

УДК 539.1

О ВОЗМОЖНОСТИ ИДЕНТИФИКАЦИИ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПО МАГНИТОТОРМОЗНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

А. В. Багуля, В. М. Гришин

Обсуждается возможность идентификации электронов и позитронов с энергией больше или порядка 1 ГэВ, движущихся в магнитном поле с индукцией порядка нескольких тесла, по магнитотормозному излучению в рентгеновском и гамма-диапазонах.

Трековые детекторы современных экспериментов по физике высоких энергий, как правило, помещаются в магнитное поле с индукцией порядка нескольких тесла, что позволяет измерять импульсы заряженных частиц вплоть до значений порядка нескольких сотен $ГэВ/c$ (c – скорость света в вакууме). В настоящее время одной из центральных задач экспериментальной физики элементарных частиц является поиск хиггсовских бозонов, лептонные моды распадов которых, в частности, с испусканием электронов и позитронов с энергией в диапазоне 5 – 200 $ГэВ$, являются перспективными для их обнаружения [1, 2]. Специфическим эффектом, сопровождающим движение ультрарелятивистских электронов в магнитном поле, является испускание относительно интенсивного (по сравнению с более тяжелыми заряженными частицами) и более жесткого магнитотормозного (синхротронного) излучения, характеристики которого зависят от лоренц-фактора электрона γ . Регистрация магнитотормозного излучения может служить дополнительным средством идентификации электронов с энергией более 1 $ГэВ$, когда другие методы, такие как измерение релятивистского роста ионизационных потерь или переходного излучения, становятся неэффективными.

Магнитотормозное излучение достаточно полно исследовано как теоретически, так и экспериментально (см., например, обзор [3] и приведенную там библиографию). Теория магнитотормозного излучения развивалась в основном для ускорительных и астрофизических приложений, когда измеряются характеристики мощности излучения. В настоящей работе приводятся соотношения, удобные для моделирования спектрального

распределения среднего числа квантов магнитотормозного излучения. Они позволяют промоделировать число фотонов, испущенных при прохождении электроном (позитроном) заданной траектории в магнитном поле, их энергии и координаты точек их рождения.

Спектральное распределение среднего числа квантов магнитотормозного излучения $d\bar{N}/d\omega$, испущенных ультрарелятивистским электроном при движении в постоянном однородном магнитном поле вдоль траектории длиной L , по определению связано со спектром средних потерь энергии $d\bar{\Delta}/d\omega$ на излучение следующим соотношением [4]:

$$\frac{d\bar{N}}{d\omega} = \frac{1}{\omega} \frac{d\bar{\Delta}}{d\omega} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \alpha \left(\frac{L\gamma}{R} \right) \frac{1}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta. \quad (1)$$

Здесь ω – энергия магнитотормозного фотона, $\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры, R – мгновенный радиус кривизны траектории (для рассматриваемого случая $R \approx const$ вдоль всей траектории), K – цилиндрическая функция мнимого аргумента (функция Макдональда), $\omega_c = (3\hbar/2)(\beta c/R)\gamma^3$ – характеристическая энергия магнитотормозного излучения (\hbar – постоянная Планка, $\beta = v/c$ – отношение скорости частицы v к скорости света). В системе СИ $R(m) = P(\Gamma \varepsilon B/c)/0.3B_{\perp}(Tl)$, где B_{\perp} – компонента магнитной индукции, перпендикулярная скорости электрона, а P его импульс. Для моделирования энергетического спектра магнитотормозных фотонов методом Монте – Карло необходимо вычисление интегрального распределения среднего числа квантов с энергией больше заданной $\bar{N}_{>\omega}$. Преобразуя (1) с помощью интегрального представления функции Макдональда [5], имеем

$$\bar{N}_{>\omega} = \int_{\omega}^{\infty} \frac{d\bar{N}}{d\omega'} d\omega' = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \alpha \left(\frac{L\gamma}{R} \right) \int_0^{\infty} dt \frac{ch(5t/3)}{ch^2(t)} \exp \left[-\frac{\omega}{\omega_c} ch(t) \right]. \quad (2)$$

При $\omega > 0$ интеграл в (2) вычисляется численно с помощью квадратурной формулы Лаггера [6]. Расчеты показывают, что при учете порядка 50 корней полиномов Лаггера погрешность оценки интеграла в (2) $\leq 10^{-4}$. Среднее число квантов магнитотормозного излучения \bar{N} ($= \bar{N}_{>0}$), испущенных ультрарелятивистским электроном при движении в постоянном магнитном поле вдоль траектории длиной L , дается выражением

$$\bar{N} = \bar{N}_{>0} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \alpha \left(\frac{L\gamma}{R} \right) \int_0^{\infty} dt \frac{ch(5t/3)}{ch^2(t)} = \frac{5}{2\sqrt{3}} \alpha \left(\frac{L\gamma}{R} \right) \approx 10^{-2} \left(\frac{L\gamma}{R} \right). \quad (3)$$

Качественно соотношение (3) можно объяснить тем фактом, что среднее число квантов, испущенных с пути формирования излучения $z \approx R/\gamma$, пропорционально α . Тогда для

пути L получаем $\bar{N} \approx \alpha L / (R/\gamma)$. Заметим, что для ультрарелятивистского случая $\gamma \gg 1$, когда $R \approx \gamma$, \bar{N} не зависит от энергии электрона, а определяется только значениями B_{\perp} и L . Средние же потери энергии на магнитотормозное излучение $\bar{\Delta}$ с участка траектории длиной L испытывают существенный релятивистский рост:

$$\bar{\Delta} = \int_0^{\infty} \omega \frac{d\bar{N}}{d\omega} d\omega = \frac{2}{3} \alpha \hbar c \left(\frac{L\gamma^2}{R^2} \right) \beta \gamma^2 = \frac{8\bar{N}}{15\sqrt{3}} \omega_c \cong 0.31 \bar{N} \omega_c \approx \gamma^2. \quad (4)$$

Поэтому с ростом энергии электрона среднее число испущенных магнитотормозных фотонов остается примерно постоянным, но их спектр становится существенно жестче.

Угловое распределение магнитотормозного излучения, испущенного ультрарелятивистским электроном, обладает ярко выраженным "прожекторным" эффектом [3]. Подавляющее число квантов испускается в пределах углов порядка $1/\gamma$ относительно направления движения электрона. В интересной для идентификации области $\gamma \geq 10^3$ и угловое разрешение детекторов рентгеновского и гамма-излучения обычно не позволяет измерить детали углового распределения магнитотормозного излучения.

На рис. 1 показано интегральное распределение магнитотормозных фотонов по энергии, $\Theta_{>\omega} = \bar{N}_{>\omega} / \bar{N}$, рассчитанное с помощью соотношения (2). Видно, что основная часть ($\approx 90\%$) фотонов имеет энергию в пределах характеристической ω_c . Наибольшая доля квантов $\approx 35\%$ распределена в диапазоне $0.1\omega_c - \omega_c$; в интервале $10^{-2}\omega_c - 10^{-1}\omega_c$ в среднем испускается $\approx 30\%$ фотонов; еще меньше ($\approx 15\%$) приходится на интервал $10^{-3}\omega_c - 10^{-2}\omega_c$. Наконец, только примерно 10% фотонов имеют энергию меньше $10^{-3}\omega_c$.

Остановимся на методических особенностях регистрации магнитотормозного излучения как дополнительного способа идентификации ультрарелятивистских электронов (позитронов) с энергией ≥ 1 ГэВ. Сделаем качественные оценки возможностей метода для установки ATLAS, являющейся одним из основных экспериментов программы LHC/CERN [1]. Поскольку трековая система этой установки снабжена детектором переходного излучения на основе цилиндрических газовых счетчиков, существует уникальная возможность регистрации магнитотормозного излучения в рентгеновской области. Для уменьшения фона ионизационных потерь энергии релятивистских заряженных частиц с $\gamma \geq 10^2$ порог регистрации квантов следует устанавливать порядка 4 кэВ. Однако поскольку с ростом энергии излучения эффективность его регистрации в газовом детекторе быстро падает, интервал регистрируемых энергий ограничен сверху, как и для переходного излучения, величиной порядка $40 - 50$ кэВ [1]. На рис. 2 приведен график зависимости среднего числа магнитотормозных фотонов с энергией в интервале $4 - 40$ кэВ от импульса излучающего электрона. Расчеты выполнены для условий,

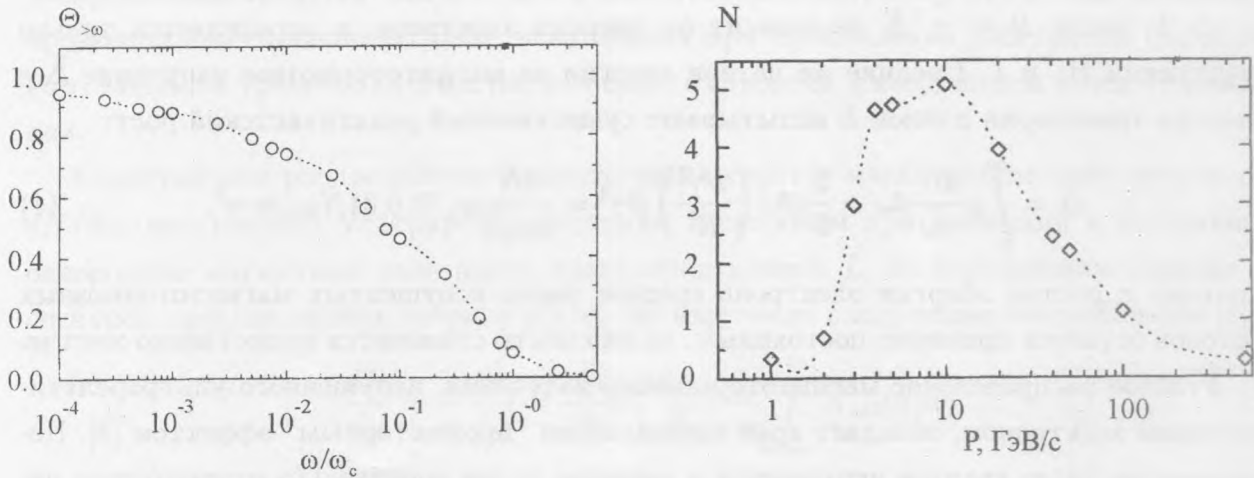


Рис. 1. Интегральное распределение магнитотормозных фотонов по энергии $\Theta_{>\omega} = \bar{N}_{>\omega} / \bar{N}$ (соотношение (2)). По оси абсцисс отложено отношение энергии фотона ω к характерической энергии ω_c .

Рис. 2. Зависимость среднего числа магнитотормозных фотонов с энергиями в интервале 4 – 40 кэВ от энергии электрона. Расчеты выполнены для параметров установки ATLAS: $L \approx 1.5$ м, $B_{\perp} \approx 1.5$ Тл ($\bar{N} \approx 14$) [1].

близких к параметрам установки ATLAS: $L \approx 1.5$ м, $B_{\perp} \approx 1.5$ Тл. Видно, что область релятивистского роста отвечает энергиям электрона 2 – 5 ГэВ или лоренц-факторам $\gamma \approx 5 \cdot 10^3 - 10^4$. При больших энергиях среднее число магнитотормозных фотонов с энергией 4 – 40 кэВ заметно падает. Заметим, что поскольку с ростом энергии электрона спектр магнитотормозного излучения становится существенно жестче, измерение энергии, а не числа поглощенных магнитотормозных фотонов становится предпочтительней. При этом можно использовать не только газовые или твердотельные трековые детекторы, но и входные секции электромагнитного калориметра. Действительно, для параметров установки ATLAS при импульсе электронов ≥ 20 ГэВ/с средние потери энергии на магнитотормозное излучение, согласно (4), больше или порядка 2 МэВ. Эта величина быстро ($\approx \gamma^2$) растет с ростом энергии электрона и при импульсе 500 ГэВ/с составляет ≈ 1 ГэВ. Поэтому во входных секциях калориметра будет регистрироваться дополнительное выделение энергии, связанное с поглощением магнитотормозного излучения. Заметим, что этот эффект будет наблюдаться только при прохождении в магнитном поле ультрарелятивистского электрона (позитрона), поскольку при том же

импульсе для более тяжелых заряженных частиц средние потери энергии на магнитотормозное излучение будут по крайней мере на четыре порядка меньше. Среднее же число фотонов магнитотормозного излучения для тяжелых заряженных частиц будет подавлено по крайней мере в 200 раз.

Отметим, что потери энергии на магнитотормозное излучение подвержены заметным флуктуациям. Кроме того, фотоны испускаются в относительно (по сравнению с камерой ускорителя или межзвездным пространством) плотной среде, которая будет оказывать влияние на форму спектра магнитотормозного излучения [7]. Результаты исследования влияния этих эффектов на релятивистский рост характеристик магнитотормозного излучения электронов высоких энергий будут опубликованы позже.

Авторы благодарят Б. М. Болотовского за ценные советы, высказанные в ходе обсуждений содержания настоящей работы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] ATLAS Technical Design Report, 1-2, CERN, 30 April 1997.
- [2] The Compact Muon Solenoid (CMS), Technical Proposal, CERN, 15 Dec. 1994.
- [3] Тернов И. М. Синхротронное излучение. УФН, **165**, N 4, 429 (1995).
- [4] Maier R. Synchrotron Radiation CERN Report 91-04, 97-115.
- [5] Справочник по специальным функциям, под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М., Наука, 1979, с. 197.
- [6] Корн Г. и Корн Т. Справочник по математике. М., Наука, 1970, с. 602.
- [7] Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. М., Наука, 1970, с. 119.

Поступила в редакцию 7 сентября 1998 г.