

## КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТИПА *B* КАК ВОЗМОЖНЫЙ ИСТОЧНИК МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ $\gamma$ -КВАНТОВ

*А.П.Потылицын*

*НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте им. С.М.Кирова  
634061, Томск*

Поступила в редакцию 12 ноября 1990 г.

Предлагается новый метод генерации монохроматических  $\gamma$ -квантов, в основе которого лежит механизм когерентного тормозного излучения электронов, движущихся вдоль кристаллографических осей. При жесткой коллимации пучка монохроматичность может быть лучше 1%, а отношение максимум/подложка - выше 10.

Процесс когерентного тормозного излучения (КТИ) широко используется экспериментаторами для генерации поляризованных фотонных пучков (см. <sup>1</sup> и цитированную там литературу). Другая характеристика пучка КТИ - квази-монохроматичность спектра - в экспериментах практически не используется из-за невысокой монохроматичности и большого вклада непрерывного спектра (см., например, работы <sup>2,3</sup>). При использовании жесткой коллимации пучка КТИ, генерируемого электронами с энергией  $E_0 = 1 \text{ ГэВ}$ , в работе <sup>4</sup> получен пучок с монохроматичностью  $\frac{\Delta\omega}{\omega} = 13\%$ .

Использовалась кремниевая мишень, ориентация которой соответствовала так называемому "эффекту ряда". Улучшить монохроматичность пучка КТИ при таком подходе, по-видимому, не представляется возможным.

Для электронов, движущихся вдоль кристаллографической оси, наряду с излучением при каналировании (обусловленным непрерывным потенциалом цепочки) реализуется механизм КТИ (обусловленный именно дискретным расположением атомов вдоль цепочки), который Юбералл назвал КТИ типа *B* <sup>5</sup>. Если пе-

риодичность расположения атомов вдоль оси равна  $a$ , то энергия когерентных максимумов  $\omega_n$  определяется из условия

$$\frac{1}{2E_0} \frac{\omega_n}{E_0 - \omega_n} = \frac{2\pi}{a} n, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (1)$$

которое соответствует ситуации, когда в диск Юбералла попадает целая плоскость узлов обратной решетки. По аналогии с известной терминологией (эффекты ряда и точки) такую ориентацию можно назвать "эффектом плоскости".

В формуле (1) и далее везде используется система единиц  $\hbar = m = c = 1$ .

Из (1) следует выражение для энергии когерентных максимумов:

$$x_n = \frac{\omega_n}{E_0} = \frac{\frac{4\pi E_0}{a} n}{1 + \frac{4\pi E_0}{a} n}. \quad (2)$$

Для энергии  $E_0 \sim 1$  ГэВ, как следует из (2), первый максимум соответствует энергии фотонов  $x \approx 0,95$ , т.е. расположен в области энергий вблизи конца спектра, где когерентные эффекты выражены весьма слабо.

Однако для электронов с энергией  $E_0 \sim 10^2$  МэВ ситуация резко меняется. На рис. 1 показана зависимость положения первого когерентного максимума в спектре в зависимости от энергии электронов для монокристаллов алмаза и кремния.

Монохроматичность пика  $\frac{\Delta\omega}{\omega}$  определяется углом коллимации  $\theta_c$  из выражения (1), определяющего верхнюю границу пика, и из аналогичного выражения, определяющего нижнюю границу:

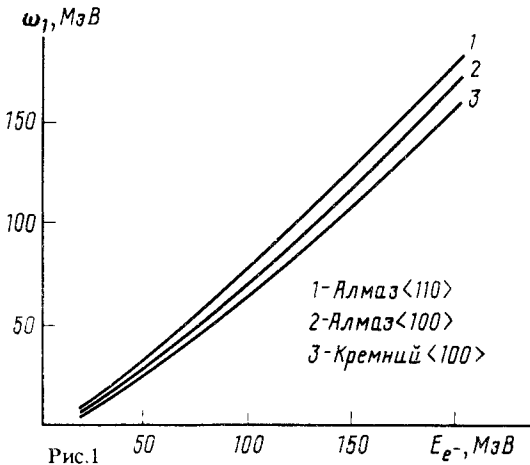


Рис.1

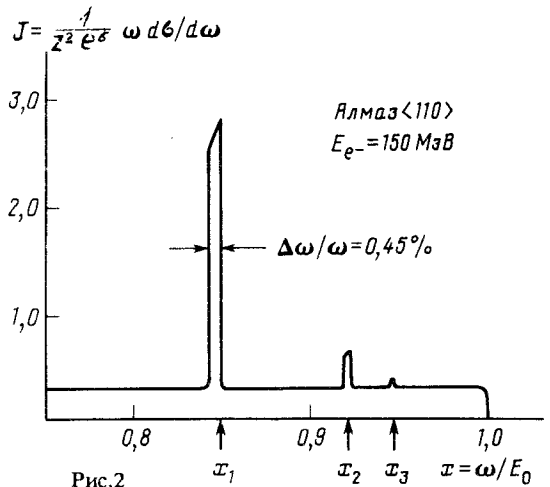


Рис.2

Рис. 1. Зависимость энергии первого когерентного пика в спектре излучения от энергии электронов для различных кристаллов и различных ориентаций

Рис. 2. Спектр интенсивности КТИ типа В для коллимации  $\theta_c = 0,6$  рад. Стрелками отмечены положения когерентных пиков для  $n = 1, 2, 3$

$$\frac{1}{2E_0} \frac{\omega_{min}}{E_0 - \omega_{min}} (1 + E_0^2 \theta_c^2) = \frac{2\pi}{a} n. \quad (3)$$

Из (1) и (3) легко получить выражение:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_n} = \frac{\Delta x}{x_n} = (1 - x_n) E_0^2 \theta_c^2. \quad (4)$$

Для углов коллимации  $\theta_c \ll \gamma^{-1}$  монохроматичность может достигать величины  $\leq 10^{-2}$ .

Спектр интенсивности рассчитывался по известным формулам теории КТИ. Одним из доводов в пользу этого допущения является то, что максимумы КТИ типа *B* расположены в жесткой области спектра, тогда как нарушение стандартной теории КТИ, как экспериментально показано в <sup>6</sup>, относится к мягкой части спектра.

Расчет проводился для алмазной мишени при ориентации  $\langle 100 \rangle$ . Энергия электронов составляла  $E_0 = 150$  МэВ, коллимация  $\theta_c = 0,6$  мрад.

Некогерентный вклад рассчитывался в пренебрежении тормозным излучением на электронах.

Результирующий спектр излучения приведен на рис.2. Монохроматичность первого пика составляет  $\frac{\Delta\omega}{\omega} = 0,5\%$ , что согласуется со значением, полученным по формуле (4). Превышение интенсивности в максимуме относительно непрерывной подложки  $\eta$  составляет величину  $\sim 10$ . С уменьшением угла коллимации улучшается как монохроматичность (за счет сужения диска Юбералла), так и превышение  $\eta$  (при неизменном  $J_{\text{coh}}$  подавляется  $J_{\text{incoh}}$  как  $\frac{E_0^2 \theta_c^2}{1 + E_0^2 \theta_c^2}$ ).

Для сравнения с известными способами генерации монохроматических фотонов (аннигиляция позитронов на лету, рассеяние лазерных фотонов на ультрарелятивистских электронах) оценим выход фотонов в первом пике (рис.2) на один электрон.

Для алмазной мишени толщиной 35 мкм выход монохроматических фотонов с энергией  $\omega_1 = 127$  МэВ составляет  $\sim 10^{-5}$  фот/ $e^-$ , что соответствует интенсивности фотонного пучка  $\sim 10^7$  фот/с (для ординарной интенсивности электронного пучка  $10^{12} e^-/с$ ). Эта величина на порядок выше интенсивности пучка аннигиляционных фотонов <sup>7</sup> и на два порядка - пучка обратно-рассеянных лазерных фотонов <sup>8</sup>. Далее, чтобы получить фотонный пучок с энергией  $\omega \sim 100$  МэВ лазерные фотоны должны рассеиваться на электронном пучке накопителя с энергией  $E_0 \sim 1$  ГэВ, тогда как для данного метода вполне достаточно электронного ускорителя с энергией  $E_0 \geq 100$  МэВ.

Представляется, что предложенный метод получения монохроматических фотонов по своим параметрам вполне конкурентноспособен с традиционными, а реализация его гораздо проще.

## Литература

1. *Потылицын А.П.* Поляризациянные фотонные пучки высокой энергии. М.: Энергоатомиздат, 1987.
2. *Kaune W., Miller O., Oliver W. et al.* Phys. Rev. D, 1975, 11, 478.
3. *Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Акопов Н.З. и др.* ЯФ. 1981, 33, 362.
4. *Tsuru J., Kurokawa S., Nishikawa J. et al.* Phys. Rev. Lett., 1971, 27, 609.
5. *Saenz A.W., Überall H.* Phys. Rev. B, 1982, 25, 4418.
6. *Воробьев С.А., Диденко А.Н., Забаев В.Н. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 262.
7. *Capitani G.P., De Sanctis B., Quaraldo C., et al.* Nucl. Instrum. and Meth., 1983, 216, 307.
8. *Казаков А.Л., Кезерашвили Г.Я., Лазарева Л.Е., и др.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 4 5.