



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-242

P9-97-242

Э.А.Кураев, А.А.Мальцев

КОГЕРЕНТНОЕ  
МАГНИТНО-ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ  
НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ И ЕГО ДИАГНОСТИКА

Направлено в Оргкомитет конференции  
«Высокоскоростная фотография и фотоника», Москва, 1997

1997

## 1. Введение

В работах [1-6] рассмотрен новый тип когерентных электромагнитных процессов - когерентное тормозное излучение (КТИ), существующий на установках со встречными пучками с короткими сгустками. Авторами показано, что КТИ обусловлено излучением частиц одного сгустка в коллективном электромагнитном поле второго. Число фотонов, испущенных при столкновении сгустков, пропорционально  $N_1^2 N_2$ , где  $N_j$  - число частиц в  $j$ -м сгустке, в то время как для обычного - некогерентного тормозного излучения оно только квадратично по числу частиц. Поскольку число частиц в сгустке для типичного коллайдера может быть больше чем  $10^{10}$ , то ожидается большое усиление излучения в области энергий фотонов меньших критической  $E_c = 4E_1^2 hc / (m_e^2 c^4 l)$ , где  $l$  - длина второго сгустка,  $E_1, m_1$  - энергия и масса частиц первого. Особенности КТИ, отличные от свойств пучкового (beemstrahlung), синхротронного и тормозного излучений, могут быть использованы для оперативного контроля за соударениями сгустков и измерения параметров пучков.

## 2. Особенности КТИ

Для определенности рассмотрим лобовое соударение электронного и протонного сгустков. Число КТИ фотонов можно рассчитать по формуле

$$dN = (\alpha/\pi) d\omega/\omega J(\omega) d\sigma_c(\omega, \xi), \quad (1)$$

где  $d\sigma_c$  - сечение комптоновского рассеяния фотона с энергией  $\omega$  и параметрами Стокса  $\xi$ , характеризующими его состояние поляризации на электроне, а функция  $J(\omega)$  имеет вид

$$J(\omega) = 4\pi \int \frac{\vec{q}_1 \vec{q}_1}{(2\pi)^4 \vec{q}_1^2 \vec{q}_1^2} F_p(\vec{q}) F_p^*(\vec{q}') F_e(\vec{q} - \vec{q}') d^2 q_1 d^2 q_1', q_z = q_z' = \omega. \quad (2)$$

Формфакторы сгустка  $F_j(q)$  имеют вид

$$F_j(\vec{p}) = \int d^2 \rho \exp(-i\vec{p}\vec{\rho}) n_i(\vec{\rho}), \quad (3)$$

где поперечная плотность распределения заряда  $n_i(\vec{\rho})$  имеет вид

$$n_i(\vec{\rho}) = \int n_i(\vec{r} - \vec{v}_e * t) dz, \vec{r} = (\vec{\rho}, z), \quad (4)$$

$n_i(\vec{r})$  - пространственная плотность распределения заряда в сгустке.

Приведем угловое и энергетическое распределение КТИ

$$dN_\gamma = \frac{3}{2} N_0 \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \frac{dz}{(1+z)^4} \frac{d\phi J(\omega)}{2\pi J(0)} [1 + z^2 - 2z(\xi_3 \cos 2\phi + \xi_1 \sin 2\phi)], \quad (5)$$

$$z = (\gamma_e \theta)^2, N_0 = \frac{8}{3} \alpha r_e^2 J(0), \gamma_e = \frac{E_e}{m_e c^2}, r_e = \frac{\alpha}{m_e c^2}. \quad (6)$$

Значения энергий коллайдеров и величин  $N_0, E_c$  таковы (излучение протонного пучка):

	SSC	LHC	SPPS	TEVATRON	HERA(p)	УНК
$E_p, \text{ТэВ}$	20	8	0.45	1	0.82	3 * 0.4
$E_c, \text{эВ}$	6000	770	0.9	1.8	70	12
$N_0$	50	20000	770	170	14	20000

В случае излучения электронных пучков расчетные характеристики соответственно таковы:

	ВЭПП - 2М	ВЭПП - 4М	CESR	BEPC	HERA(e)	TRISTAN
$E_p, \text{ГэВ}$	0.5	6	6	2.8	26	32
$E_c, \text{кэВ}$	0.02	2	6	0.5	30	260
$N_0(10^8)$	0.0016	1	4	0.5	0.6	15

Основной вклад в число фотонов дает область углов  $\theta \leq 1/\gamma_e$  (при  $\theta \gg 1/\gamma_e$  величина  $dN_\gamma \sim d\theta/\theta^3$  быстро убывает). Интегрирование по угловым переменным приводит к спектру КТИ

$$dN_\gamma = N_0 \Phi(E_\gamma) dE_\gamma / E_\gamma, \quad (7)$$

а величина  $\Phi(E_\gamma)$  имеет вид

$$\Phi(E_\gamma) = \frac{3}{2} \int_0^\infty \frac{1}{(1+z)^2} \left[ \frac{1+z^2}{(1+z)^2} \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_c}\right) + \frac{1}{2} \left(\frac{E_\gamma}{E_c}\right)^2 \right] \frac{J(\omega)}{J(0)} dz, \omega = \frac{E_\gamma(1+z)}{4\gamma_e^2(1 - \frac{E_\gamma}{E_c})}. \quad (8)$$

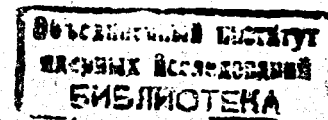
При малых по сравнению с критической энергиях фотонов КТИ  $E_\gamma \ll E_c$  имеем

$$dN_\gamma = N_0 \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}. \quad (9)$$

Величина  $E_\gamma d\sigma/dE_\gamma$  для установки HERA представляет собой плато величины  $\sim 10^8$  барн вплоть до значений  $E_\gamma \approx 10^{-4}$  ГэВ и плато величины  $\sim 0.06$  барн для более высоких энергий фотонов КТИ. Что касается интенсивности КТИ излучения  $I = E_\gamma * \sigma * L$ , где  $L = 1.6 \cdot 10^{31} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  есть светимость установки HERA, то для энергий КТИ фотонов порядка  $10^3$  эВ эта величина составит 0.1 ватт, а для энергий КТИ фотонов порядка  $10^7$  эВ - величину на шесть порядков меньшую.

Напомним основные отличия КТИ от других типов излучения на коллайдерах. Для определенности рассмотрим излучение фотонов электроном, проходящим сквозь протонный сгусток.

Обычное тормозное излучение доминирует для достаточно больших энергий фотона. Для фотонов малых энергий излучение определяется взаимодействием электронов с коллективным электромагнитным полем протонного сгустка. Его свойства радикально зависят от величины  $\eta$  отношения характерного угла отклонения электрона в поле пучка



$\theta_d = r_e N_p / (\sigma_x^2 \gamma_e)$ , где  $r_e, N_p, \gamma_e$  - классический радиус электрона, число частиц в протонном сгустке, гамма-фактор электрона, а  $\sigma_x$  - горизонтальный поперечный размер протонного пучка к типичному углу излучения  $\theta_r \sim 1/\gamma_e$ .

$$\eta \sim \frac{l}{l_R} \sim \frac{\theta_d}{\theta_r} \sim \frac{r_e N_p}{\sigma_x}, \quad (10)$$

где  $l, l_R = R/\gamma_e$  - продольная длина протонного сгустка и характерная длина формирования когерентного излучения,  $R \sim \gamma_e m_e c^2 / (eB)$ , а характерное магнитное поле  $B$  (такого же порядка, как и электрическое и действующее в ту же сторону), создаваемое протонным сгустком, имеет порядок величины  $|B| \approx |E| \sim e N_p / (l \sigma_x)$ . Для большинства коллайдеров выполнено условие  $\eta \ll 1$  (протонный пучок называется в этом случае коротким), исключение составляют только линейные  $e^+e^-$  коллайдеры. Излучение в случае  $\eta \gg 1$  называют бимштралунгом (beemstrahlung).

В обычном тормозном излучении число фотонов, излученных электроном, пропорционально числу протонов и числу электронов:

$$dN_\gamma \sim N_e N_p \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}. \quad (11)$$

С уменьшением энергий фотона длина когерентности  $\sim 4\gamma_e^2 hc / E_\gamma$  становится сравнимой с продольной длиной пучка  $l$ . При энергиях фотона

$$E_\gamma \leq E_c = 4 \frac{\gamma_e^2 hc}{l} \quad (12)$$

излучение происходит от взаимодействия электрона со всем протонным сгустком. Вероятность излучения пропорциональна квадрату числа частиц в протонном сгустке:

$$dN_\gamma \sim N_e N_p^2 \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}. \quad (13)$$

В отличие от бимштралунга и синхротронного излучения число фотонов КТИ также, как и число фотонов тормозного излучения бесконечно. Для примера приведем число фотонов, излученных в одиночном столкновении сгустков в pp-коллайдере LHC

$$dN_\gamma \sim 10^4 \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}, E_\gamma < E_c = 590 \text{ эВ}, \quad (14)$$

а для фабрики Б-мезонов установки КЕКВ,  $E_c = 3.5 \text{ ГэВ}$

$$dN_\gamma \sim 10^7 \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}, E_\gamma < E_c = 7 \text{ эВ}. \quad (15)$$

При наблюдении КТИ существенным может оказаться фон от синхротронного излучения (СИ) на внешнем магнитном поле коллайдера в случае излучения электронами. Этот фон, также, как и отношение чисел сигнал-фон, оказываются малыми в случае излучения протонами.

### 3. Детектирование КТИ

Согласно проведенным расчетам, значительная часть спектра КТИ находится в ИК-области. Учитывая это обстоятельство, для обнаружения и исследования эффекта КТИ могут быть использованы методы инфракрасной синхротронной диагностики и детектирующие автоматизированные информационно-измерительные системы, разработанные в ОИЯИ [7].

Для обнаружения КТИ может быть предложен метод [8] измерения интенсивности излучения, геометрических параметров (размеров) сгустка заряженных частиц и его положения в пространстве ускорителя, а также исследования динамики развития сгустка в процессе взаимодействия частиц, основанный на использовании инфракрасных средств вывода из вакуумной камеры коллайдера КТИ, его транспортировки на заданное расстояние и регистрации с последующим преобразованием интенсивности излучения в электрический сигнал. Метод заключается в том, что изображение поперечного сечения сгустка, попавшего в поле зрения длиннофокусного ( $f=1800 \text{ мм}$ ), широкополосного (спектральный диапазон  $\Delta\lambda \sim 0,3 \div 45 \text{ мкм}$ ) оптического тракта, фокусируется в требуемом масштабе в плоскости интегрального детектора или чувствительных элементов координатного детектирующего блока, преобразующих зарегистрированную интенсивность КТИ в электрические сигналы соответствующей величины.

Для обнаружения и детектирования КТИ предлагается использовать ИК-оптику [9], сканирующий годоскоп [10] и быстродействующие ( $\tau \sim 1 \text{ нс}$ ) интегральные и координатные ИК-фотоприемники: фотодиоды ( $Si, \Delta\lambda \sim 0,3 \div 1,1 \text{ мкм}$ ), фотосопротивления ( $InSb, PbSe, GeAu, \Delta\lambda \sim 0,7 \div 8,6 \text{ мкм}$ ) и пироэлектрики ( $LiNbO_3, \Delta\lambda \sim 1 \div 45 \text{ мкм}$ ), работающие как при комнатной, так и при азотной температуре [7]. Чувствительность детекторов в условиях импульсных помех ускорителя составляет  $\sim 10^{-7} \text{ Вт}$ .

### 4. Заключение

Одним из главных достоинств диагностики с помощью КТИ является отсутствие какого-либо влияния на пучки, а использование ИК-техники обеспечивает точность измерений  $\lesssim 10\%$  как токовых, так и геометрических параметров, несмотря на значительные импульсные помехи работающего ускорителя.

Детектирующие системы способны обеспечить измерение токовых, геометрических и энергетических параметров пучков заряженных частиц с помощью их излучения, а также исследование динамики быстропотекающих процессов, плотности и углового распределения частиц в пучке. Управление всеми операциями сбора и обработки данных для системы автоматизированного анализа производится при помощи программ ЭВМ.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность Сербо В.Г. за полезные замечания и учесть его предложения.

### Литература

1. Гинзбург И.Ф., Коткин Г.Л., Политко С.И., Сербо В.Г. - ЯФ, 1992, т. 55, с. 3310 и 3324.

2. Ginzburg I.F., Kotkin G.L., Polityko S.I. and Serbo V.G. - *Phys. Rev. Lett.*, **68**, (1992), 788.
3. Ginzburg I.F., Kotkin G.L., Polityko S.I. and Serbo V.G. - *Phys. Lett.*, **B286**, (1992), 392.
4. Ginzburg I.F., Kotkin G.L., Polityko S.I. and Serbo V.G. - *Z. Phys.*, **C 60**, (1993), 737.
5. Engel R., Schiller A. and Serbo V.G. Leipzig preprint UL-NTZ 29-95 (1995), hep-ph/9511262.
6. Ginzburg I.F., Kotkin G.L., Polityko S.I. and Serbo V.G. - *Z. Fiz.*, **C 71**, (1996), 651.
7. Мальцев А.А. - ЭЧАЯ, 1996, т. 27, вып.3, с.797.
8. Мальцев А.А. - Физ. плазмы, 1997, т.23, N5, с.419.
9. Мальцев А.А., Мальцев М.А. Препринт ОИЯИ Р9-95-472. Дубна, 1995. 22 с.
10. Воронин С.Г. и др. - Измерит. Техн. 1997, N3, с.58.