

Накачка и сток энергии в КМ осуществляется либо через радиативные (R) или столкновительные (C) процессы, либо за счет химических процессов. В последнем случае образуется молекула в возбужденном состоянии или же разрушается молекула на нижнем сигнальном уровне в процессе химической реакции. Лабораторный пример такого рода — эксимерные лазеры на неустойчивых соединениях благородных газов  $\text{Ne}_2$  или  $\text{Xe}_2$ .

При R-стоке важно, чтобы кванты стока «2» — 1 свободно выходили из мазерного источника, иначе возникнет термализация уровней (заселенность уровней будет стремиться к больцмановскому распределению, как в условиях ЛТР). Для мазера со столкновительной накачкой необходимо, чтобы накачка и сток энергии осуществлялись частицами с разными энергиями. Такие неравновесные условия возможны в ударных волнах, где температуры электронов и атомов (молекул) могут значительно отличаться.

#### 4.9. Космические лучи и синхротронное излучение

Космическими лучами (КЛ) называют заряженные частицы высокой энергии (от  $10^8$  до  $\sim 3 \cdot 10^{20}$  эВ), приходящие либо от Солнца ( $E < 10^{10}$  эВ), либо из межзвездного пространства. Космические лучи были открыты австрийским физиком В. Гессом (*V. Hess*) в 1912 г. По своим физическим свойствам КЛ представляют собой сильно разреженный релятивистский газ, частицы которого практически не взаимодействуют друг с другом (энергетический спектр КЛ имеет не максвелловский, а степенной характер), но могут сталкиваться с частицами МЗС и взаимодействуют с межзвездным магнитным полем. В КЛ преобладают протоны, но имеются также электроны, альфа-частицы и ядра более тяжелых элементов с зарядом до  $Z \sim 30$ . Поток КЛ вблизи Земли сравнительно мал, около 1 частицы/( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ), однако плотность энергии  $U_{\text{cr}} \sim 1$  эВ/ $\text{см}^3$  сравнима с плотностью суммарного ЭМ излучения звезд в Галактике, или с плотностью энергии теплового движения межзвездного газа и кинетической энергии его турбулентных движений, а также с плотностью энергии ( $B^2/8\pi$ ) магнитного поля Галактики.

Энергетический спектр КЛ — степенной, нетепловой, имеет несколько характерных изломов, в среднем показатель спектра около 2 (точнее:  $I \sim E^{-1.7}$ , рис. 4.5). КЛ с энергией  $10^{11}$ – $10^{16}$  эВ приходят с равной вероятностью с любого направления на небе (изотроп-

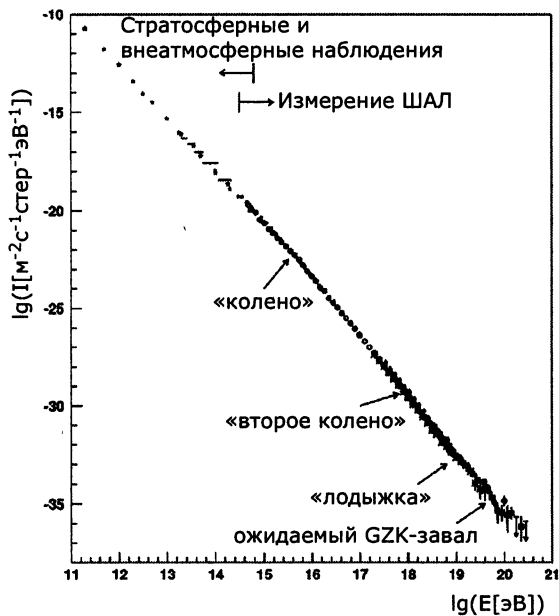


Рис. 4.5. Наблюдаемый энергетический спектр КЛ имеет степенной характер в диапазоне энергий от  $10^{11}$  до  $10^{20}$  эВ с небольшими изломами вблизи  $10^{15.5}$  эВ («колено»),  $10^{17.8}$  эВ («второе колено») и  $10^{19}$  эВ («лодыжка»). Рисунок из обзора Nagano M., Watson A. A., Rev. Mod. Phys., 27, p.689 (2000).

но). Этот факт интерпретируется как свидетельство их галактического происхождения и удержания КЛ магнитным полем Галактики. Поток КЛ сверхвысоких энергий (выше  $10^{18}$  эВ) крайне мал, около 1 частицы/( $\text{км}^2 \cdot 100$  лет), однако происхождение КЛ сверхвысоких энергий представляет собой одну из нерешенных проблем современной астрофизики и физики частиц.

КЛ взаимодействуют с протонами и ядрами межзвездного вещества, с излучением, а также с крупномасштабным магнитным полем. Рассмотрим эти три типа взаимодействия подробнее.

**Взаимодействие КЛ с веществом** осуществляется по каналу сильного взаимодействия. При попадании протона в ядро он взаимодействует не с ядром в целом, а с отдельными нуклонами ядра, т. к. длина волны де Бройля релятивистского протона с энергией  $E > 100$  ГэВ много меньше размеров ядра,  $\lambda_B = hc/E \approx 2 \cdot 10^{-15}$  см. При рассеянии на нуклонах ядра возникают вторичные нуклоны и

заряженные пионы, которые в свою очередь рожают частицы при соударениях с ядрами до тех пор, пока энергия, приходящаяся на одну частицу, не упадет ниже порога рождения пионов (около 1 ГэВ). В результате первоначальная энергия частицы КЛ переходит в энергию пионов, странных частиц, нуклонов и антинуклонов (т. н. процесс пионизации). Вторичные протоны при столкновениях теряют энергию на ионизацию и тормозятся до полной остановки. Нейтральные пионы распадаются на два гамма-кванта  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  за время  $\approx 10^{-16}$  с. Заряженные пионы распадаются на мюоны и мюонное нейтрино, нейтрино уходят из Галактики, а заряженные мюоны образуют при распаде электроны, позитроны и нейтрино.

Среднее значение энергии гамма-квантов при распаде  $\pi^0$  составляет около 70 МэВ. Полное значение сечения процесса взаимодействия КЛ с нуклонами, приводящего к фотораспаду нейтральных пионов, порядка геометрического сечения протона или ядра и составляет в среднем  $\sigma_\gamma \approx 10^{-26}$  см<sup>2</sup>. Этот процесс дает основной вклад в гамма-излучение Галактики с энергией выше 100 МэВ. На таких энергиях наблюдаемая яркость диффузного гамма-излучения непосредственно отражает распределение протонов и КЛ в Галактике. Излучение концентрируется к диску Галактики и в направлении на ее центр, указывая, следовательно, на те области Галактики, где наиболее интенсивно происходят взаимодействия протонов КЛ с ядрами молекулярного водорода. Таким образом, измерение интенсивности жесткого гамма-излучения позволяет определить распределение межзвездного газа, включая его труднообнаружимый компонент — молекулярный водород.

**Взаимодействие КЛ с излучением** осуществляется через обратное комптоновское рассеяние и при фоторождении пионов и электрон-позитронных пар. Вселенная заполнена чернотельным реликтовым излучением с температурой  $T = 2.73$  К и плотностью энергии  $\approx 0.45$  эВ/см<sup>3</sup> (удивительным образом совпадающей с галактической плотностью энергии КЛ в околосолнечном пространстве). При движении заряженной релятивистской частицы (протона) с лоренц-фактором  $\gamma$  энергия кванта в системе отсчета протона  $\epsilon' \approx \gamma\epsilon$ , где  $\epsilon$  — энергия фотона для покоящегося наблюдателя. Порог образования пионов фотонами составляет около 200 МэВ, поэтому реликтовые фотоны с энергией  $\epsilon \simeq 6 \cdot 10^{-4}$  эВ способны рождать пионы, взаимодействуя с частицами, для которых  $\gamma \geq 3 \cdot 10^{11}$  (т. е. с частицами с энергией выше  $\sim 10^{20}$  эВ). Более строгое интегрирование

по функции Планка и по угловым переменным приводит к уменьшению оценки пороговой энергии до  $5 \cdot 10^{19}$  эВ. Сечение реакции  $\sigma_{p\pi} = 2.5 \cdot 10^{-28}$  см<sup>2</sup>, поэтому в поле реликтовых фотонов с плотностью частиц  $n_\gamma \approx 400$  см<sup>-3</sup> длина свободного пробега протона относительно фоторождения пионов  $l = 1/(N_\gamma \sigma_{p\pi}) \approx 10^{25}$  см  $\approx 3$  Мпк (время свободного пробега  $l/c \approx 10^7$  лет). Поскольку рождается пион с энергией  $\gamma m_\pi c^2$ , потери энергии при единичном столкновении с реликтовым фотоном составляют долю  $m_\pi/m_p \approx 1/10$ , а это значит, что после 10 столкновений (за  $10^8$  лет) такой протон потеряет большую часть энергии и уйдет под порог реакции. Следовательно, протоны сверхвысоких энергий не могут приходиться с расстояний больших, чем 30–50 Мпк (Местное сверхскопление галактик). Рождение электрон-позитронных пар имеет на два порядка большее сечение, однако уносимая энергия в  $m_\pi/m_e \approx 280$  раз меньше, и, в результате, процесс торможения быстрого протона за счет фоторождения пар в 6 раз менее эффективен, чем за счет фоторождения пионов. Эффект обрезания спектра КЛ сверхвысоких энергий в поле реликтовых фотонов носит названия эффекта *Грайзена–Зацепина–Кузьмина* (англ. «GZK–cutoff»), по имени авторов, указавших на его важность в середине 1960-х гг.

**Взаимодействие КЛ с магнитным полем.** На заряженную частицу в магнитном поле действует сила Лоренца, поэтому в общем случае частица будет двигаться по винтовой траектории. В однородном магнитном поле с индукцией (напряженностью)  $B$  радиус траектории частицы (гирорадиус, или ларморовский радиус) определяется напряженностью поля и импульсом частицы  $p$ . Для релятивистских частиц энергия и импульс связаны соотношением  $E = pc$ , и гирорадиус для частицы с зарядом  $Z$

$$r_g = \frac{E}{ZeB} \approx 3 \cdot 10^{13} (\text{см}) \frac{1}{Z} \left( \frac{E}{10 \text{ ГэВ}} \right) \left( \frac{B}{10^{-6} \text{ Гс}} \right)^{-1}, \quad (4.14)$$

т. е. порядка нескольких астрономических единиц для характерного значения энергии частицы и напряженности крупномасштабного магнитного поля Галактики. Это означает, что на астрофизических масштабах, измеряемых парсеками и килопарсеками, движение частиц таких энергий можно считать происходящим вдоль направления поля (винтовая траектория частицы «наматывается» на силовую линию магнитного поля).

В запутанном магнитном поле траектория отдельной частицы КЛ похожа на броуновское блуждание, поэтому говорят о диффузном распространении космических лучей в Галактике. Однако для КЛ с энергиями  $> 10^{17}$  эВ ларморовский радиус превосходит характерные размеры Галактики (10 кпк). Эти частицы «не чувствуют» магнитное поле Галактики (а внегалактическое крупномасштабное магнитное поле намного слабее галактического) и движутся практически по прямой от источника.

**Синхротронное излучение.** Наиболее существенно присутствие магнитного поля сказывается на электронной компоненте КЛ. При движении релятивистского электрона в магнитном поле возникает *синхротронное излучение*. В отличие от нерелятивистского электрона, магнитотормозное излучение которого происходит на нерелятивистской гирочастоте  $\omega_g = 2\pi\nu_g = eB/(m_e c)$ , один релятивистский электрон с энергией  $E = \gamma m_e c^2$  излучает на многих частотах. Это можно понять из следующих качественных рассуждений. Из-за эффекта релятивистской аберрации излучение релятивистского электрона сосредоточено в узком конусе с углом раствора  $\theta \sim 1/\gamma$  вокруг вектора мгновенной скорости. За один оборот электрона вокруг силовой линии с релятивистской гирочастотой  $\omega_g/\gamma$  (ср. формулу (4.14)) наблюдатель увидит короткий импульс излучения длительностью  $\Delta t \sim (\gamma/\omega_g)(1/\gamma)(1 - v/c)$ . Здесь фактор  $(1/\gamma)$  возникает из-за того, что наблюдатель видит излучение электрона только когда попадает в конус его излучения, а фактор  $(1 - v/c)$ , где  $v$  — скорость электрона, направленная на наблюдателя, учитывает уменьшение интервала времени от начала попадания наблюдателя в конус излучения электрона до выхода из него из-за уменьшения расстояния до наблюдателя за время  $\Delta t$  (классический эффект Доплера). При  $v \approx c$  имеем:  $1 - v/c = (1 - (v/c)^2)/(1 + v/c) \simeq 1/2\gamma^2$ , поэтому  $\Delta t \sim (\gamma^2 \omega_g)^{-1}$ . Из-за импульсного характера принимаемого излучения его Фурье-спектр содержит большой набор гармоник, так что формируется непрерывный спектр, являющийся функцией только отношения  $\omega/\omega_c$ . Максимум спектра находится вблизи частоты

$$\nu_c \sim 1/(\Delta t) \approx \nu_g \gamma^2 = \frac{\gamma^3 v}{2\pi r_g}, \quad (4.15)$$

где  $v \approx c$  — скорость движения электрона по орбите с радиусом кривизны  $r_g$ . Отметим, что  $r_g$  можно считать мгновенным радиусом кривизны траектории, и для релятивистского электрона с большим

лоренц-фактором  $\gamma$ , движущемся практически вдоль силовой линии магнитного поля с околосветовой скоростью, возникает т. н. *изгибное излучение*, связанное с собственной крупномасштабной кривизной силовой линии радиуса  $R$ . Как видно из формулы (4.15), максимум в спектре изгибного излучения одного электрона приходится на частоту  $\sim \gamma^3 c/R$ . Это излучение особенно важно при движении релятивистских заряженных частиц в магнитосферах пульсаров — нейтронных звезд с магнитным полем  $\sim 10^{12}$  Гс вблизи поверхности.

Синхротронное излучение — это проявление общего закона электродинамики, согласно которому любая ускоренно (замедленно) движущаяся заряженная частица рождает электромагнитные волны. Мощность синхротронного излучения одной частицы зависит от ускорения  $\vec{F}/m$ , сообщаемого ей полем. Поскольку протоны имеют массу на 3 порядка большую, чем электроны, их вклад в общее синхротронное излучение КЛ, как правило, пренебрежим.

Расчет показывает, что потери энергии релятивистского электрона на синхротронное излучение пропорциональны квадрату энергии (т. е. лоренц-фактора) частицы и плотности энергии магнитного поля  $U_m = B^2/(8\pi)$ :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_s = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 U_m, \quad (4.16)$$

где  $\sigma_T$  — томсоновское сечение. Отметим сходство (вплоть до численного коэффициента) синхротронных (4.16) и комптоновских потерь (4.11) энергии релятивистским электроном. Это связано с тем, что в обоих случаях частица ускоряется электромагнитным полем — неважно, в постоянном магнитном поле или в суммарном поле отдельных фотонов. В формулы для некогерентного излучения входят квадраты амплитуды поля, поэтому складываются именно энергии.

Время торможения электрона в магнитном поле из-за синхротронных потерь

$$\tau_s \equiv \frac{E}{(dE/dt)_s} \approx 3 \cdot 10^{12} (\text{лет}) \frac{1}{\gamma} \left(\frac{B}{10^{-6} \text{Гс}}\right)^{-2}, \quad (4.17)$$

и для электронной компоненты КЛ с энергией  $10^{11}$  эВ оказывается около  $10^5$  лет, что значительно меньше времени, требуемого для ухода из Галактики при диффузионном распространении. Это означает, что электроны КЛ с такими энергиями имеют внутrigалактическое происхождение.

При степенном распределении релятивистских электронов по энергиям  $dN/dE \sim E^{-\delta}$ , часто встречающемся в астрофизических условиях, суммарный спектр синхротронного излучения также имеет степенной вид (см. задачи в конце главы):

$$I(\nu) \sim \nu^{-(\delta-1)/2}. \quad (4.18)$$

Другая характерная особенность синхротронного излучения — высокая степень линейной поляризации, достигающая в однородном магнитном поле значения  $\Pi = (\delta + 1)/(\delta + 7/3)$ . Направление линейной поляризации перпендикулярно проекции вектора напряженности магнитного поля  $\mathbf{B}$  на картинную плоскость. Измерение направления плоскости поляризации нетеплового радиоизлучения используется для построения карты магнитных полей в галактиках.

#### 4.9.1. Проблема происхождения и ускорения КЛ сверхвысоких энергий

КЛ должны, очевидно, ускоряться каким-либо нетепловым механизмом, т. к. температура даже в центрах самых массивных звезд не превышает нескольких десятков кэВ. По современным представлениям, наиболее вероятным механизмом ускорения электронной и протонной компоненты КЛ до высоких энергий является статистический механизм ускорения частиц на фронтах ударных волн, порожденных вспышками сверхновых в МЗС или выбросом вещества из активных ядер галактик. Суть этого механизма (предложенного Э. Ферми) состоит в том, что при многократных случайных столкновениях частицы с массивными облаками (точнее, при отражении заряженной частицы от «магнитных зеркал», связанных с локальным увеличением магнитного поля), движущимися с относительной скоростью  $V \ll c$ , энергия частицы после многих столкновений в среднем возрастает на величину  $\langle \Delta E/E \rangle \approx 4(V/c)^2$  (т. н. ускорение Ферми 2-го рода). В результате формируется степенной спектр распределения частиц по энергиям. Механизм наиболее эффективен, когда преобладают лобовые столкновения, т. к. тогда при каждом столкновении относительное увеличение энергии частицы  $\langle \Delta E/E \rangle \sim V/c$  (ускорение Ферми 1-го рода)<sup>6</sup>. Ускорение Ферми первого рода может происходить при многократном пересечении частицей фронта

<sup>6</sup>Из закона сохранения энергии-импульса сталкивающихся частиц следует, что при каждом столкновении частицы, движущейся со скоростью  $v$ , с бесконечно массивным «зеркалом», движущимся со скоростью  $V$  параллельно  $v$ , относительное уве-

ударной волны из-за рассеяния на неоднородностях магнитного поля перед и за фронтом ударной волны. Этот механизм ускорения КЛ на сильных ударных волнах подтверждается прямыми наблюдениями ТЭВ-ного нетеплового излучения от остатков сверхновых черенковскими телескопами H.E.S.S. в Намибии (2004).

Другой механизм ускорения — электромагнитный, когда заряженная частица ускоряется в электрическом поле. Статические электрические поля невозможны в плазме из-за ее высокой электропроводности — всякое отклонение от электронейтральности в плазме вызывает ток, экранирующий поле. Однако в нестационарных электромагнитных полях ускорение частиц возможно до очень высоких энергий. Например, в магнитосферах пульсаров магнитные поля достигают  $10^{12}$  Гс у поверхности. Даже при минимально возможных периодах вращения нейтронных звезд  $P = 10^{-3}$  с граница волновой зоны, где при данном периоде вращения достигается скорость вращения равная  $c$ , и в которой может происходить ускорение заряженных частиц,  $L = cP/2\pi \sim 100$  км. Электрическое поле, вызванное максимально быстро изменяющимся магнитным полем, находится из уравнения Максвелла  $\text{rot}\vec{E} = 1/c(\partial\vec{B}/\partial t)$ . Учитывая, что  $\text{rot}\vec{E} \sim \frac{E}{L}$ ,  $\frac{\partial B}{\partial t} \sim B/(L/c)$ , получаем, что  $E \sim B$ .

Заряженная частица может приобретать внутри волновой зоны энергию  $E_{max} = \int eEdx \sim eBL \approx 3 \cdot 10^{19}$  эВ для типичного значения поля у поверхности быстро вращающейся нейтронной звезды  $10^{10}$  Гс.

Таким образом, проблемы с принципиальной возможностью ускорения частиц до очень высоких энергий не возникает. Однако, как показывают некоторые эксперименты, спектр КЛ сверхвысоких энергий не испытывает ожидаемого «завала» на энергиях  $5 \cdot 10^{19}$  эВ, связанного со взаимодействием заряженных частиц с фотонами реликтового излучения. При этом наблюдаемые КЛ на этих энергиях приходят изотропно со всех направлений (нет концентрации к плоскости Галактики и к ее центру) и достоверно не ассоциируются ни с одним из известных астрономических объектов внутри этой достаточно хорошо изученной области. Поэтому проблема происхожде-

---

ление энергии частицы  $\Delta E/E = 2\gamma_3^2(V/c)((V/c) \pm v/c)$ , где  $\gamma_3 = 1/\sqrt{1 - (V/c)^2}$  — лоренц-фактор «зеркала», знак плюс соответствует столкновениям «в лоб», а минус — «вдогонку». При ускорении 2-го рода линейный член  $\sim V/c$  компенсируется столкновениями «в лоб» и «вдогонку»; при ускорении 1-го рода столкновений «вдогонку» нет, поэтому  $\Delta E/E \sim V/c$ .



ния КЛ с энергией выше  $5 \cdot 10^{19}$  эВ остается одной из нерешенных в современной астрофизике космических лучей. Не исключено, что редкие частицы таких энергий не являются протонами.

#### 4.10. Другие методы диагностики космической плазмы

**Мера дисперсии.** Плотность электронной компоненты ионизованной межзвездной среды может быть определена по запаздыванию импульсов радиоизлучения пульсаров на разных частотах (мера дисперсии), которое возникает из-за конечного показателя преломления межзвездной среды, содержащей заряженные частицы. Показатель преломления для радиоволн с частотой  $\omega$  в плазме с концентрацией электронов  $n_e$

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} < 1, \quad (4.19)$$

где плазменная (ленгмюровская) частота свободных колебаний электронов в поле ионов

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}} \approx 5.64 \cdot 10^4 \sqrt{n_e}. \quad (4.20)$$

Фазовая скорость распространения электромагнитной волны с частотой  $\omega$  есть  $v_\phi = c/n$ , где  $c$  — скорость света, а групповая скорость —  $v_g = cn$ . Излучение пульсаров немонахроматическое, значит на разных частотах время прихода импульсов с расстояния  $l$  будет различным. При  $\omega_p^2 \ll \omega^2$  имеем:  $t = \frac{l}{v_g} = \frac{l}{cn} \approx \frac{l}{c} \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2\right)$ , откуда время запаздывания низкочастотного сигнала в однородной среде

$$\Delta t(\omega) = \frac{1}{2} \frac{l \omega_p^2}{c \omega^2} = \frac{2\pi e^2 n_e l}{m_e c \omega^2}, \quad (4.21)$$

т. е. при данном значении  $\omega$  запаздывание пропорционально величине меры дисперсии — интегралу от электронной концентрации вдоль луча зрения:

$$DM = \int n_e dl. \quad (4.22)$$

Обычно для пульсаров  $10 < DM < 500$  пк/см<sup>3</sup>. В общем случае

$$\Delta t_{1,2} = \int \left( \frac{dl}{v_g(\omega_1)} - \frac{dl}{v_g(\omega_2)} \right) \approx 4.6(\text{мкс})(\lambda_1^2 - \lambda_2^2) \cdot DM, \quad (4.23)$$