

Моделирование высокоэнергичного гамма- излучения скопления Лебедь OB2

Каляшова М.Е., Быков А.М.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

`m.kalyashova@gmail.com`

Введение

Лебедь OB2 (Cygnus OB2) – массивное звездное скопление, содержащее более 60 звёзд класса O и около 1000 звёзд класса B.

- Возраст 1-7 млн. лет
- Расстояние до Cyg OB2 – 1.4 кпк

Кокон Лебеда (Cygnus Cocoon) – источник гамма-излучения, ассоциированный с Cyg OB2, впервые открыт Fermi LAT (Ackermann et al., 2011)

- Размеры ~ 55 пк
- Мощность $\sim 2 \times 10^{38}$ эрг/с



Image credit: X-ray: NASA/CXC/SAO/J. Drake et al; H-alpha: Univ. of Hertfordshire/INT/IPHAS; Infrared: NASA/JPL-Caltech/Spitzer

Гамма-излучение Cygnus Cocoon

- Наблюдения: GeV - **Fermi LAT**, TeV – HEGRA, Milagro, **ARGO**, VERITAS, **HAWC** (слева)
- На энергиях ниже ~ 1 ТэВ спектр может быть приближен степенным с показателем $\sim(-2.1)$, выше спектр смягчается, показатель $\sim(-2.6)$
- Пространственный профиль гамма-излучения близок к $1/r$, что указывает на непрерывное ускорение частиц в источнике (Abeysekara et al. 2021, Aharonian et al. 2019) – справа
- Задачей работы является моделирование спектра звездного скопления Cygnus Cocoon и подобных ему скоплений, демонстрирующих излом (смягчение) спектра (например, Westerlund 2, W40)
- Предлагаемый механизм излучения – адронный (p-p) – за счет взаимодействия ускоренных высокоэнергичных протонов

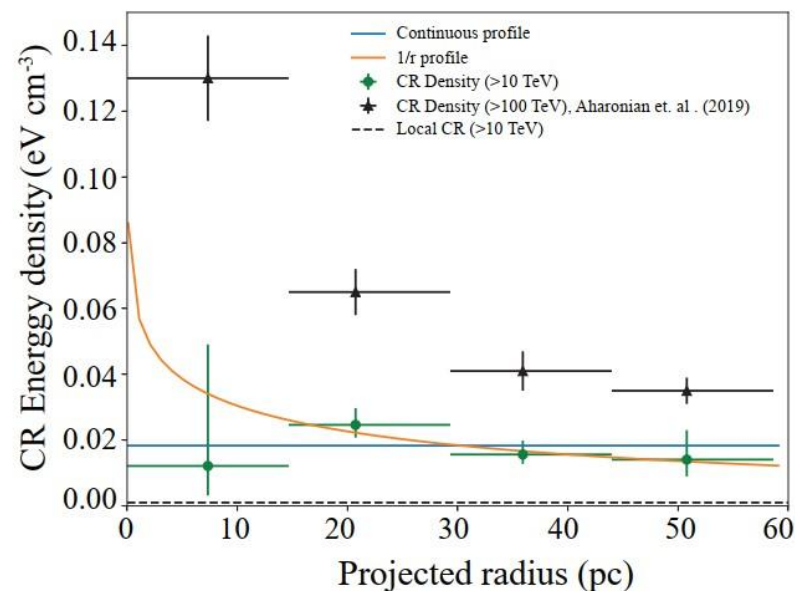
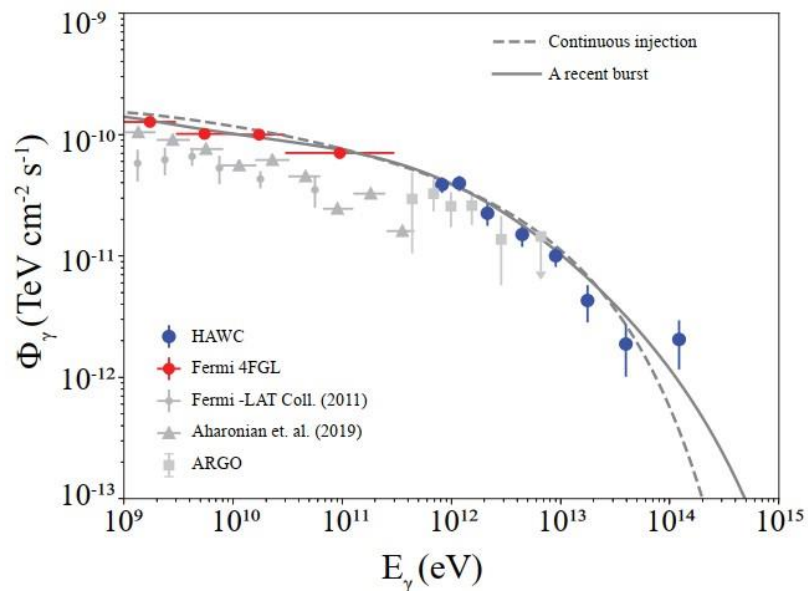


Image: Abeysekara et al. 2021, Nature Astronomy

Модель (1)

Подход и модель – Быков, Топтыгин «Кинетика частиц в сильно турбулентной плазме» УФН 1993, Bykov & Toptygin «A Model of Particle Acceleration to High Energies by Multiple Supernova Explosions in OB Associations», Astronomy Letters. 2001

В предлагаемой модели ускорение частиц в ОВ-ассоциации происходит на ударных волнах остатков сверхновых и ветров массивных звезд. В распределении частиц вблизи ударного фронта формируется неоднородность пространственного масштаба $l \approx \frac{\kappa}{u}$, где κ – локальный коэффициент диффузии, u – средняя скорость фронтов УВ. Формирование спектра ускоренных частиц ансамблем фронтов зависит от соотношения между масштабом l и средним расстоянием l_{corr} между фронтами с переходом на энергии $v\Lambda(\epsilon_*) = 3ul_{corr}$, где v – скорость частицы, $\Lambda(\epsilon) \cong l_{corr} \cdot \left[\frac{R_H(\epsilon)}{l_{corr}} \right]^{2-\nu}$ – длина пробега, R_H – ларморовский радиус. Ниже переходной энергии ϵ_* вблизи каждого ударного фронта успевает сформироваться сильная неоднородность в распределении ускоренных частиц \Rightarrow распределение ч-ц будет сильно перемежаемым, для нахождения спектра требуется усреднение ф.р. по областям пространства масштаба l вблизи фронта. Выше энергии ϵ_* частица успевает на длине своего пробега провзаимодействовать с несколькими фронтами – ее распространение будет диффузионным.

Модель (1)

- Для релятивистских частиц с энергией $\epsilon < \epsilon_*$ спектр является степенным с показателем, близким к -2: $p^2 N(p) \sim p^{-2}$ (Bykov & Toptygin, *Astronomy Letters*, 2001)
- Для высокоэнергичных частиц ($\epsilon > \epsilon_*$) функция распределения частиц удовлетворяет уравнению:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \kappa(p) \frac{\partial N}{\partial r} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 D(p) \frac{\partial N}{\partial p}$$

Где коэффициент диффузии в импульсном пространстве $D(p) = \frac{p^2 u^2}{9\kappa(p)}$. Его решение для спектральной части, для стационарного случая:

$$N(p) = A_0 \left(\frac{p}{p_*} \right)^{-(\nu+1)/2} K_a \left(\left(\frac{p}{p_*} \right)^{2-\nu} \Delta \right),$$

Где K_a - функция Макдональда с индексом $a = (\nu + 1)/|4 - 2\nu|$, $\Delta = \frac{\pi}{2} \frac{c\Lambda(p_*)}{(2-\nu)uR}$.
Здесь ν – индекс турбулентности, R – радиус системы

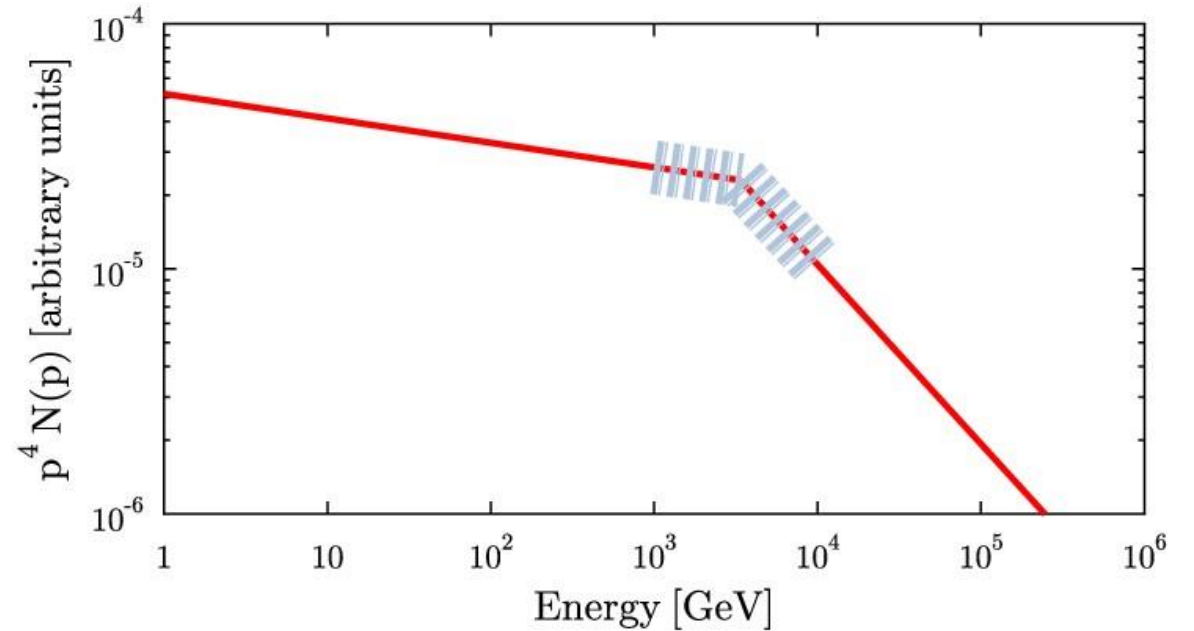
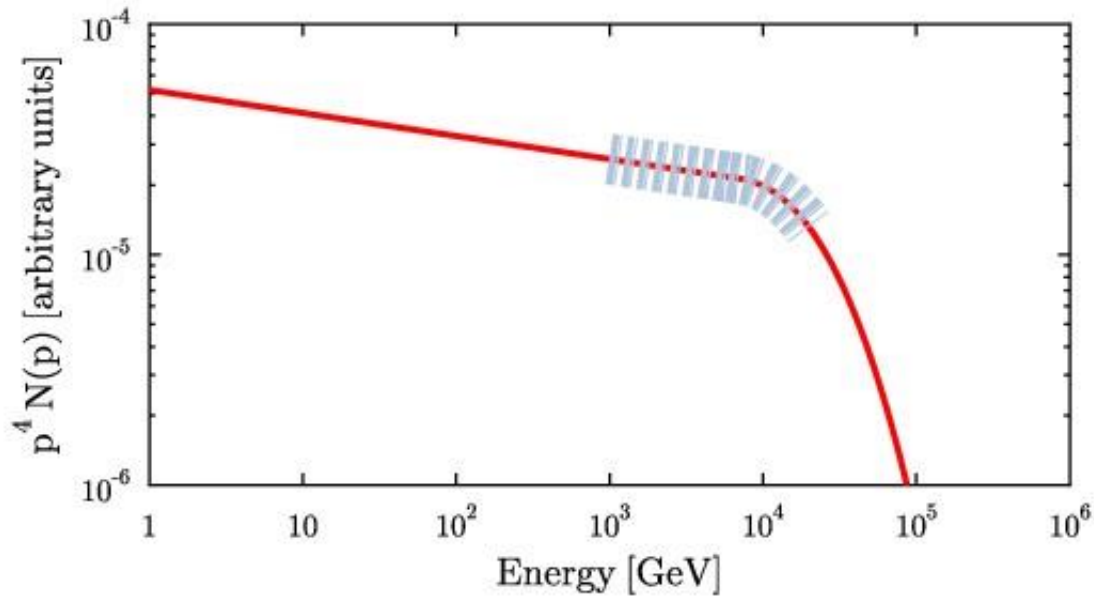
Модель (2) - дополнительная

- Взаимодействие сильных ударных волн друг с другом может породить многочисленные слабые вторичные ударные волны
- Распространение частиц в системе часто расположенных слабых УВ приводит к коэффициенту диффузии, не зависящему от энергии ($\nu = 2$).
- В результате получается степенной спектр $p^2 N(p) \sim p^{-\gamma}$ с показателем

степени $\gamma = -\frac{1}{2} + 3 \left(\frac{1}{4} + \frac{\kappa^2 + \left(\frac{\pi}{2R}\right)^2}{u^2} \right)^{1/2}$

*Bykov & Toptygin (1987);
Norman & Ferrara (1996)*

Результаты: спектр протонов



Слева: спектр протонов в модели (1) для параметров $\nu = 1.61$, $l_{corr} = 27.5$ пк.

Справа: спектр протонов в модели (2) ($\nu = 2$) для параметров: переходная энергия $\epsilon_* = 3.4$ ТэВ, коэффициент диффузии $\kappa = 1.5 \times 10^{28} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$.

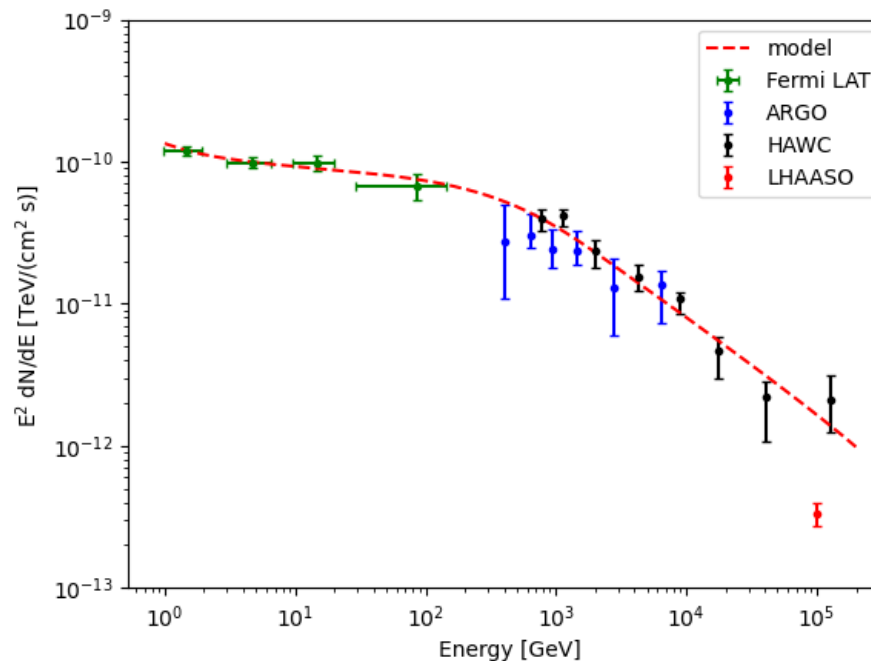
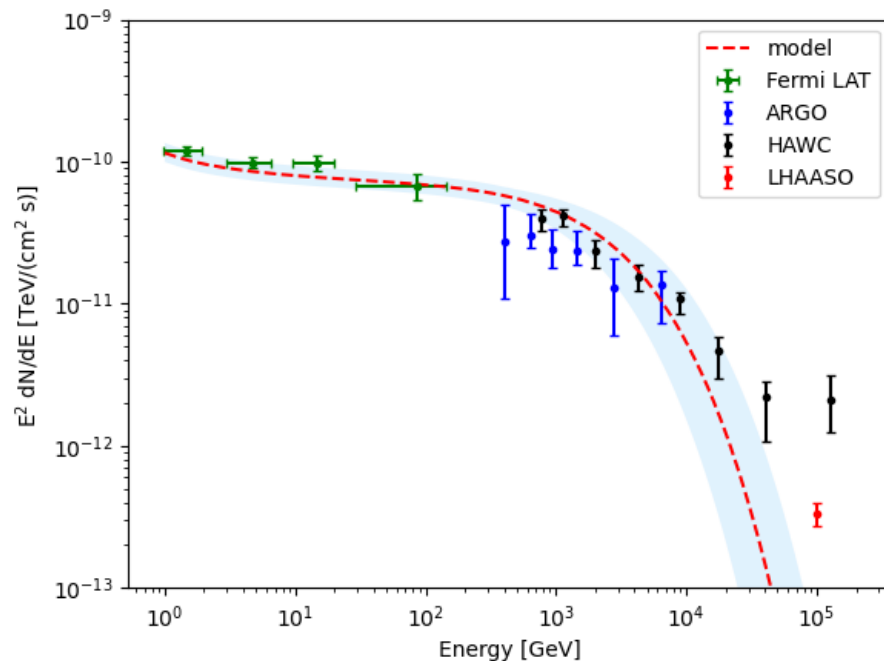
Синяя область обозначает неопределенный переходный регион от низких энергий к высоким, где соединяются асимптотические решения.

Результаты: спектр излучения

Параметры ОВ-ассоциации:

$$R = 55 \text{ пк}, u = 1500 \text{ км/с}, B = 15 \text{ мкГс}$$

Необходимая энергетика в протонах $\sim 1.2 \times 10^{37}$ эрг/с (6% от общей 2×10^{38} эрг/с)



Ackermann et al., 2011
Bartoli et al., 2014
Abeysekara et al., 2021
Cao et al., 2021

Слева: спектр ***p-p*** излучения протонов, определенный для модели (1) для параметров $\nu = 1.61 \pm 0.02$, $l_{corr} = 27.5_{-6.1}^{+11.8}$ пк. Модель подгонялась под наблюдения при закрепленных R, u, B .

Справа: спектр ***p-p*** излучения протонов, определенный для модели (2) ($\nu = 2$) для параметров: переходная энергия $\epsilon_* = 3.4$ ТэВ, коэффициент диффузии $\kappa = 1.5 \times 10^{28} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$.

Дополнение: Westerlund 2

Испытание модели на компактном скоплении Westerlund 2, которое имеет похожий спектр с изломом в области ГэВ-ТэВ.

Ускорение предполагается на сильных первичных UV (модель 1) **от ветров** массивных звезд

Параметры скопления:

$$R = 2 \text{ пк}, u = 1500 \text{ км/с}, B = 50 \text{ мкГс}$$

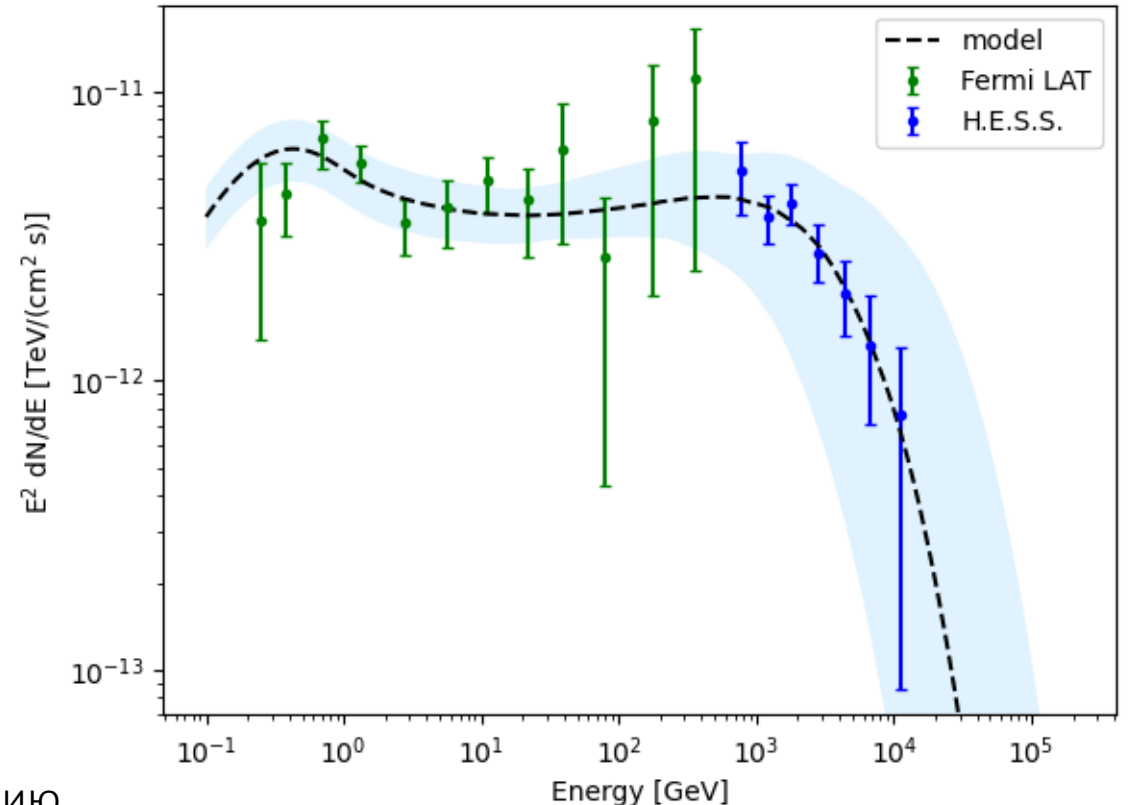
Параметры модели:

$$\nu = 1.53_{-0.12}^{+0.07}, l_{corr} = 0.51_{-0.11}^{+0.45} \text{ пк}$$

Модель подгонялась под наблюдения при закрепленных R, u, B .

Необходимая энергетика в протонах $\sim 3 \times 10^{36}$ эрг/с (1.5% от общей $\sim 2 \times 10^{38}$ эрг/с)

Показатель степени турбулентности ν близок к значению индекса турбулентности Kraichnan-a (1.5). Если увеличить модельное значение средней скорости турбулентных движений до $u = 3000$ км/с, получим $\nu = 1.63$, что более близко к Колмогоровскому спектру турбулентности



Ackermann et al., 2017

H. E. S. S. Collaboration et al., 2011

Выводы

- В работе исследуется гамма-излучение звездного скопления Лебедь OB2, генерируемое ускоренными протонами с помощью адронного механизма (p-p). Предполагается, что смена показателя степени наблюдаемого спектра на энергии \sim ТэВ вызвана сменой режима распространения ускоренных частиц в ассоциации.
- Рассмотрены две модели для частиц высоких энергий: модель (1), когда частицы ускоряются на сильных ударных фронтах, расположенных на большом расстоянии друг от друга, и модель (2), в которой частицы ускоряются на ансамбле слабых вторичных ударных волн, что приводит к степенному спектру частиц. Вторая модель лучше подходит под данные HAWC, но новые данные LHAASO свидетельствуют в пользу первой модели.
- Модель также успешно применена к компактному звездному скоплению Westerlund 2, который также имеет излом в спектре гамма-излучения.
- Для обоих скоплений найдены подходящие параметры (в первую очередь показатель степени турбулентности ν и длина корреляции l_{corr}), при которых модельное излучение удовлетворяет наблюдениям.