

Синхротронное излучение космических e^\pm в некоторых моделях тёмной материи

Резюме

Недавние результаты экспериментов PAMELA и ATIC указывают на избыток e^\pm в космических лучах. Этот избыток можно проинтерпретировать как результат распада или аннигиляции темной материи (DM). В работе рассматриваются высокоэнергетичные потоки гамма-квантов, наблюдаемые на Земле и данные по которым известны из эксперимента IRAS, которые могут являться результатом синхротронного и обратного комптоновского излучения продуктов темной материи. В качестве распределения ТМ используется NFW профиль.

1 Введение

Ряд астрофизических и космологических наблюдений показывает очевидность существования так называемой темной материи, однако никаких бесспорных методов её обнаружения не предложено, и её свойства до сих пор остаются достаточно непонятными.

Под темной материей принято понимать гипотетическое вещество, которое нельзя обнаружить по его излучению, однако наличие которого может объяснить гравитационные эффекты на видимом веществе. Темная материя способна объяснить экспериментальную кривую для скорости вращения объектов в галактиках а также причину „недостатка“ массы в некоторых других моделях.

В ноябре прошлого года эксперимент ATIC [1] опубликовал свои результаты, согласно которым наблюдается избыток электрон-позитронных пар e^\pm в спектре космических лучей на энергиях порядка от 45 до 600 ГэВ, которые можно интерпретировать как результат аннигиляции или распада темной материи в галактическом гало Млечного пути.

В этой работе исследуется синхротронное излучение таких избыточных электронов и позитронов от галактики Messier 31 и от некоторых карликовых спутников Млечного Пути, ожидаемое при такой интерпретации.

2 Потери энергии электронами

Электрон-позитронные пары e^\pm получаемые в результате распада или аннигиляции ТМ под действием магнитного поля B будут испытывать синхротронное излучение. Как для электронов, так и для позитронов в результате процесса аннигиляции или распада ТМ ожидаемый спектр будет тем же самым, поэтому можно рассматривать только спектр электронов.

При возникновении электрона, его траектория закручивается в так называемой „диффузионной зоне“, при этом важен вклад магнитного поля. В общем случае распространение электронов описывается следующим дифференциальным уравнением [14]:

$$\underbrace{-\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 D \frac{\partial f}{\partial r} \right]}_{\text{diffusion}} + \underbrace{v \frac{\partial f}{\partial r}}_{\text{advection}} - \underbrace{\frac{1}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) p \frac{\partial f}{\partial p}}_{\text{convection}} + \underbrace{\frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} [\dot{p} p^2 f]}_{\text{radiative losses}} = \underbrace{\frac{Q_e(E, r)}{4\pi p^2}}_{\text{source}}, \quad (1)$$

2.1 Синхротронное излучение

Для рассматриваемых полей $B \sim \mu G$ СИ является доминирующим по сравнению с другими явлениями потери энергии - обратный эффект Комптона (ICS), brehmsstrahlung, ионизация.

Полная мощность синхротронного излучения в диапазоне частот $(\nu, \nu + d\nu)$ будет равна

$$j(\nu, r) = \int_{m_e}^{M_{DM}} dE \mathcal{P}(\nu, r) n_e(r, E) \quad (2)$$

Здесь, мощность $\mathcal{P}(\nu, r)$ синхротронного излучения единичного электрона с энергией E в диапазоне частот $(\nu, \nu + d\nu)$ в постоянном магнитном поле B может быть определена следующим образом [10, 11] :

$$\mathcal{P}(\nu, r) = \frac{dW}{d\nu} = \frac{1}{4\pi} \frac{e^3 B}{m_e} F(\nu/\nu_c) \quad (3)$$

где $F(x)$ ¹ имеет вид :

$$F(x) = x \int_x^\infty dx K_{5/3}(x) \quad (6)$$

¹ Функцию $F(x)$ можно аппроксимировать следующим выражением :

$$F(x) = \frac{8\pi}{9\sqrt{3}} \delta(x - 0.29) \quad (4)$$

В этом приближении получаем :

$$j(\nu, r) = \frac{2e^3 B}{9m_e} \int dE n_e(r, E) \delta(f(E)) \quad (5)$$

и предельная частота излучения :

$$\nu_s(E) = \frac{3eB}{4\pi m_e^3} E^2 \quad (7)$$

Наблюдаемый на земле поток электронов равен :

$$S = \frac{1}{4\pi D^2} j(\nu, r) \quad (8)$$

2.2 Inverse Compton Scattering

В зависимости от наблюдаемой галактики, в ряде случаев обратный эффект Комптона(Inverse Compton) может стать основной причиной потерь энергии электронов на излучение. Полная мощность IC в диапазоне частот $(\nu, \nu + d\nu)$ будет равна :

$$j(\epsilon_1, r) = \int_{m_e}^{M_{DM}} dE \mathcal{P}(\epsilon_1, E, r) n_e(r, E) \quad (9)$$

Здесь $\mathcal{P}(\epsilon_1, E, r)$ - дифференциальная мощность испущенная фотонами энергии ϵ_1 электроном энергии E , $n_e(r, E)$ - плотность распределения таких электронов.

3 Модель темной материи

На сегодняшний день для объяснения результатов АТИС с помощью темной материи предложено несколько сценариев. В работе рассматриваются аннигиляционный и распадный сценарии. Для каждого из сценариев плотность числа образующихся электрон-позитронных пар в конкретной области пространства галактики различна.

В работе рассматривается модель нерелятивистской „холодной“ темной материи, поэтому, её можно охарактеризовать некоторой плотностью энергии, соответствующей плотности числа частиц, т.к. каждая частица приносит энергию, равную своей массе.

Будем предполагать, что распределение вторичных электронов от темной материи равновесное по всей Галактике, то есть отсутствуют потоки наблюдаемых электронов. Косвенно это подтверждается предварительной информацией об изотропии наблюдаемого потока. Также, предположим, что в районе Солнечной системы нет локального избытка темной материи.

Пусть плотность темной материи на расстоянии r от центра Галактики $\rho_{DM}(r)$.

Для распадного сценария число вторичных электронов пропорционально числу исходных частиц темной материи:

$$\left(\frac{dN(E)}{dE} \right)_d(r) = c_1(E) \cdot \rho_{DM}(r) \quad (10)$$

где $c_1(E)$ - вероятность распада.

В случае аннигиляции темной материи число вторичных электронов пропорционально вероятности двум частицам ТМ встретиться, которая в свою очередь пропорциональна квадрату плотности числа частиц темной материи :

$$\left(\frac{dN(E)}{dE}\right)_a(r) = c_2(E)\rho_{DM}(r)^2 \quad (11)$$

где $c_2(E)$ - вероятность аннигиляции частиц, при условии, что они встретились.

Существует много разнообразных профилей для распределения плотности энергии темной материи в галактике [8], в этой работе рассматривается NFW(Navarro, Frenk and White) профиль [7]

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_s}{\frac{r}{r_s}(1 + \frac{r}{r_s})^2} \quad (12)$$

Он также может быть представлен в виде(C - характеристический параметр) :

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{1}{4\pi[\log(1+C) - C/(1+C)]} \frac{M_{vir}}{r(1 + \frac{r}{r_s})^2} \quad (13)$$

4 Определение плотности электронов вблизи Земли

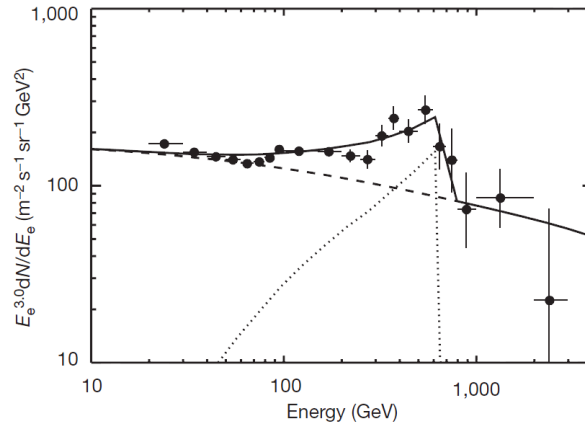


Рис. 4 График зависимости потока электронов от энергии

Чтобы определить вероятность темной материи проаннигилировать или распасться, нужно найти плотность наблюдаемых электронов $(\frac{dN(E)}{dE})_0(r)$ вблизи Земли. В дополнении к журналу Nature [1] был опубликован график зависимости потока электронов от их энергии.

На графике (4) штриховой кривой соответствует ожидаемый фон, а сплошной кривой наблюдаемый поток электронов. Но больший интерес представляет разность этих двух кривых - пунктирная линия, из которой можно извлечь информацию для наблюдаемого избытка электрон-позитронных пар.

Зная полный поток электронов $F(E)$, который можно извлечь из графика, можно получить формулу для плотности электронов $(\frac{dN(E)}{dE})_0(r)$ вблизи Земли :

$$\frac{dF(E)}{dE} = \frac{c}{4\pi} \frac{dN}{dE} \quad (14)$$

Предположение об отсутствии локального избытка темной материи позволяет считать универсальным коэффициент вероятностей распада и аннигиляции темной материи.

Полное число электронов в Галактике для распадов будет равно

$$n_e(r, E) = c_1(E) \int \rho_{DM}(r) dV \quad (15)$$

и для аннигиляции :

$$n_e(r, E) = c_2(E) \int \rho_{DM}^2(r) dV \quad (16)$$

5 Экспериментальные данные

В работе исследуются излучения для двух моделей галактик. Первая - галактика Андромеды, или Messier 31. Вторая исследуемая галактика - карликовая эллиптическая галактика Стрельца - Sagittarius Dwarf (SagDEG).

Используя данные эксперимента ATIC (4) можно получить полный наблюдаемый поток излучения для некоторых энергий и, следовательно, узнать плотность электронов dN/dE вблизи Земли :

Таблица 1: Результаты эксперимента ATIC

E [GeV]	$E^3 dF/dE$ [GeV ³ /(m ² ·s·str)]	dF/dE [1/(GeV·m ² ·s·str)]	$dN/dE _{\odot}$ [1/(GeV·m ³)]
45	10	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$4.6 \cdot 10^{-12}$
100	29	$2.9 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-12}$
320	83	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$1.1 \cdot 10^{-13}$
600	156	$7.2 \cdot 10^{-7}$	$3.0 \cdot 10^{-14}$

По формуле (7) можно найти частоту синхротронного излучения для каждой из моделей наблюдаемых галактик , а из (10) и (11) вероятности темной материи проаннигилировать или распасться для конкретной энергии. Результаты вычислений приведены в таблице (2).

В таблице 3 приведены данные о галактике Messier 31 и о карликовой галактике Стрельца(Sagittarius Dwarf).

Таблица 2: Результаты эксперимента ATIC

E [GeV]	$C_1(E)$ [1/GeV ²]	$C_2(E)$ [m ³ /GeV ³]	$\frac{\nu_s(E)}{3}, M31$ [Hz]	$\frac{\nu_s(E)}{3}, SagDEG$ [Hz]
45	$1.5 \cdot 10^{-17}$	$5.1 \cdot 10^{-23}$	$4.4 \cdot 10^{10}$	$1.1 \cdot 10^{10}$
100	$4.0 \cdot 10^{-18}$	$1.3 \cdot 10^{-23}$	$2.2 \cdot 10^{11}$	$5.4 \cdot 10^{10}$
320	$3.6 \cdot 10^{-19}$	$1.2 \cdot 10^{-24}$	$2.2 \cdot 10^{12}$	$5.5 \cdot 10^{11}$
600	$9.9 \cdot 10^{-20}$	$3.3 \cdot 10^{-25}$	$7.8 \cdot 10^{12}$	$1.9 \cdot 10^{12}$

Таблица 3: Данные о наблюдаемых объектах

Величина	M31	SagDeg	
D	770kpc	24kpc	distance to object
r_s	8kpc	0.62kpc	radius
ρ_s	1.9GeV/cm ³	5.2Gev/cm ³	DM density(NFW)
M_{vir}	$7 \cdot 10^{11} M_\odot$	$\cdot 10^8 M_\odot$	Масса ТМ
C	22	—	характеристический параметр
B	4μG	1μG	Магнитное поле

5.1 Сценарий распада

В таблице 4 приведены результаты вычислений интенсивности для сценария распада частиц темной материи.

E [GeV]	ν [Hz]	$\frac{dN(E)}{dE}$ [1/GeV]	$\frac{1}{4\pi D^2} \cdot \frac{dW(E)}{d\nu}$ [Jy]
45	$4.4 \cdot 10^{10}$	$1.2 \cdot 10^{52}$	$7.1 \cdot 10^{-5}$
100	$2.2 \cdot 10^{11}$	$3.1 \cdot 10^{51}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$
320	$2.2 \cdot 10^{12}$	$2.8 \cdot 10^{50}$	$1.7 \cdot 10^{-6}$
600	$7.8 \cdot 10^{12}$	$7.6 \cdot 10^{49}$	$4.5 \cdot 10^{-7}$
M31			

E [GeV]	ν [Hz]	$\frac{dN(E)}{dE}$ [1/GeV]	$\frac{1}{4\pi D^2} \cdot \frac{dW(E)}{d\nu}$ [Jy]
45	$1.1 \cdot 10^{10}$	$1.7 \cdot 10^{48}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
100	$5.4 \cdot 10^{10}$	$4.4 \cdot 10^{47}$	$2.7 \cdot 10^{-6}$
320	$5.5 \cdot 10^{11}$	$4.0 \cdot 10^{46}$	$2.4 \cdot 10^{-7}$
600	$1.9 \cdot 10^{12}$	$1.1 \cdot 10^{46}$	$6.7 \cdot 10^{-8}$
SagDeg			

Таблица 4: Результаты для сценария распада

5.2 Сценарий аннигиляции

В таблице 5 приведены результаты вычислений интенсивности для сценария аннигиляции частиц темной материи.

E	ν	$\frac{dN(E)}{dE}$	$\frac{1}{4\pi D^2} \cdot \frac{dW(E)}{d\nu}$
[GeV]	[Hz]	[1/GeV]	[Jy]
45	$4.4 \cdot 10^{10}$	$1.2 \cdot 10^{52}$	$7.1 \cdot 10^{-5}$
100	$2.2 \cdot 10^{11}$	$2.9 \cdot 10^{51}$	$1.7 \cdot 10^{-5}$
320	$2.2 \cdot 10^{12}$	$2.7 \cdot 10^{50}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$
600	$7.8 \cdot 10^{12}$	$7.4 \cdot 10^{49}$	$4.4 \cdot 10^{-7}$
M31			

E	ν	$\frac{dN(E)}{dE}$	$\frac{1}{4\pi D^2} \cdot \frac{dW(E)}{d\nu}$
[GeV]	[Hz]	[1/GeV]	[Jy]
45	$1.1 \cdot 10^{10}$	$4.0 \cdot 10^{49}$	$2.4 \cdot 10^{-4}$
100	$5.4 \cdot 10^{10}$	$1.0 \cdot 10^{49}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
320	$5.5 \cdot 10^{11}$	$9.4 \cdot 10^{47}$	$9.4 \cdot 10^{-6}$
600	$1.9 \cdot 10^{12}$	$2.6 \cdot 10^{47}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$
SagDeg			

Таблица 5: Результаты для сценария аннигиляции

Заключение

В результате выполнения работы были измерены наблюдаемые на Земле интенсивности синхротронного излучения для галактик M31 и Sagittarius Dwarf, которые можно интерпретировать как результат аннигиляции или распада темной материи.

Опираясь на полученные результаты, можно сделать вывод о том, что чем ниже наблюдаемая избыточная энергия частиц темной материи, тем больше шанс обнаружить и наблюдать эти частицы на Земле. Для галактики M31 наблюдаемый поток электронов для обоих рассмотренных моделей темной материи слишком мал, чтобы его можно было различить на фоне других звезд. Даже для рассмотренных в работе низких энергий, крайне трудно обнаружить поток частиц темной материи.

Однако, согласно полученным результатам излучения, для галактики Sagittarius Dwarf при низких энергиях больше шанс обнаружить поток частиц темной материи, особенно для случая модели аннигиляции темной материи.

Список литературы

- [1] ATIC collaboration, Nature 456 (2008) | doi:10.1038/nature07477
- [2] PAMELA collaboration, arXiv:0810.4994[astro-ph].
- [3] PAMELA collaboration, arXiv:0810.4995[astro-ph].
- [4] Landau-Lifschitz, Vol. 4.
- [5] NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>
- [6] SIMBAD Astronomical Database, <http://simbad.ustrasbg.fr/simbad/>
- [7] J.F. Navarro, C.S. Frenk and S.D. White, Astrophys. J. 462 (1996) 563 [astro-ph/9508025]
- [8] A. Boyarsky, D. Iakubovskiy, O. Ruchayskiy, V. Savchenko, arXiv:0709.2301
- [9] Koji Ishiwata, Shigeki Matsumoto, Takeo Moroi, arXiv:0811.4492[astro-ph].
- [10] Enrico Nardi, Francesco Sannino, Alessandro Strumia, arXiv:0811.4153[astro-ph].
- [11] Gianfranco Bertone, Marco Cirelli, Alessandro Strumia, Marco Taoso, arXiv:0811.3744[astro-ph].
- [12] Marco Cirelli, Paolo Panci, arXiv:0904.3830[astro-ph].
- [13] G. Rybicki and A. P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, J.Wiley & sons, New York, 1979.
- [14] A. W. Strong, I. V. Moskalenko and V. S. Ptuskin, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **57** (2007) 285 [arXiv:astro-ph/0701517].