

ницах)  $Z^0$ -бозона, А. пары должна происходить резонансно — с превращением в реальный  $Z^0$ -бозон. Двухчастичные лептонные распады псевдоскалярных заряд. мезонов (напр.,  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ,  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ) обусловлены А. составляющих мезоны кварков-антикварков ( $u\bar{d} \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ,  $u\bar{s} \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ) за счёт слабого взаимодействия, а распады нейтральных векторных мезонов ( $\rho^0$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  и др.) на лептонные пары (напр.,  $\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$ ,  $\mu^+ \mu^-$ ) и распады псевдоскалярных нейтральных мезонов ( $\pi^0$ ,  $\eta$ ) на два  $\gamma$ -кванта — А.  $q\bar{q}$  за счёт эл.-магн. взаимодействия. В распадах мезонов, в состав к-рых входит  $c$ - или  $b$ -кварк, процессы А. за счёт слабого взаимодействия, напр.  $c\bar{s} \rightarrow d\bar{u}$ ,  $c\bar{s} \rightarrow l\nu_l$  (где  $l$  — лептон,  $\nu_l$  — соответствующий ему нейтрино), могут увеличить вероятность распадов очарованных частиц.

По аналогии с электрон-позитронной А. теоретически обосновывается возможный процесс А. пары лептонов — электронного антинейтрино и электрона ( $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-$  или  $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow$  адроны), вызываемый слабым взаимодействием.

В естеств. условиях процессы А. могут происходить вблизи космич. источников античастиц (активных ядер галактик, пульсаров) и при взаимодействии космич. антипротонов и позитронов с веществом. Такие процессы космич. А. могут наблюдаться методами  $\gamma$ -астрономии по аннигиляц. космич. излучению. Результаты этих наблюдений указывают на отсутствие заметного кол-ва антивещества в окружающей нас части Вселенной вплоть до масштаба скопления галактик и свидетельствуют в пользу *барионной асимметрии Вселенной*. В соответствии с теорией горячей Вселенной на ранних стадиях эволюции Вселенной процессы А. (и обратные им процессы рождения пар) за счёт эл.-магн., сильного и слабого взаимодействий, напр.  $e^+ e^- \rightleftharpoons 2\gamma$ ,  $q\bar{q} \rightleftharpoons e^+ e^-$ ,  $q\bar{q} \rightleftharpoons 2g$ ,  $e^+ e^- \rightleftharpoons \nu_e \bar{\nu}_e$ , обеспечивали термодинамич. равновесие релятивистской плазмы частиц и античастиц и эл.-магн. излучения. При понижении темп-ры расширяющейся Вселенной ниже величины, отвечающей массе частиц данного сорта (используется система единиц, в к-рой  $\hbar=c=k=1$ ), должна была происходить А. соответствующих частиц и античастиц в более лёгкие частицы. Время жизни  $\tau_A$  античастиц (или частиц) относительно их А. с частицами (античастицами) обратно пропорционально концентрации частиц (античастиц). В расширяющейся Вселенной, когда  $\tau_A$  становится больше времени расширения, А. прекращается и происходит т. н. закалка концентрации частиц и античастиц. Представление о «закалке» концентрации массивных метастабильных частиц (*магнитных монополей*, экзотич. частиц, появляющихся в нек-рых моделях *большого объединения* и расширенной *супергравитации*) и анализ их последующего влияния на астрофиз. процессы на более поздних стадиях расширения Вселенной играет важную роль для получения астрофиз. ограничений на параметры моделей, предсказывающих существование таких частиц.

*Лит.*: Гайтлер В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., М., 1936; Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Фоломешкин В. Н., Хлопов М. Ю., О возможностях изучения реакций неупругого  $\nu_e e^-$ -рассеяния в пучках нейтрино высоких энергий, «ЯФ», 1973, т. 17, в. 4, с. 810; Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Космология и элементарные частицы, «УФН», 1980, т. 130, с. 559. М. Ю. Хлопов.

**Аннигиляционное излучение в астрофизике.** Наблюдение излучения, возникающего при А. позитронов и электронов, позволяет обнаружить во Вселенной области (объекты), где рождаются античастицы (позитроны), и определить физ. характеристики таких областей.

В астрофиз. условиях позитроны рождаются, как правило, релятивистскими. Когда они попадают в сравнительно холодную среду ( $T \ll mc^2/k = 6 \cdot 10^9$  К,  $mc^2 = 511$  кэВ — энергия покоя электрона),

то из-за малой вероятности А. по сравнению с вероятностями процессов, приводящих к торможению позитронов (рассеяние на электронах и атомах, возбуждение и ионизация атомов), их большая часть успевает замедлиться до нерелятивистских энергий и лишь затем аннигилирует.

При двухфотонной А. нерелятивистских  $e^+$  и  $e^-$  (наиб. распространённой в астрофиз. условиях) энергии образующихся фотонов  $\epsilon$  близки к энергии покоя электрона, т. е. спектр аннигиляц. излучения (АИ) имеет вид линии (аннигиляц. линия — АЛ). Это позволяет выделять АИ на фоне непрерывного спектра, возникающего при др. процессах. Смещение энергии аннигиляц. фотонов от значения  $mc^2$  вызвано эффектом Доплера из-за движения центра масс аннигилирующей пары:  $\epsilon = mc^2(1 + V/c)$ , где  $V$  — проекция скорости центра масс на направление вылета фотона. Разброс скоростей  $V$  приводит к доплеровскому уширению АЛ. При А. термализов. позитронов с энергией  $\epsilon_T \sim kT$  со свободными электронами плазмы (как прямой, так и с предварит. образованием позитрония  $Ps$ ) разброс  $V$  является тепловым и ширина АЛ (на половине максимума)  $\Delta\epsilon = 0,011 T^{1/2}$  кэВ.

В отличие от двухфотонного, трёхфотонное АИ, возникающее при А. ортопозитрония  $^3Ps$  (образующегося в тех же процессах, что и парапозитроний  $^1Ps$ ), имеет непрерывный спектр, лежащий ниже 511 кэВ. Регистрация этого спектра (вместе с АЛ) позволяет оценить долю позитронов, аннигилирующих с образованием позитрония  $Ps$ , и тем самым физ. характеристики области аннигиляции.

Спектр однофотонного АИ, существенного при наличии сверхсильного магн. поля (когда  $e^+$  и  $e^-$  находятся на основном *Ландау уровне*, см. *Циклотронная частота*), имеет вид асимметричной линии с резким обрывом в сторону меньших энергий от максимума при  $\epsilon \approx 2mc^2/|\sin \nu|$ , где  $\nu$  — угол между направлением АИ и магн. полем. Угловое распределение излучения сильно вытянуто в плоскости, перпендикулярной магн. полю. Сильное магн. поле меняет также характеристики двухфотонного АИ. С увеличением поля (при  $B \gg 10^{12}$  Гс) мощность и высота АЛ уменьшаются, линия становится асимметричной, сдвигается в сторону более высоких энергий и уширяется (превращаясь при  $B \gg 10^{13}$  Гс в непрерывный спектр, лежащий ниже  $2mc^2/(1 + |\cos \nu|)$ ), а направления вылета фотонов концентрируются к плоскости, перпендикулярной магн. полю.

АИ обнаружено в спектрах *вспышек на Солнце*, в излучении *галактического центра* и космич. *гамма-всплесках*.

Основные характеристики наблюдавшегося космического аннигиляционного излучения

Источник	Солнечные вспышки	Центр Галактики	$\gamma$ -всплески
Максимальная интенсивность, фотон/(см <sup>2</sup> ·с)	$5 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-3}$	1
Светимость источника в аннигиляционной линии, эрг/с	$2 \cdot 10^{41}$	$2 \cdot 10^{37}$	$10^{38}$ ( $D^2/1$ кпк) <sup>2</sup>
Характерные времена, с	$10^2 - 10^3$	$10^7 - 10^8$	0,1 - 10
Ширина аннигиляционной линии, кэВ	<20	<3	~100

$D^*$  — расстояние до источника, кпк.

АИ солнечных вспышек наблюдалось на спутниках OSO-7 (США, 1972) и SMM (США, 1980, 1982). Аннигилирующие позитроны образуются, по-видимому, при распаде радиоакт. ядер и л-мезонов, возникающих при ядерных взаимодействиях ускоренных во вспышке ионов с солнечным веществом. Ширина АЛ (<20 кэВ) соответствует темп-ре в области аннигиляции  $T <$