

## МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Обратное комптоновское рассеяние на чернотельном излучении  
в физике высоких энергий и гамма-астрофизике (МэВ – ТэВ)

Д. Фарджон, А. Салис

*В статье рассмотрено обратное комптоновское рассеяние (ОКР) заряженных частиц на чернотельном излучении (ЧИ) и выведены точные дифференциальные распределения по углам и по энергиям в общем и в наиболее интересных частных случаях. Полученные результаты применимы к экспериментам на ускорителях для оценки вклада ОКР тепловых фотонов в резонаторе, а также к астрофизике, где ОКР космических лучей во многих случаях играет важную роль. В частности, мы показываем, как наши формулы воспроизводят энергетический спектр ОКР, недавно измеренный на LEP, как с их помощью могут быть объяснены гамма-всплески (ГВ) и их энергетический спектр. Наконец, мы предсказываем наличие слабого, на пределе чувствительности, гамма-потока на сотнях ТэВ от остатка сверхновой SN1006, а также на более низких энергиях (десятки ТэВ вследствие каскада гамма-лучей на космическом ЧИ) от источников реликтовых внегалактических космических лучей высоких энергий, порождаемых джетами в активных галактических ядрах, таких, как блазары 3C279, Mrk421, Mrk501.*

PACS numbers: 13.60.Fz, 95.30.-k, 95.85.Pw, 98.70.Rz

## Содержание

1. Введение (909).
  2. Обратное комптоновское рассеяние на чернотельном излучении (909).
  3. Спектр ОКР в экспериментах LEP (911).
  4. ОКР в астрофизике (912).
  5. Основные сценарии, включающие ОКР (913).
  6. Заключение и применение (915).
- Список литературы (915).

## 1. Введение

Обратное комптоновское рассеяние (ОКР) играет важную роль в астрофизике высоких энергий (космические лучи, гамма-астрономия) [1–6] и в физике высоких энергий (LEP I, LEP II, ускорители) [7–9]. В самом деле, с одной стороны, ОКР ультрарелятивистских космических лучей (электронов с энергиями порядка ГэВ либо протонов и ядер с существенно более высокими энергиями) на электромагнитных полях (или на космологическом чернотельном излучении (ЧИ) с  $T \approx 2,73$  К, межзвездных фотонах, радиоволнах или даже на стационарных магнитных полях) является источником ультрарелятивистских фотонов (рентген, гамма), которые действительно наблюдаются во Вселенной как

диффузные или точечные источники. С другой стороны, ОКР часто является основным процессом, ответственным за торможение (т.е. за потерю энергии) энергичных заряженных частиц. ОКР часто является основным фактором, определяющим эволюцию космических лучей, а также уменьшение интенсивности их энергетического спектра в более жестких областях [5, 6]. Более того, ОКР релятивистских джетов компактных источников на тепловых фотонах звезды-компаньона в двойной системе или аккреционного диска могут быть ключевым процессом в возникновении "гамма-джетов", являющихся возможной причиной загадочных гамма-всплесков (ГВ) (вследствие вращения и вспыхивания в различных направлениях) [10]. Так что, хотя процесс ОКР и является хорошо исследованным [3, 4], мы еще раз возвращаемся к нему с целью получения компактной аналитической формулы, описывающей дифференциальный энергетический и угловой спектры ОКР релятивистских заряженных частиц на фотонах с планковским спектром. Одним из основных достоинств полученных нами выражений является возможность описания спектра ОКР на всех энергиях. Наши результаты улучшают расчеты, проведенные методом Монте-Карло, поскольку последние вынуждены рассматривать только малую часть энергетического диапазона для детального исследования спектра ОКР [9]. Ниже мы приводим вывод основных формул и показываем вытекающие из них следствия.

## 2. Обратное комптоновское рассеяние на чернотельном излучении

Следуя стандартной процедуре, вычислим спектр ОКР релятивистских частиц (электронов, протонов или ядер в космических лучах или в пучках частиц в ускорителях) на

Д. Фарджон, А. Салис. Римский университет "Ля Сапиенца", факультет физики

Д. Фарджон. Римское отделение INFN I, 00185, Рим, пл. А. Моро, Италия

Статья поступила 25 февраля 1997 г.

фотонах с планковским спектром. Для этого рассмотрим распределение фотонов в лабораторной системе отсчета (ЛСО), где ЧИ однородно и изотропно, затем перейдем в систему покоя электрона (СПЭ), где ЧИ по-прежнему однородно, но сильно анизотропно, и вычислим там обычное комптоновское рассеяние, и, наконец, преобразуем дифференциальную плотность рассеянных фотонов обратно в ЛСО. Начальное распределение фотонов в ЛСО — это хорошо известное однородное и изотропное ЧИ, в котором число фотонов в единичном интервале энергий  $d\epsilon_0$  и телесных углов  $d\Omega_0$  задается формулой Планка

$$\frac{dn_0}{d\epsilon_0 d\Omega_0} = \frac{2}{(ch)^3} \frac{\epsilon_0^2}{[\exp(\epsilon_0/k_B T) - 1]}, \quad (1)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура ЧИ. Мы преобразуем это распределение к СПЭ, пользуясь стандартными преобразованиями Лоренца, принимая за ось  $z$  направление вдоль первоначального импульса электрона и учитывая тот факт, что  $dn_0/d\epsilon_0$  является релятивистским инвариантом [2]. В дальнейшем мы отмечаем звездочкой (\*) величины, относящиеся к системе покоя электрона, индекс 0 соответствует величинам до рассеяния, индекс 1 — величинам после рассеяния. Имеем

$$\cos \theta_0 = \frac{\cos \theta_0^* + \beta}{1 + \beta \cos \theta_0^*}, \quad \varphi_0 = \varphi_0^*, \quad \epsilon_0 = \gamma \epsilon_0^* (1 + \beta \cos \theta_0^*),$$

здесь  $\beta$  — безразмерная скорость электрона,  $\gamma$  — соответствующий лоренц-фактор. В релятивистском пределе преобразованное распределение плотности частиц обладает в СПЭ ярко выраженной дипольной анизотропией и все более и более вытягивается вдоль  $\theta_0^* = \pi$  при увеличении  $\gamma$ . Аналогичным дипольным характером в нерелятивистском случае обладает космологическое ЧИ ( $T = 2,73$  К) на уровне несколько мК вследствие движения Земли. Соответствующий энергетический спектр обладает "зеленым смещением" с максимумом при  $\gamma k_B T$  по отношению к первоначальному "красному" спектру ЧИ с максимумом при  $k_B T$ . Дифференциальный поток рассеянных фотонов в СПЭ определяется следующим образом:

$$\frac{dN_1^*}{dt_1^* d\epsilon_1^* d\Omega_1^* d\epsilon_0^* d\Omega_0^*} = \frac{dn_0^*}{d\epsilon_0^* d\Omega_0^*} \frac{d\sigma_C}{d\epsilon_1^* d\Omega_1^*} c, \quad (2)$$

здесь  $d\sigma_C/(d\epsilon_1^* d\Omega_1^*)$  — дифференциальное сечение комптоновского рассеяния:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_C}{d\epsilon_1^* d\Omega_1^*} &= \frac{r_0^2}{2} \left( \frac{\epsilon_1^*}{\epsilon_0^*} \right)^2 \left( \frac{\epsilon_0^*}{\epsilon_1^*} + \frac{\epsilon_1^*}{\epsilon_0^*} - \sin^2 \theta_{sc}^* \right) \delta \times \\ &\times \left[ \epsilon_1^* - \frac{\epsilon_0^*}{1 + \epsilon_0^* (1 - \cos \theta_{sc}^*)/mc^2} \right], \end{aligned} \quad (3)$$

$c$  — скорость света, а угол рассеяния  $\theta_{sc}^*$  должен быть выражен через начальные  $\theta_0^*, \varphi_0^*$  и конечные  $\theta_1^*, \varphi_1^*$  углы:

$$\begin{aligned} \cos \theta_{sc}^* &= \sin \theta_0^* \sin \theta_1^* (\cos \varphi_0^* \cos \varphi_1^* + \sin \varphi_0^* \sin \varphi_1^*) + \\ &+ \cos \theta_0^* \cos \theta_1^*. \end{aligned} \quad (4)$$

Последним шагом является вывод точного дифференциального распределения ОКР в лабораторной

системе отсчета (в которой и наблюдаются рассеянные фотоны) с помощью обратных преобразований Лоренца; в результате получаем

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt_1 d\epsilon_1 d\Omega_1} &= \frac{r_0^2 c (1 - \beta \cos \theta_1) \epsilon_1^2}{c^3 h^3} \times \\ &\times \int_{\Omega_0^*} \exp \left\{ \frac{\gamma^2 \epsilon_1 (1 - \beta \cos \theta_1) (1 + \beta \cos \theta_0^*)}{k_B T [1 - \gamma \epsilon_1 (1 - \beta \cos \theta_1) (1 - \cos \theta_{sc}^*)/mc^2]} - 1 \right\}^{-1} \times \\ &\times \left[ \frac{1}{1 - \gamma \epsilon_1 (1 - \beta \cos \theta_1) (1 - \cos \theta_{sc}^*)/mc^2} - \right. \\ &\left. - \frac{\gamma \epsilon_1 (1 - \beta \cos \theta_1) (1 - \cos \theta_{sc}^*)}{mc^2} + \cos^2 \theta_{sc}^* \right] \times \\ &\times \frac{d\Omega_0^*}{[1 - \gamma \epsilon_1 (1 - \beta \cos \theta_1) (1 - \cos \theta_{sc}^*)/mc^2]^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где, согласно уравнению (4),  $\cos \theta_{sc}$  является функцией  $\theta_0^*, \theta_1^*, \varphi_0^*, \varphi_1^*$ . Это "смещенное в голубую область" распределение отличается от предыдущих, поскольку ожидаемый максимум вблизи энергии  $\epsilon_1$  расплылся в широкое плато от энергии  $k_B T$  вплоть до энергии  $\gamma^2 k_B T$ . Наиболее общее дифференциальное распределение ОКР может быть получено с помощью численного интегрирования уравнения (5) по  $\Omega_0^*$ . Поскольку нас интересуют приложения к различным явлениям при высоких энергиях, мы покажем, как упростить приведенные формулы для конкретных случаев. Прежде всего вспомним, что в ускорителях мы имеем дело с ультрарелятивистскими частицами, т.е.  $\gamma \gg 1$ . Помимо этого, в большинстве астрофизических проблем энергия фотона в системе покоя электрона значительно меньше массы покоя электрона,  $\epsilon_0^* \ll mc^2$ ; таким образом, часто возможно аппроксимировать комптоновское дифференциальное сечение рассеяния томсоновским сечением. В качестве еще одного приближения мы рассмотрим ультрарелятивистский томсоновский предел, в котором выполнены оба предыдущих условия  $\gamma \gg 1$  и  $\epsilon_0^* \ll mc^2$ . Рассмотрим эти три варианта. В первом случае ( $\gamma \gg 1$ ) фотоны ЧИ в СПЭ до рассеяния практически все летят в направлении, противоположном движению электрона в ЛСО,  $\theta_0^* \approx \pi - 1/\gamma$ . Следовательно, угол рассеяния связан с углом  $\theta_1^*$  простым соотношением  $\theta_{sc}^* + \theta_1^* \approx \pi$  и  $\cos \theta_{sc}^* \approx -\cos \theta_1^*$  с точностью  $1/\gamma$ . Более того, кинематика ОКР показывает, что рассеянное излучение в ЛСО сконцентрировано в узком конусе  $\theta_1 \approx 1/\gamma$  вдоль направления движения ультрарелятивистской частицы. Дифференциальное распределение ОКР (5) в ультрарелятивистском пределе сводится к аналитическому выражению

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt_1 d\epsilon_1 d\Omega_1} &= \frac{2\pi k_B T r_0^2 c}{c^3 h^3 \beta \gamma^2} \epsilon_1 \times \\ &\times \ln \left\{ \left[ 1 - \exp \left( \frac{-2\gamma^2 \epsilon_1 (1 - \beta \cos \theta_1)}{k_B T [1 - \epsilon_1 (1 + \cos \theta_1)/(2mc^2 \gamma)]} \right) \right] \times \right. \\ &\times \left[ 1 - \exp \left( \frac{-\epsilon_1 (1 - \beta \cos \theta_1)}{2k_B T [1 - \epsilon_1 (1 + \cos \theta_1)/(2mc^2 \gamma)]} \right) \right]^{-1} \times \\ &\times \left[ 1 - \frac{\epsilon_1 (1 + \cos \theta_1)}{2mc^2 \gamma} \right]^{-1} \left[ \left( 1 - \frac{\epsilon_1 (1 + \cos \theta_1)}{2mc^2 \gamma} \right)^{-1} - \right. \\ &\left. \left. - \frac{\epsilon_1 (1 + \cos \theta_1)}{2mc^2 \gamma} + \left( \frac{\cos \theta_1 - \beta}{1 - \beta \cos \theta_1} \right)^2 \right] \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $1 - \beta \simeq 1/(2\gamma^2)$  и  $d\Omega_1 \simeq 2\pi\theta_1 d\theta_1$ . Вторая возможная аппроксимация — это томсоновский предел  $\epsilon_0^* \ll mc^2$ . В этом случае можно пренебречь всеми членами порядка  $\epsilon_0^*/mc^2$  по сравнению с 1 в уравнении (5), и результирующее дифференциальное распределение примет вид

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt_1 d\epsilon_1 d\Omega_1} &= \frac{2\pi\kappa_B Tr_0^2 c}{(ch)^3} \times \\ &\times \epsilon_1 \left( \ln \left\{ \frac{1 - \exp[-\gamma^2 \epsilon_1 (1 - \beta \cos \theta_1)(1 + \beta)/(\kappa_B T)]}{1 - \exp[-\gamma^2 \epsilon_1 (1 - \beta \cos \theta_1)(1 - \beta)/(\kappa_B T)]} \right\} \times \right. \\ &\times \left[ 1 + \left( \frac{\cos \theta_1 - \beta}{1 - \beta \cos \theta_1} \right)^2 \right] + \left[ 1 - 3 \left( \frac{\cos \theta_1 - \beta}{1 - \beta \cos \theta_1} \right)^2 \right] \times \\ &\times \int_0^\pi \ln \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{\gamma^2 \epsilon_1}{\kappa_B T} (1 - \beta \cos \theta_1)(1 + \beta \cos \theta_0^*) \right] \right\} \times \\ &\times \sin \theta_0^* \cos \theta_0^* d\theta_0^* \Big). \end{aligned} \quad (7)$$

Из уравнений (6), (7) получаем выражение для последней аппроксимации в томсоновском ультрарелятивистском пределе,  $\gamma \gg 1$  и  $\epsilon_0^* \ll mc^2$ . Дифференциальное распределение ОКР в этом случае может быть получено либо переходом к пределу  $\epsilon_1 \ll mc^2 \gamma$  в уравнении (6), либо переходом к пределу  $\gamma \gg 1$  в уравнении (7). Первым способом находим

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt_1 d\epsilon_1 d\Omega_1} &= \frac{2\pi\kappa_B Tr_0^2 c}{c^3 h^3 \beta \gamma^2} \times \\ &\times \epsilon_1 \ln \left\{ \frac{1 - \exp[-2\gamma^2 \epsilon_1 (1 - \beta \cos \theta_1)/(\kappa_B T)]}{1 - \exp[-\epsilon_1 (1 - \beta \cos \theta_1)/(2\kappa_B T)]} \right\} \times \\ &\times \left[ 1 + \left( \frac{\cos \theta_1 - \beta}{1 - \beta \cos \theta_1} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Во втором случае интеграл, содержащийся в уравнении (7), может быть упрощен с учетом того факта, что  $\theta_0^* \simeq \pi - (1/\gamma)$ , а следовательно,  $\sin \theta_0^* \cos \theta_0^* \simeq 1/\gamma$ , и подынтегральное выражение существенно отлично от нуля только внутри узкого конуса с апертурой  $1/\gamma$ . В результате ответ будет отличаться от формулы (8) только величиной порядка  $1/\gamma^2$ , которой в нашем приближении можно пренебречь. Таким образом, аналитическая формула (8) является искомым томсоновским ультрарелятивистским распределением. На рисунке 1 показана удивительная метаморфоза излучения планковского черного тела в серию гладких кривых со все более длинным плато при увеличении лоренц-фактора  $\gamma$  и интенсивностью, пропорциональной  $\gamma^{-2}$ . Этот процесс в основном связан с перекрытием ряда спектров, сдвинутых в голубую область и полученных при различных угловых направлениях; чем мягче фотоны, тем более они изотропны, в то время как более жесткие фотоны сильно анизотропны и расположены во внутренней части пучка. "Рэлеевские" области дифференциального спектра ЧИ перекрывают друг друга, даже если вычисляются при различных углах  $\theta_1$  ( $0 < \theta_1 < \pi$ ), в то время как их пики тем выше и тем сильнее сдвинуты в голубую область, чем ближе  $\theta_1$  к нулю. Следовательно, экспоненциальное затухание спектра ОКР справа отражает области "виновского" поведения углового спектра ЧИ при  $\theta_1 \approx 0$ . Мы приводим здесь краткое изложение качественного поведения спектра ОКР во всем диапазоне энергий

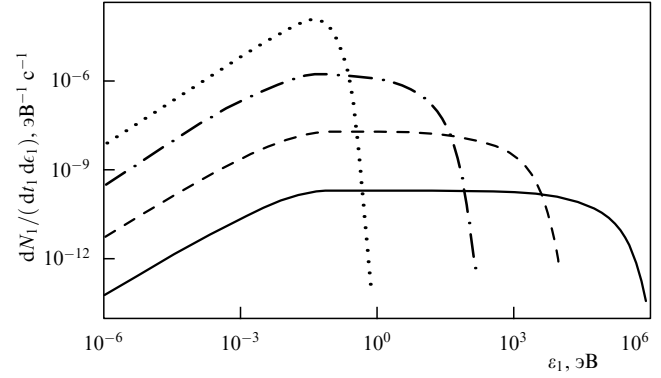


Рис. 1. Спектр ОКР при  $T = 291$  К и нерелятивистском (ЧИ)  $\gamma = 1$  (пунктир) и релятивистском  $\gamma = 10$  (штрихпунктир),  $\gamma = 10^2$  (штриховая линия),  $\gamma = 10^3$  (сплошная линия) лоренц-факторе (уравнение 8).

$\epsilon_1$ . При  $\epsilon_1 \ll \kappa_B T/\gamma^2$  спектр растет линейно (как в "рэлеевской" области ЧИ), при энергиях  $\kappa_B T/\gamma^2 < \epsilon_1 < \kappa_B T$  линейный характер спектра модифицируется логарифмической поправкой, и его рост пропорционален  $\epsilon_1 \ln(4\gamma^2 \kappa_B T/\epsilon_1)$ ; при  $\kappa_B T < \epsilon_1 < 4\gamma^2 \kappa_B T$  спектр переходит в очень медленно линейно спадающее плато; при  $\epsilon_1 > 4\gamma^2 \kappa_B T$  спектр затухает, как  $\epsilon_1 \exp(-\epsilon_1/4\gamma^2 \kappa_B T)$  (напоминаем читателю, что виновская область ЧИ затухает, как  $\epsilon_1^2 \exp(-\epsilon_1/\kappa_B T)$ ). Заметим, что широко применяемые аналитические формулы ОКР, выведенные Ф. Джонсом [3], основаны на ОКР монохроматического и изотропного излучения; это искусственное ЧИ приводит к спектру ОКР, не согласующемуся со спектрами, наблюдаемыми экспериментально. В двух следующих разделах мы покажем, что наши формулы позволяют правильно описывать спектры ОКР, встречающиеся в астрофизике и физике высоких энергий.

### 3. Спектр ОКР в экспериментах LEP

Справедливость наших результатов может быть прямо подтверждена сравнением с экспериментальными спектрами ОКР, полученными на LEP группами А. Мелиссиноса [7] и Ж. Диамбрини-Палацци [8] с более высокой точностью. В самом деле, вакуумная трубка LEP может рассматриваться как полость, заполненная чернотельным излучением при комнатной температуре ( $T \approx 291$  К); следовательно, в тепловом равновесии электромагнитное излучение рассеивается и концентрируется в направлении движения электронных (позитронных) пучков с энергией  $E_e = 45,6$  ГэВ. Лоренц-фактор, соответствующий этой энергии, равен  $\gamma = 8,92 \times 10^4$ , следовательно, мы можем применить наши ультрарелятивистские формулы для ОКР и вычислить интересующую нас часть спектра. Мы сравниваем наши результаты с вычислениями методом Монте-Карло, проведенными на LEP и хорошо описывающими эффект ОКР в экспериментальных данных, а также вычислим томсоновский и комптоновский спектры с целью продемонстрировать различие между двумя кривыми и данными, полученными методом Монте-Карло. Спектры получают численным интегрированием по углу  $\theta_1$  в выражениях (6)–(8) соответственно для томсоновского и комптонов-

ского пределов:

$$\frac{dN_{1(T,K)}}{d\epsilon_1} = N_e \int_{\Omega_1} \frac{dN_{1(T,K)}}{dt_1 d\epsilon_1 d\Omega_1} d\Omega_1 d\tau, \quad (9)$$

здесь  $N_e \simeq 1,37 \times 10^{11}$  — число частиц в пучке,  $\Delta\tau = l/c \simeq 2 \times 10^{-6}$  с — время пролета частиц прямого участка LEP  $l \simeq 600$  м [9]. Три спектра ОКР, полученные из наших уравнений и из вычислений методом Монте-Карло, представлены на рис. 2 и обозначены следующим образом:

- М — вычисления методом Монте-Карло ([9], рис. 6);
- Т — томсоновское приближение из уравнения (8);
- К — комптоновское приближение из уравнения (6).

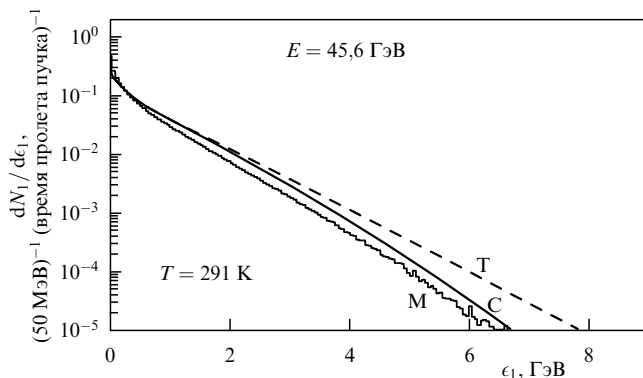


Рис. 2. Спектр ОКР на LEP: вычисления методом Монте-Карло (М) ([9], рис. 6), томсоновское приближение (Т) (уравнение (8)), комптоновское приближение (С) (уравнение (6)).

Обратите внимание, что комптоновский спектр хорошо согласуется с вычислениями методом Монте-Карло, в то время как интенсивность томсоновского спектра на больших энергиях в 3 раза выше. Это завышение томсоновского спектра, очевидно, связано с независимостью томсоновского сечения рассеяния от энергии фотона. Следует также отметить, что на низких энергиях спектр ОКР, вычисленный по формуле (6) в комптоновском пределе, практически совпадает со спектром, вычисленным методом Монте-Карло, а на более высоких энергиях ( $> 1$  ГэВ) дает превышение на 26 %. Однако, по всей видимости, это несоответствие не связано с нашими приближениями, поскольку из наших данных мы получаем для полного числа событий  $N_1 = 2,646$  величину, совпадающую с точностью до 0,1 % с числом  $N_1 = 2,65$ , вычисленным Ди Доменико [9] методом Монте-Карло. Разница может быть связана с методом Монте-Карло, статистическая процедура которого предполагает меньшее число событий при больших энергиях. Однако это различие не влияет на время жизни пучка, поскольку для его вычисления достаточно знать скорость изменения числа событий  $dN_1/dt_1$ . Напомним, что ОКР может быть также использовано для изучения внутренней структуры пучка и результирующего когерентного излучения заряженных частиц. Для этой цели оптимальная экспериментальная настройка достигается при столкновении релятивистских пучков с испускаемыми лазером фотонами, летящими в противоположную сторону [11].

#### 4. ОКР в астрофизике

Рентгеновская и гамма-астрономия в основном фиксируют наличие релятивистских электронов (или, на нижнем пределе, релятивистских ядер) по их синхротронному излучению или же по их ОКР на инфракрасном, межзвездном или космическом излучении. Более того, то же ОКР является основным механизмом торможения релятивистских зарядов при плотности энергии магнитного поля  $\rho_B$ , меньшей соответствующей плотности энергии космических фотонов  $\rho_{BBR}$ . Такая ситуация обычно возникает во внегалактическом пространстве, где  $\rho_B \ll \rho_{BBR}$ . Таким образом, по нетепловому рентгеновскому излучению, связанному с синхротронным излучением ультрарелятивистских электронов ( $\gamma \geq 10^8$ ) [12], были недавно обнаружены электроны космических лучей вокруг SN1006. Следовательно, большой интерес и актуальность представляют вычисления не только порядка величины потока гамма-лучей ОКР, но и его детального спектра для релятивистских и ультрарелятивистских электронов космических лучей. На рисунке 3 показаны спектры ОКР при  $\gamma = 10^4, 10^6, 10^8$ . Важно отметить существование на высоких энергиях перехода спектра ОКР от томсоновского к комптоновскому. Этот переход особенно заметен на самых больших энергиях. Характерные лоренц-факторы  $\gamma$ , при которых спектры ОКР электронов ( $e^- + \gamma \rightarrow e^- + e^+ + e^-$ ) и протонов ( $\gamma + p \rightarrow p + \pi^+, p + \pi^0, \dots$ ) на ЧИ с  $T = 2,73$  К принимают комптоновский вид и соответственно равны

$$\begin{aligned} \gamma_e &= \frac{2m_e c^2}{\langle \epsilon_0 \rangle} = \frac{m_e c^2}{\kappa_B T} \approx 1,6 \times 10^9, \\ \gamma_p &\approx \frac{2m_p c^2}{\langle \epsilon_0 \rangle} \approx \frac{m_p c^2}{\kappa_B T} = 2,4 \times 10^{11}. \end{aligned} \quad (10)$$

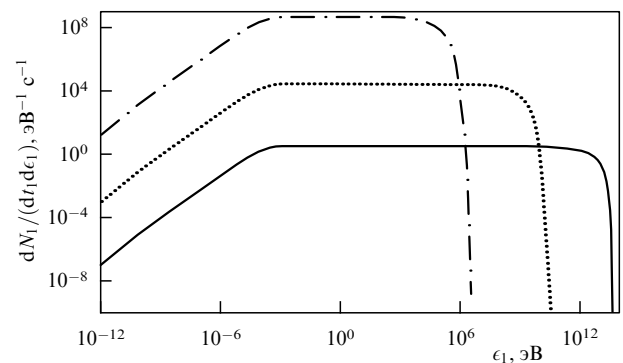


Рис. 3. Спектр ОКР при  $T = 2,73$  К, лоренц-факторе  $\gamma = 10^4$  (штрих-пунктир),  $\gamma = 10^6$  (пунктир),  $\gamma = 10^8$  (сплошная линия).

Качественно характер поведения спектра ОКР в комптоновском пределе может быть предсказан с учетом того, что энергетический спектр ОКР спадает на энергиях вблизи  $\epsilon_1 \approx \gamma^2 \kappa_B T$ , и закон сохранения энергии требует протяженности плато в спектре от  $\kappa_B T$  до  $m_e c^2 \gamma$  вместо обычного обрывания при энергии  $\gamma^2 \kappa_B T$ . Следует понимать, что переход от томсоновского режима к комптоновскому происходит следующим образом: до тех пор, пока падающий фотон в СПЭ имеет характерную энергию  $\epsilon_0^* \approx \gamma \kappa_B T < m_e c^2$ , рассеянный фотон в СПЭ сохраняет большую часть своей энергии, а направлен

может быть в любую сторону с практически одинаковой вероятностью. Следовательно, после того, как спектр был однажды рассмотрен в ЛСО после обратного преобразования Лоренца, другое угловое распределение фотонов в СПЭ приведет в ЛСО к другому энергетическому распределению тех же самых фотонов. Интегрирование по углу этих дифференциальных спектров "ЧИ"  $dN_1/(dt_1 d\epsilon_1 d\Omega_1)$ , "рэлеевские" области которых перекрываются, приводит к возникновению в энергетическом диапазоне  $\kappa_B T < \epsilon_1 < \gamma^2 \kappa_B T$  широкого плато, показанного на рис. 4. Однако в комптоновском режиме, когда  $\gamma \kappa_B T > mc^2$ , дифференциальное сечение рассеяния  $\sigma \sim \sigma_T m/[\epsilon_0^*(1 - \cos \theta_{sc}^*)]$  приводит в СПЭ к анизотропному распределению рассеянных фотонов, которое становится все более и более сконцентрированным в "комптоновском конусе"  $\theta_C^* \leq \sqrt{mc^2/(\gamma \kappa_B T)} \sqrt{1/\gamma}$  (не путать с меньшими "лоренцевскими" углами  $\theta_L^* \leq 1/\gamma$ , связанными с преобразованиями систем отсчета). Максимальная энергия фотонов, рассеянных вне конуса  $\theta_C^*$ , в ЛСО порядка  $\epsilon_1 \approx \gamma^2 \kappa_B T (1 - \beta \cos \theta_0^*)(1 - \beta \cos \theta_{sc}^*) \approx 2\gamma^2 \kappa_B T (1 - \beta \cos \theta_{sc}^*) \leq mc^2 \gamma$ . С другой стороны, в ЛСО максимальная энергия фотонов, рассеянных вблизи и внутри комптоновского конуса  $\theta_C^*$ , но далеко от внутреннего лоренцевского конуса  $\theta_L^*$  (к примеру, мы можем рассматривать диапазон  $1/2 \sqrt{mc^2/(\gamma \kappa_B T)} < \theta_{sc}^* < \sqrt{mc^2/(\gamma \kappa_B T)}$ , в котором находится основная часть ( $> 75\%$ ) рассеянных фотонов), по порядку величины равна  $\epsilon_1 \sim \gamma^2 \kappa_B T (1 - \beta \cos \theta_{sc}^*) \geq \kappa_B T + (mc^2/8)\gamma$ . В заключение отметим, что следствием комптоновского

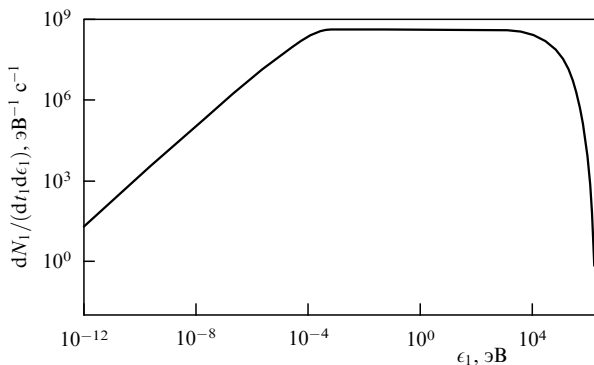


Рис. 4. Спектр ОКР в томсоновском приближении,  $T = 2,73$  К, лоренц-фактор  $\gamma = 10^4$ .

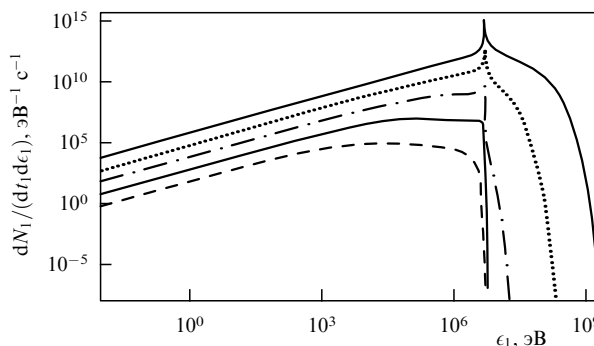


Рис. 5. Эволюция спектра ОКР от "холмоподобного" томсоновского спектра  $\kappa_B T/(mc^2) = 10^{-2}$  (штриховая линия),  $10^{-1}$  (нижняя сплошная линия), 1 (штрихпунктир) к комптоновскому спектру с пиком  $\kappa_B T/(mc^2) = 10$  (пунктир),  $10^2$  (верхняя сплошная линия), лоренц-фактор  $\gamma = 10$ .

поведения спектров, которое выведено аналитически из точной формулы (5) и изображено на рис. 5, является накопление фотонов при предельных значениях энергии в диапазоне  $\epsilon_1 \geq mc^2 \gamma$ , а также неожиданное появление пика, который при возрастании лоренц-фактора  $\gamma \gg mc^2/\kappa_B T$  смещается к более высоким энергиям в этом диапазоне. Важно также отметить, что этот экстремальный комптоновский режим может возникать различными путями, например в нерелятивистском и релятивистском случае, когда  $\kappa_B T \ll mc^2$ .

## 5. Основные сценарии, включающие ОКР

Для полного, хотя и несколько искусственного описания различных спектров ОКР определим следующие характерные режимы.

1. ( $\gamma \sim 1$ ,  $\kappa_B T \ll mc^2/\gamma$ ) **Нерелятивистское комптоновское рассеяние на низкотемпературном ЧИ** (рис. 6). В этом случае спектр ОКР представляет собой самоподобный планковский спектр, зависящий от обычных величин  $n_\gamma$ ,  $\sigma_T$ , ... Один из наиболее ярких примеров его реализации — эффект Зельдовича — Сюняева в космологии.

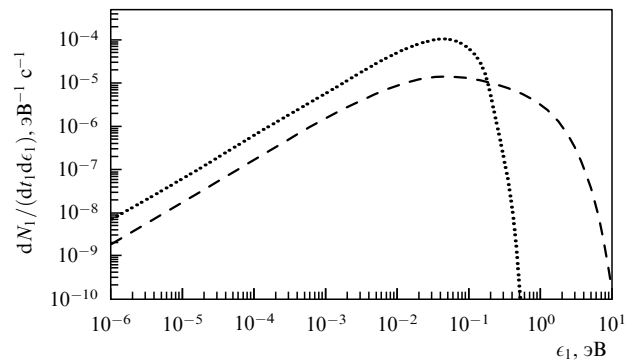


Рис. 6. Спектр ОКР в томсоновском приближении,  $T = 291$  К, лоренц-фактор  $\gamma = 1$  (ЧИ) (пунктир),  $\gamma = 3$  (штриховая линия).

2. ( $\gamma \gg 1$ ,  $\kappa_B T < mc^2/\gamma$ ) **ОКР на низкотемпературном ЧИ в релятивистском томсоновском пределе** (см. рис. 1, 2). Этот случай в основном реализуется в астрофизике и физике высоких энергий (LEP I, LEP II, гамма-всплески, космические лучи с энергиями  $E_e \leq 10^{14}$  эВ и  $E_p \leq 10^{17}$  эВ, ...). Спектр ОКР отличается от планковского наличием плато на энергиях от  $\epsilon_1 \sim \kappa_B T$  до  $\epsilon_1 \sim \gamma^2 \kappa_B T$ . Этот "простой" спектр ОКР может служить моделью спектров ОКР заряженных частиц (электронов) джетов ( $\gamma \sim 10^3 - 10^4$ ) на фотонах соседних звездных компаньонов ( $\epsilon_0 \sim 0,5$  эВ), приводящих к гамма-джетам, способным объяснить интегральные спектры гамма-всплесков [13]. Эта возможность широко исследовалась авторами и все еще находится в процессе обсуждения [14]. Из-за "гладкого" поведения края спектра не существует однозначной связи между спектральным индексом электронов или протонов в космических лучах и спектральным индексом гамма-фотонов, возникающих при ОКР. Другой сценарий, в котором ОКР приводит к гамма-лучам, реализуется во внегалактических блазарах, которые выбрасывают пучок космических лучей (протоны, ядра и т.п.) на большие расстояния. Их ОКР на реликтовых фотонах может также привести к коллинеарным гамма-джетам, их энергия определяется

соотношением между электронами и ядрами в джетах космических лучей. Такие гамма-джеты — это крупномасштабная версия модели мини-джетов плюс ОКР, рассмотренное авторами в модели возникновения гамма-всплесков в галактических двойных системах.

3. ( $\gamma \gg 1$ ,  $mc^2/\gamma \ll \kappa_B T \ll mc^2$ ) **ОКР на холодном ЧИ в релятивистском комптоновском пределе** (рис. 7). Этот случай реализуется при взаимодействии ЧИ с космическими лучами сверхвысоких энергий ( $E_e \gg 10^{14}$  эВ,  $E_p \gg 10^{20}$  эВ). Данный спектр ОКР характерен скоплением фотонов вблизи максимальной энергии  $\epsilon_1$ , образующих пик с максимумом при  $\epsilon_1 \sim mc^2\gamma$ , резко обрывающийся сразу после прохождения максимума. Наличие такого пика имеет важные следствия в применении к космическим гамма-лучам. Начальный спектр первичных гамма-лучей на самых больших энергиях (степенной закон, ...) оставляет свой отпечаток на спектре гамма-лучей. Более того, возникшие при рассеянии гамма-лучи высоких энергий ( $\epsilon_1 > 100$  ТэВ) могут также успешно взаимодействовать с фотонами ЧИ (возникновение электрон-позитронных пар), что приводит к электрон-протонным каскадам или электромагнитным ливням все более низких энергий. Развитие каскадов прекратится при достижении фотонами пороговой энергии  $E_c = [2mc^2/(\kappa_B T)]mc^2 = 10^{15}$  эВ. Важно помнить, что в ультрарелятивистском случае сечение процесса  $\gamma - \gamma \rightarrow e^+ + e^-$  (Брайт–Уилер, 1934 г.) очень близко к сечению аннигиляции  $e^+e^-$  (Дирак, 1930 г.) или к сечению (Клейн–Нишины, 1929 г.). Одним из следствий является гипотеза о существовании космического фона реликтовых гамма-лучей (ТэВ) (вследствие прямого ОКР или вследствие рассеяния вторичных фотонов с энергией  $\epsilon_1 \leq 100$  ТэВ). Мы обсудим эту проблему в нашей следующей работе.

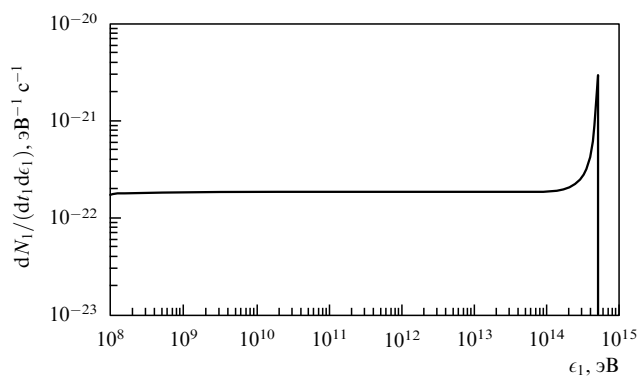


Рис. 7. Спектр ОКР в комптоновском приближении,  $\kappa_B T = 2,3 \times 10^{-2}$ , лоренц-фактор  $\gamma = 10^9$ .

4. ( $\gamma \sim 1$ ,  $\kappa_B T \gg mc^2$ ) **Нерелятивистское ОКР на горячем ЧИ** (рис. 8). Характерной чертой, отличающей спектр ОКР от планковского, является наличие небольшого пика на энергии  $\epsilon_1 \sim mc^2/2$ . Этот пик связан с зависимостью сечения Клейна–Нишины от энергии.

5. ( $\gamma \gg 1$ ,  $mc^2 \ll \kappa_B T \ll mc^2\gamma$ ) **Релятивистское ОКР на горячем ЧИ**. В спектре присутствует плато, простирающееся от  $\epsilon_1 \sim \kappa_B T$  до  $\epsilon_1 \sim mc^2\gamma$ , с пиком при  $\epsilon_1 \sim mc^2\gamma$  и резким обрывом при более высоких энергиях (аналогично описанному в п. 3).

6. ( $\gamma \gg 1$ ,  $\kappa_B T = mc^2\gamma$ ) **Равновесный режим ОКР на горячем ЧИ** (рис. 9). Спектр характерен пиком при  $\epsilon_1 \sim mc^2\gamma$  с резким последующим обрывом. Такое ОКР может происходить в ранних горячих (в термодинамическом равновесии) космологических эпохах ( $t \leq 1$  с,

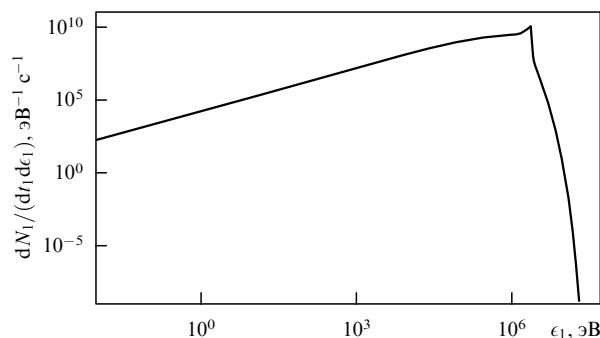


Рис. 8. Спектр ОКР в комптоновском приближении,  $\kappa_B T = mc^2$ , лоренц-фактор  $\gamma = 5$ .

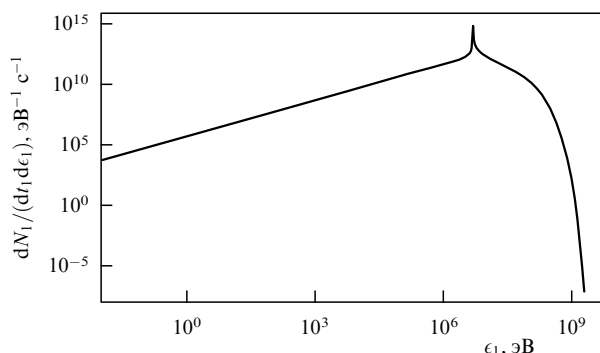


Рис. 9. Спектр ОКР в комптоновском приближении,  $\kappa_B T = 5,11 \times 10^6$ , лоренц-фактор  $\gamma = 10$  ( $\kappa_B T = mc^2\gamma$ ).

$T > \text{МэВ}$ ) и в горячих ядрах сверхновых ( $\kappa_B T \geq 5 \text{ МэВ}$ ). Было бы интересно исследовать природу спектра неравновесного ОКР, для чего может оказаться полезным вывести точные кинетические уравнения для многокомпонентной среды в состоянии термодинамического равновесия в ранней Вселенной, а также для процессов, протекающих при взрывах сверхновых. Наконец, если бы модель фэйрбола действительно описывала возникновение гамма-всплесков, то ОКР, происходящее на границе разлетающегося фэйрбола, было бы размазано многократным рассеянием на последних стадиях существования фэйрбола в почти тепловой спектр гамма-всплесков. Мы не нашли присутствия тепловой компоненты в спектре гамма-всплесков [13].

7. ( $mc^2 \ll mc^2\gamma \ll \kappa_B T$ ) **Ультрарелятивистское "сверхгорячее" ОКР** (рис. 10). В этом спектре ОКР, как обычно, присутствует пик на энергии  $\epsilon_1 \sim mc^2\gamma$  и последующее затухание на больших энергиях, включающее в себя "плечо", которое в экстремальных случаях при  $\kappa_B T \gg mc^2\gamma$  может перейти в медленно спадающее плато. Такой своеобразный процесс в настоящее время представляется весьма гипотетическим, но мы включили его, чтобы описать все возможные случаи. Возможно, такие экзотические сценарии при которых выполняются экстремальные условия (5, 6, 7), протекают также вблизи испаряющихся первичных черных дыр в ранней Вселенной, когда температура космологического ЧИ ниже, сравнима или даже выше, чем температура первичных черных дыр ( $\kappa_B T_{\text{mbh}} \approx mc^2\gamma$ ). Эта гибридная среда в состоянии термодинамического равновесия, зависящая от масс и распределения первичных черных дыр, может доминировать в нестандартной модели раннего бариогенеза в ранней Вселенной и даже в более позднем нуклеосинтезе.

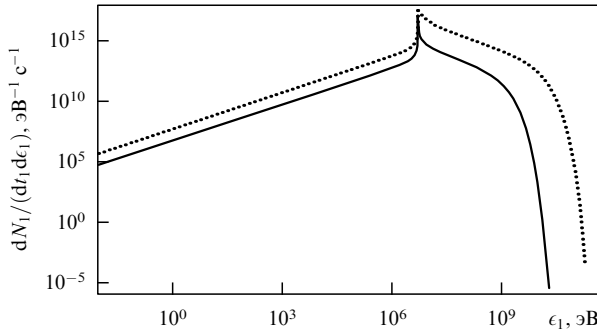


Рис. 10. Спектр ОКР в комптоновском приближении,  $k_B T = 10^3 mc^2$  (сплошная линия),  $k_B T = 10^4 mc^2$  (пунктир), лоренц-фактор  $\gamma = 10$ .

## 6. Заключение и применение

Выведенные выражения для спектра ОКР имеют широкое применение, в особенности при описании данных экспериментов LEP I, LEP II и для понимания недавно полученных озадачивающих спектров гамма-всплесков (в последнем случае следует преобразовать (8), приняв во внимание слабый анизотропный спектр ЧИ, видимый от джета, и ввести предположение о кольцеобразном источнике фотонов; см. [14], уравнение (20)). Кроме того, в релятивистском комптоновском случае спектр ОКР на низкотемпературном ЧИ и присущий ему на высоких энергиях пик, могут быть проверены на LEP I, LEP II с помощью рассеянных оптических фотонов (всплески) в лучевой трубке при пересечении пучка. Наконец, недавно открытые по синхротронному излучению в мягком рентгеновском диапазоне электроны космических лучей с энергиями свыше сотен ТэВ подразумевают существование слабой, но почти на пределе детектируемости компоненты космических лучей с энергиями  $E_\gamma \leq mc^2 \gamma \approx 100$  ТэВ. В связи с аргументами, приведенными в разделе 3, спектр электронов космических лучей ( $dN/dE_e \sim E_e^{-2}$ ) отражен и в спектре гамма-излучения. Полный энергетический поток  $\phi_\gamma$  имеет тот же порядок величины, что и поток в рентгене:

$$\phi_\gamma \leq \phi_X \frac{\rho_{\text{BBR}}}{\rho_B} \leq \frac{1}{2} \phi_X \left( \frac{B}{6 \text{ мкГс}} \right)^{-2}. \quad (11)$$

Число же гамма-квантов значительно меньше числа рентгеновских квантов:

$$\frac{dN_\gamma}{dN_X} \simeq \frac{\phi_\gamma}{\phi_X} \frac{\langle E_X \rangle}{\langle E_\gamma \rangle} \sim 2 \times 10^{-11} \left( \frac{B}{6 \text{ мкГс}} \right)^{-1} \left( \frac{E_e}{100 \text{ ТэВ}} \right); \quad (12)$$

возможно, этот поток слишком слаб и находится за пределами чувствительности современных приборов. Однако аккуратная корреляция между направлением и потоком может выявить в ближайшем будущем слабый поток на

100 ТэВ. Мы предлагаем разработать детальную наблюдательную программу для регистрации слабого потока гамма-квантов на 100 ТэВ от SN1006 и, возможно, от других предлагаемых кандидатов (Cas A, IC443, Tycho SN и т.п.) от остатков сверхновых. Наличие этих потоков является необходимым следствием фундаментальной КЭД и теории космологического ЧИ, объединенных в представленных моделях ОКР. Наконец, мы полагаем, что две протяженные рентгеновские области вокруг SN1006 можно интерпретировать как результат рассеяния электронного джета на огромной реликтовой оболочке, в противовес более популярной модели Ферми ускорения на ударной волне. В модели с джетом следует ожидать наличия редких, сильно зависящих от времени гамма-всплесков (100 ТэВ), которые могут наблюдаться в течение короткого промежутка времени (часы), когда джет направлен на наблюдателя, и обладают интегральной светимостью в  $\gamma$  раз большей, чем диффузный сферический источник. Хорошо известными кандидатами являются блазары или квазары такие, как 3C279, активные ядра галактик такие, как NGC 3079, или недавно открытые маркарянские источники, излучающие в диапазоне порядка ТэВ. Аналогичные аргументы заставляют нас предполагать наличие слабоперемеженного реликтового фона гамма-излучения (десятки ТэВ), возникающего вследствие накопления космических гамма-лучей ОКР и их каскадов сразу перед порогом образования электрон-позитронных пар на космическом ЧИ.

**Благодарности.** Авторы хотели бы выразить благодарность Г Диамбрини-Палацци и А Ди Доменико за плодотворные обсуждения и поддержку.

## Список литературы

1. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *ЖЭТФ* **46** 1865 (1964)
2. Feenberg E, Primakoff H *Phys. Rev.* **73** 449 (1948)
3. Jones F C *Phys. Rev.* **167** 1159 (1968)
4. Blumenthal G R, Gould R J *Rev. Mod. Phys.* **42** 237 (1970)
5. Longair M S *High Energy Astrophysics* (Cambridge: University Press, 1981)
6. Березинский В С, Буланов С В, Гинзбург В Л, Догель В А, Птускин В С *Астрофизика космических лучей* (М.: Наука, 1990)
7. Dehning B, Melissinos A C, Perrone F, Rizzo C, von Holtey G *Phys. Lett. B* **249** 145 (1990)
8. Bini C, De Zorzi G, Diambrini-Palazzi G, Di Cosimo G, Di Domenico A, Gauzzi P, Zanello D *Phys. Lett. B* **262** 135 (1991)
9. Di Domenico A *Part. Accel.* **39** 137 (1992)
10. Fargion D, in *The Dark Side of the Universe* (Singapore: World Scientific, (1994) p. 88
11. Fargion D, Konoplich R V, Salis A, Preprint INFN 1115, 23/10/95 (Rome, 1995)
12. Koyama K et al. *Nature* (London) **378** 255 (1995)
13. Fargion D, Salis A *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **43** 269 (1995)
14. Fargion D, Salis A *Astrophysics and Space Science* **231** 191 (1995); Fargion D, Salis A *NATO Proc. C461* (Dordrecht: Kluwer Acad. Pub., 1995)

## Inverse Compton scattering on BBR in high energy physics and gamma (MeV – TeV) astrophysics

**D. Fargion.** Rome University 'La Sapienza' Department of Physics.

Rome Section of INFN I, P.le A. Moro 2, 00185 Rome, Italy

**A. Salis.** Rome University 'La Sapienza' Department of Physics

The inverse Compton scattering (ICS) of charged particles on black body radiation (BBR) is considered and exact angular and energy differential distributions are derived for general conditions and important special cases. The results may be applied to accelerator experiments, to estimate the ICS contribution of thermal cavity photons, and to astrophysics, where the ICS of cosmic rays is often important. In particular, the ICS energy spectrum recently measured at LEP is retrieved and cosmic ray gamma bursts are explained both in terms of their origin and spectra. Weak (at the limit of sensitivity) gamma fluxes are predicted, with energies of hundreds TeV from the SN1006 supernova remnants, and of only tens of TeV (due to cosmic BBR cascading) from relic extragalactic high-energy sources produced by jets in active galactic nuclei such as 3C279, Mrk421, and Mrk501 blazars.

PACS numbers: 13.60.Fz, **95.30.-k**, 95.85.Pw, 98.70.Rz

Bibliography — 14 references

Received 25 February 1998