma}$ — поток в трехфотонном континууме. Алгебраическое выражение (2) непосредственно вытекает из предположения, что орто- и парапозитроний образуются в соотношении 3 : 1 и порождают соответственно 3 и 2 фотона при аннигиляции.

5. Ограничения на параметры межзвездной среды

Две измеряемые величины — ширина линии и соотношение потоков в линии и в трехфотонном континууме — позволяют наложить ограничения на температуру и степень ионизации среды, в которой происходит аннигиляция. Предполагается, что позитроны рождаются "горячими", т.е. с энергией, превышающей несколько сотен килоэлектронвольт. Позитроны затем замедляются из-за кулоновских потерь в ионизованной плазме или фотоионизации и возбуждения атомов в нейтральном газе. В конечном итоге энергия позитронов становится сравнимой с температурой среды — происходит термализация позитронов. Когда энергия позитронов опускается ниже значения в несколько сотен электронвольт, происходит обмен зарядом с нейтральными атомами, фоторекомбинация или прямая аннигиляция со свободными или связанными электронами (см., например, [8]). В дальнейшем анализе мы рассматривали газ из чистого водорода, не содержащий пыли. Для вычисления ионизации, возбуждения и обмена зарядом, мы использовали теоретические расчеты Керногана [9], которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. Для фоторекомбинации и прямой аннигиляции на свободных электронах применялись аппроксимации из [10], а для прямой аннигиляции на связанных электронах — из [11]. Для позитронов, замедляющихся при ионизации атомов водорода, необходимо задать распределение позитронов по энергии в конечном состоянии. Для этой цели мы использовали распределение по конечным энергиям, получающееся из первого борновского приближения, а нормировка была фиксирована на значении из [9]. Для позитронов, замедляющихся при взаимодействии со свободными электронами, мы воспользовались аналитической аппроксимацией [12], полученной для потерь энергии электронами. В расчете предполагалось, что при перезарядке и фоторекомбинации орто- и парапозитроний образуются в соответствии со статистическими весами, т.е. в соотношении 3 : 1.

Чтобы отследить эволюцию энергий позитронов и формирование спектров аннигиляционного излучения с учетом всех вышеперечисленных процессов использовался метод Монте-Карло. Отдельно рассчитывался спектр излучения, производимый термализованными позитронами, в предположении максвелловского распределения по энергиям. Оценки показывают, что отклонения от максвелловского распределения вследствие обмена заряда позитронов с нейтральными атомами могут иметь значение при температуре плазмы порядка

6000 К и очень малой степени ионизации — менее 10^{-3} . Для других комбинаций температуры и степени ионизации отклонения от максвелловского распределения не играют большой роли.

Предсказываемая аннигиляционная линия имеет форму, отличающуюся от правильной гауссианы, и часто содержит одновременно широкую и узкую компоненты. В таком случае ширина линии, определяемая традиционно как "ширина на полувысоте", будет более чувствительна к узкой компоненте, даже если эта компонента содержит малую долю излучения. Чтобы избежать этого, вычислялась эффективная ширина линии — интервал энергий, содержащий 76 % от полного потока в линии.

Результаты расчетов приведены на рис. 4, где каждая кривая соответствует заданному значению температуры среды. Степень ионизации среды изменяется вдоль каждой из кривых. Легко видеть, что кривые, представленные на рис. 4, образуют два семейства.

Первое семейство кривых соответствует газу с температурой ниже ~ 6000 К. В холодной и нейтральной среде около 94 % позитронов аннигилируют до момента термализации. Оставшиеся 6 % уходят под порог образования позитрония (6,8 эВ) и затем аннигилируют на связанных электронах. При этом эффективная ширина линии, возникающая при аннигиляции с образованием позитрония, составляет 5,3 кэВ. Аннигиляция на связанных электронах дает эффективную ширину около 1,7 кэВ [13] из-за конечной ширины распределения по скоростям

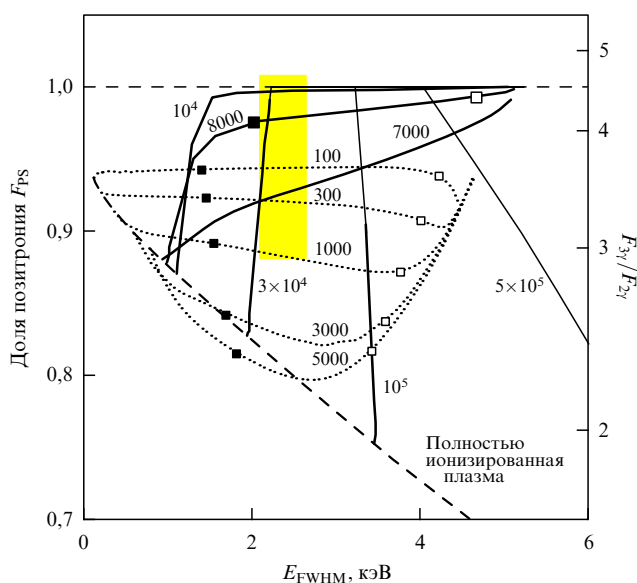


Рис. 4. Эффективная ширина линии 511 кэВ и доля аннигиляций, вызванных образованием позитрония, для различных температур и степеней ионизации среды. Серый прямоугольник соответствует области значений параметров, совместимых с данными обсерватории ИНТЕГРАЛ. Теоретические кривые разбиты на две группы: низкотемпературные ($T < 5000$ К, пунктирные кривые) и высокотемпературные ($T > 7000$ К, сплошные кривые). Температура фиксирована для каждой кривой (значения указаны на рисунке), а степень ионизации изменяется вдоль кривой от 0 до 1. Для низкотемпературных кривых (и для кривой при $T = 8000$ К) степень ионизации 0,01 отмечена полными квадратиками, а степень ионизации 0,1 — темными квадратиками. Штриховая кривая показывает зависимость доли аннигиляций, вызванных образованием позитрония, от ширины линии для полностью ионизированной среды.

электронов, связанных в атоме водорода. Эффективная ширина образующейся в конечном итоге линии (сумма широкой и узкой компонент) составляет $\sim 4,6$ кэВ. Если степень ионизации среды превышает $\sim 10^{-3}$, то начинают играть роль кулоновские потери, т.е. доля позитронов, образующих атомы позитрония до термализации, уменьшается. Для позитронов с энергией менее 6,8 эВ важнейшими являются три процесса: фоторекомбинация со свободными электронами и аннигиляция как на свободных, так и на связанных электронах. При степени ионизации порядка 10^{-2} и температурах порядка 1000 К аннигиляция на связанных электронах приводит к уменьшению доли позитрония до 80–90 %. Если же степень ионизации превышает несколько процентов, то важными оказываются только фоторекомбинация и аннигиляция на свободных электронах, и доля позитрония, и ширина линии сходятся к значениям, ожидаемым для полностью ионизированной плазмы.

Второе семейство кривых соответствует температурам выше 7000 К. При таких температурах термализованные позитроны могут формировать позитроний в результате реакции обмена зарядом с атомами водорода. Этот процесс доминирует над фоторекомбинацией и прямой аннигиляцией, если плазма не сильно ионизована. Причем доля позитрония оказывается очень близка к единице. Только при значительной ионизации плазмы (порядка 6–10 % при $T = 8000$ К и выше при более высоких температурах) становится важна аннигиляция на свободных электронах, и доля позитрония начинает уменьшаться с увеличением степени ионизации (почти вертикальные участки кривых на рис. 4).

Расчеты, результаты которых показаны на рис. 4, производились для различных сочетаний значений температуры и степени ионизации газа, при этом не рассматривался вопрос о реализуемости таких сочетаний в астрофизических условиях. Для сравнения ограничения на эффективную ширину линии и долю позитрония, получаемые по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ, показаны на рис. 4 серым прямоугольником. Видно, что в терминах однофазной среды возможны два решения: низкотемпературное ($T < 1000$ К) и высокотемпературное ($7000 < T < 4 \times 10^4$ К). Обсудим теперь астрофизическую сторону этих решений.

Согласно стандартной модели межзвездной среды [14, 15], в Галактике есть несколько основных фаз: горячая ($T > 10^5$ К), теплая ($T \sim 8000$ К) и холодная ($T < 100$ К).

Из рисунка 4 видно, что горячая ($T > 10^5$ К) ионизованная среда не может давать доминирующего вклада в наблюдаемый спектр аннигиляционного излучения. Действительно, ширина линии, образующейся в такой среде, слишком велика, а доля позитрония слишком мала. Формально доля позитрония может быть увеличена понижением степени ионизации газа, но маловероятно, что в астрофизических условиях степень ионизации может быть заметно меньше, чем при чисто столкновительном ионизационном равновесии. Ограничение на вклад очень горячей ($T > 10^6$ К) полностью ионизованной плазмы можно получить добавлением широкой линии к модельному спектру и нахождением максимальной амплитуды линии, которая в пределах статистических ошибок не противоречит наблюдаемому спектру. Например, при $T = 10^6$ К ожидаемая ширина линии равна ~ 11 кэВ [16], и вклад такой линии не превышает

17 % на уровне достоверности 90 %. Предполагая, что оставшиеся фотоны ($< 83\%$) в линии связаны с аннигиляцией позитрония, и учитывая, что при этой температуре темпы прямой аннигиляции и фоторекомбинации почти одинаковы, можно сделать вывод, что в среде с температурой $T = 10^6$ К происходит не более 8 % от общего числа аннигиляций позитронов. Заметим, что времена замедления и аннигиляции позитронов в межзвездной среде зависят как от начальной энергии позитрона, так и от свойств среды (главным образом от ее плотности). Допустимый диапазон времен очень велик. Например, при начальной энергии позитронов порядка 0,5–1 МэВ среднее время до аннигиляции изменяется от 10 тысяч до нескольких сотен миллионов лет при переходе от холодной к горячей фазе. Это означает, что позитроны, попавшие в горячую фазу, живут достаточно долго, для того чтобы успеть: а) покинуть Галактику или б) попасть в более плотную фазу и проаннигилировать в ней. Следовательно, малая доля аннигиляций в горячей среде сама по себе еще не является доказательством, что позитроны не рождаются в горячей среде.

Аналогичный вывод справедлив и для холодной ($T < 10^3$ К) нейтральной среды. В этом случае ожидаемая доля позитрония согласуется с наблюдающейся, но ожидаемая ширина линии $\sim 4,5$ кэВ слишком велика. Можно уменьшить ширину линии, предполагая, что степень ионизации значительно больше 10^{-2} . Однако для молекулярных и холодных HI-облаков такая степень ионизации существенно превышает характерную для них величину, что делает такое решение маловероятным.

С другой стороны, для теплой ($T \sim 8000 - 10000$ К) фазы межзвездной среды степень ионизации может варьироваться от менее чем 0,1 до более чем 0,8. Такая фаза дает возможность объяснить наблюдаемые значения ширины аннигиляционной линии и доли позитрония в спектре. При температуре 8000–10000 К требуемая степень ионизации составляет несколько процентов. При температуре порядка 20000 К необходима степень ионизации $\sim 0,4$. При температурах, превышающих 30000 К, плазма практически полностью ионизована, даже если доминирует ионизация электронными ударами. В типичных астрофизических условиях можно полагать, что степень ионизации не опускается ниже величины, ожидаемой для ионизации электронными ударами. Учет фотоионизации приводит к дополнительному повышению степени ионизации. Таким образом, "разрешенный" диапазон степеней ионизации простирается от значения столкновительной ионизации до единицы. Соответствующие участки кривых на рис. 4 выделены жирной линией.

Таким образом, в предположении однофазной модели из рис. 4 следует, что теплая фаза межзвездной среды дает наилучшее описание наблюдаемого спектра. Этот вывод качественно согласуется с результатами, полученными при анализе [8] ранних наблюдений аннигиляционного излучения. Детальная форма спектра, предсказываемая моделью аннигиляции в газе с температурой 8000 К и степенью ионизации 0,1, представлена на рис. 5а. Сравнение ожидаемого в этой модели и наблюдавшегося спектра показано на рис. 5б.

Заметим, что хотя однофазная модель может достаточно точно воспроизвести наблюдения, нельзя исключать более сложные модели, в которых аннигиляция происходит в нескольких фазах [4]. Существенную роль

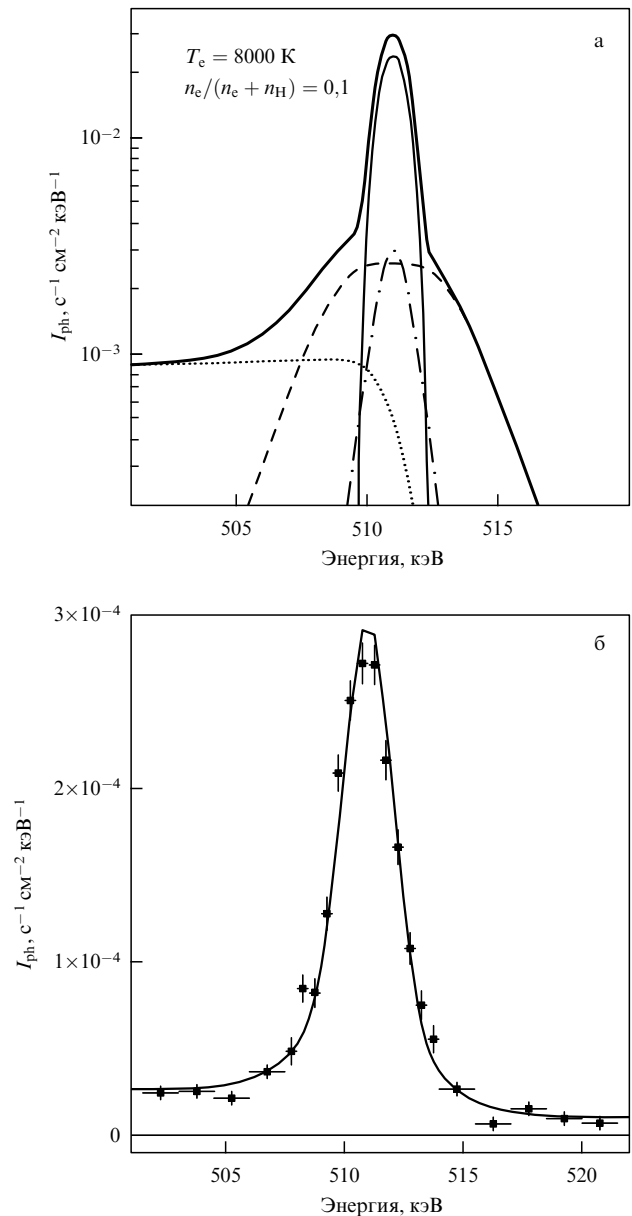


Рис. 5. (а) Ожидаемый спектр аннигиляционного излучения для среды с температурой 8000 К и степенью ионизации 0,1. Пунктирной кривой показан вклад трехфотонного континуума, штриховая кривая — аннигиляционная линия, формирующаяся до термализации позитронов, тонкая сплошная кривая соответствует аннигиляции, вызванной образованием парапозитрония после термализации, штрихпунктирная кривая — прямой аннигиляции термализованных позитронов. Жирная сплошная кривая — полный спектр аннигиляционного излучения. (б) Сравнение модельного спектра, представленного на рис. а, свернутого с энергетическим разрешением детектора, и наблюдаемого спектра.

играет степень ионизации фаз. Например, можно объяснить наблюдения, предполагая наличие смеси холодной нейтральной фазы с теплой ионизованной в соотношении 1 : 1. Более детальный анализ этого вопроса приведен в работах [4, 17].

6. Обсуждение и выводы

Наблюдения обсерватории ИНТЕГРАЛ обеспечили самые точные на сегодняшний день измерения спектра

аннигиляционного излучения позитронов и зоны центра Галактики.

Поверхностная яркость аннигиляционного излучения высока в центральной зоне Галактики размером 5–10 градусов и мала вне этой зоны. Поток из центральной области составляет $\sim 10^{-3}$ фотонов за 1 с на 1 см^2 . Неопределенность данного значения связана почти исключительно с неопределенностью в предполагаемом распределении поверхностной яркости. Считая расстояние до области аннигиляции равным 8,5 кпк и учитывая, что доля аннигиляций через формирование позитрония близка к единице, получим, что наблюдаемый поток соответствует $\sim 2 \times 10^{43}$ аннигиляциям позитронов в 1 с. Соответствующая светимость равна $L_{e^+} \sim 1,6 \times 10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$ (число аннигиляций в 1 с, умноженное на энергию покоя позитрона). Это накладывает серьезные энергетические ограничения на механизм производства позитронов. При начальном лоренц-факторе позитрона γ минимальные затраты энергии составят γL_{e^+} . Если же позитроны порождаются более энергичными (или массивными) частицами, то минимальная мощность, необходимая для создания нужного числа позитронов, может быть оценена как

$$\frac{E_0}{m_e c^2} L_{e^+},$$

где E_0 — начальная энергия частиц. Например, при рождении позитронов космическими лучами (через образование π^+ -мезонов) минимальные энергетические затраты составляют $\approx 3 \times 273 \times L_{e^+} \approx 10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$. Здесь мы учли, что одновременно с π^+ -мезонами, образуются еще и π^- - и π^0 -мезоны. Распад π^0 -мезонов должен приводить к гамма-излучению на энергиях 50–100 МэВ со светимостью порядка $3 \times 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$. Все эти оценки, конечно, получены в предположении стационарности аннигиляционного излучения.

Анализ данных, накопленных в первых сериях наблюдений, показывает, что вклад дисковой компоненты меньше, чем поток из центральной зоны галактики [6,7]. Отношение светимостей — модельно зависящая величина, существенно зависящая от предполагаемых свойств отдельных компонент, например толщины дисковой компоненты.

Центр линии совпадает с энергией покоя электронов (позитронов) с высокой точностью:

$$\frac{E}{m_e c^2} = 0,99991 \pm 0,00015.$$

Следовательно, средняя лучевая скорость среды относительно Земли не превышает $\sim 44 \text{ км с}^{-1}$. Из наблюдаемой ширины аннигиляционной линии следуют также ограничения на характерную скорость хаотических движений среды. Собственная ширина линии в покоящейся среде зависит от температуры и степени ионизации среды (см. рис. 4) и может быть достаточно малой ($\sim 1-1,5 \text{ кэВ}$). С учетом этого консервативный верхний предел на разброс лучевых скоростей составляет $\sim 800 \text{ км с}^{-1}$.

Сочетание наблюдаемой ширины линии ($2,37 \pm 0,25 \text{ кэВ}$) и доли позитрония ($F_{PS} = 0,96 \pm 0,04$) можно объяснить аннигиляцией в "теплой" фазе межзвездной среды с характерной температурой порядка 8000 К и степенью ионизации среды порядка 0,1. Аннигиляция в однофазной холодной ($T \leq 10^3 \text{ К}$) или горячей ($T \geq 10^5 \text{ К}$) средах не совместима с измерениями. Но

нельзя исключить также возможность комбинации из нескольких фаз, различающихся температурой и степенью ионизации. При этом предел на долю аннигиляций в очень горячей ($T \geq 10^6 \text{ К}$) фазе составляет менее 8 %.

Приведенные выше значения характеристик аннигиляционного излучения свидетельствуют против моделей происхождения позитронов, связанных со сверхновыми второго типа и массивными звездами, так как подобные объекты встречаются почти исключительно только в диске, а не в балдже Галактики. По аналогичной причине (и по энергетическим соображениям) маловероятна и гипотеза о рождении позитронов в результате взаимодействия космических лучей с веществом. Данные обсерватории ИНТЕГРАЛ более совместимы с источниками позитронов, тяготеющими к балджу, в частности, сверхновыми типа Ia, маломассивными двойными или аннигиляцией темной материи. Каждый из этих механизмов имеет свои достоинства и недостатки. Одна из важнейших целей продолжающихся сейчас наблюдений обсерватории ИНТЕГРАЛ — это получение более жестких ограничений на распределение поверхностной яркости и вариации формы спектра аннигиляционного излучения вдоль плоскости Галактики и поперек нее. Это позволит значительно сузить класс физических процессов, дающих доминирующий вклад в производство позитронов в Галактике.

Список литературы

1. Johnson W N (III), Harnden F R (Jr), Haymes R C *Astrophys. J.* **172** L1 (1972)
2. Leventhal M, MacCallum C J, Stang P D *Astrophys. J.* **225** L11 (1978)
3. Vedrenne G et al. *Astron. Astrophys.* **411** L63 (2003)
4. Churazov E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **357** 1377 (2005)
5. Churazov E et al. *Astrophys. J.* **471** 673 (1996)
6. Teegarden B J et al. *Astrophys. J.* **621** 296 (2005)
7. Knödlseder J et al. *Astron. Astrophys.* **441** 513 (2005)
8. Bussard R W, Ramaty R, Drachman R J *Astrophys. J.* **228** 928 (1979)
9. Kernoghan A A et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29** 2089 (1996)
10. Gould R J *Astrophys. J.* **344** 232 (1989)
11. Bhatia A K, Drachman R J, Temkin A *Phys. Rev. A* **16** 1719 (1977)
12. Swartz W E, Nisbet J S, Green A E S *J. Geophys. Res.* **76** 8425 (1971)
13. Iwata K, Greaves R G, Surko C M *Phys. Rev. A* **55** 3586 (1997)
14. McKee C F, Ostriker J P *Astrophys. J.* **218** 148 (1977)
15. Каплан С А, Пикельнер С Б *Физика межзвездной среды* (М.: Наука, 1979)
16. Crannell C J et al. *Astrophys. J.* **210** 582 (1976)
17. Jean P et al. *Astron. Astrophys.* **445** 579 (2006)

PACS numbers: **97.80.-d**, **98.70.-f**, **98.70.Qy**

Ультраяркие рентгеновские источники в галактиках — микроквазары или черные дыры промежуточных масс

С.Н. Фабрика, П.К. Аболмасов, С.В. Карпов, О.Н. Шолухова, К.К. Гош

1. Новый класс рентгеновских источников

Ультраяркие рентгеновские источники (ultra-luminose X-ray sources, ULXs) во внешних галактиках выделены в астрофизике как новый класс объектов в 2000 г. Очень яркие рентгеновские источники обнаруживались в галак-