# Технические науки

УДК 539.12.04

# ПОЗИТРОННЫЙ ИСТОЧНИК НА БАЗЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОНДУЛЯТОРА

## А.П. Потылицын

Томский политехнический университет E-mail: pap@interact.phtd.tpu.edu.ru

Проведено сравнение эффективности предложенного позитронного источника на основе кристаллического ондулятора с существующими проектами. Показано, что предложенный нами вариант на основе кристалла алмаза по сравнению с рассматривавшимися ранее выигрывает по дешевизне и надежности.

Позитронный источник для проектируемого линейного коллайдера должен обеспечивать параметры ускоренного позитронного пучка, идентичные электронному (интенсивность ~1010 частиц/сгусток, длина сгустка – менее 1 мм, поперечные размеры – менее 1 мкм), поэтому требования, которые к нему предъявляются, являются весьма жесткими [1]. В настоящее время разрабатываются два варианта позитронного источника. В первом из них электрон-позитронный каскад генерируется интенсивным электронным пучком с энергией  $E_0 < 10$  ГэВ в аморфном металлическом конверторе толщиной 4...6 рад. длин (например, для вольфрама рад. длина X<sub>0</sub> равна 3,6 мм). Для уменьшения тепловых нагрузок в области действия пучка, приводящих к возникновению механических напряжений, конвертор может быть изготовлен в виде вращающегося диска. Однако, и в этом случае интенсивность пучка генерируемых позитронов ограничена возможностью плавления мишени, поскольку в толстом конверторе более половины начальной энергии электронов диссипируется в тепло [1, 2]. Во втором подходе, предложенном в работах [3, 4], толщина конвертора может быть уменьшена до 0,4 рад. длин, что существенно снижает тепловые нагрузки. Выход позитронов определяется интенсивностью фотонного пучка, падающего на конвертор, который, в предлагаемом методе, генерируется пучком электронов с энергией *E*<sub>0</sub>>100 ГэВ в длинном ондуляторе (~100 м). Например, для ондулятора с периодом *d*=1,3 см (т.е. с числом периодов во всем ондуляторе N=7000) каждый электрон с энергией  $E_0 = 250$  ГэВ генерирует ~20 фотонов со средней энергией <∞>≈15 МэВ, что обеспечивает необходимый выход позитронов [4].

Ориентированный монокристалл толщиной *t*<0,1 рад. длин, через который движется ультрарелятивистский электрон, можно рассматривать как своеобразный «твердотельный» ондулятор с предельно малым периодом (в несколько ангстрем) [6–8], что позволяет существенно понизить энергию начального электрона для генерации фотонов с энергией >10 МэВ, и, следовательно, использовать кристаллический ондулятор вместо традиционного магнитного.

Как известно, в ориентированном кристалле электромагнитное излучение генерируется через 3 механизма:

- тормозное излучение (ТИ);
- когерентное тормозное излучение (КТИ);
- излучение при каналировании (ИК).

Основные характеристики всех трех типов излучения соотносятся следующим образом.

Радиационные потери через механизм ТИ рассчитываются по формуле:

$$\Delta E_{TH} \approx \frac{t}{X_0} E_0, \ t \le X_0. \tag{1}$$

Средняя энергия фотонов ТИ:

$$<\omega_{TH}>\approx \frac{\Delta E_{TH}}{< N_{TH}>},$$
 (2)

где через  $\langle N_{TH} \rangle$  обозначается среднее число фотонов ТИ, испущенных одним электроном при прохождении через мишень толщиной *t* [9]:

$$\langle N_{TH} \rangle \approx \frac{t}{X_0} \int_{\gamma \omega_p}^{E_0} \frac{d\omega}{\omega} = \frac{t}{X_0} \ln \frac{mc^2}{\omega_p} \sim 10 \frac{t}{X_0}.$$
 (3)

Здесь  $\gamma$  – Лоренц-фактор,  $\omega_p$  – энергия плазмона материала мишени,  $\omega_p \approx 30$  эВ для Al и Si.

Из (1-3) можно оценить  
$$<\omega_{TH}>\approx 0,1E_0.$$
 (4)

Для ИК средняя энергия испущенных фотонов оценивается как (см. [8]):

$$u = \frac{\langle \omega_{HK} \rangle}{E_0 - \langle \omega_{HK} \rangle} \approx \frac{2\gamma^{1/2} \sqrt{\frac{V_0}{mc^2} \frac{\lambda_e}{a_s}}}{1 + \frac{1}{2} \gamma \frac{V_0}{mc^2}},$$
 (5)

где  $V_0$  — потенциал кристаллографической оси (или плоскости),  $a_s$  — радиус экранирования,  $\lambda_e$ =3,86·10<sup>-13</sup> см — комптоновская длина волны электрона. Для оси <111> кремния и  $E_0$ ~1 ГэВ, оценка (5) дает значение < $\omega_{HK}$ >~15 МэВ, что много меньше < $\omega_{TH}$ >≈100 МэВ для той же мишени.

Аналогичная характеристика для КТИ определяется углом ориентации кристалла  $\theta$  (угол между кристаллографической осью и импульсом электрона):

$$u = \frac{\langle \omega_{KTH} \rangle}{E_0 - \langle \omega_{KTH} \rangle} \sim \frac{\pi \gamma \theta}{a},\tag{6}$$

где *а* – межплоскостное расстояние. Как показано в [8], традиционная модель КТИ, используемая для

оценки (6) справедлива, если  $\theta \ge \theta_c = \sqrt{\frac{V_0}{\gamma m c^2}}$ . Для

осевой ориентации «толстой» монокристаллической мишени грубая оценка эффективного угла ориентации, совпадающего со средним углом многократного рассеяния, дается формулой

$$\theta \sim <\theta_{ms}>=\frac{21}{E_0}\sqrt{\frac{1}{2}\frac{t}{X_0}},$$

где  $E_0$  подставляется в МэВ. Например, для кристалла Si толщиной t=10 мм и  $E_0 \sim 1$  ГэВ средняя энергия фотонов КТИ

$$<\omega_{KTH} > \sim 0.05 E_0 \approx 50 \text{ M}_{3}\text{B},$$
  
T.e. 
$$<\omega_{HK} > <<\omega_{KTH} > <<\omega_{TH} >.$$
(7)

Радиационные потери в кристалле складываются из двух частей

$$\Delta E = \Delta E_{TM} + \Delta E_{KP},$$

где первый член описывает излучение с непрерывным спектром (близком к спектру ТИ), тогда как второй — определяется периодической структурой кристалла. Соотношение между этими двумя вкладами измерялось в эксперименте [10] для энергии  $E_0$ =900 МэВ (см. таблицу).

Таблица. Соотношение между радиационными потерями в ориентированных и разориентированных кристаллах с различными Z

|                                       | Алмаз <100>     | Кремний <111>   | Вольфрам <110>   |
|---------------------------------------|-----------------|-----------------|------------------|
|                                       | <i>t</i> =10 мм | <i>t</i> =10 мм | <i>t</i> =1,2 мм |
| $\frac{\Delta E_{KP}}{\Delta E_{TM}}$ | ~ 2,5           | ~ 1,8           | ~ 1,5            |

Из выражения (7) можно получить:

$$< N_{KP} > \approx \frac{\Delta E_{KP}}{< \omega_{KP}} > > < N_{TH} >,$$
 (8)

поскольку  $\Delta E_{KP} > \Delta E_{TH}$ ,  $< \omega_{KP} > << \omega_{TH} >$  (см. формулу (4)).

Определение среднего числа фотонов  $\langle N_{KP} \rangle$ , испущенных одним электроном при прохождении через кристалл определенной толщины (так называемая множественность фотонов), представляет собой сложную экспериментальную задачу. Как правило, в эксперименте измеряется спектр радиационных потерь  $\omega dN/d\omega$  либо спектрометром полного поглощения, который регистрирует суммарную энергию всех  $\gamma$ -квантов, испущенных одним электроном, либо магнитным анализатором, измеряющим спектр рассеянных электронов.

$$d^{2}W / dE dl, cm$$



Рис. 1. Спектры радиационных потерь каналированных электронов с энергией 1 ГэВ в кристаллах кремния толщиной: а) 0,8 мм и b) 3,0 мм. Сплошная кривая – результаты моделирования [11]

В эксперименте [11] измерялся спектр радиационных потерь электронов с  $E_0=10$  ГэВ при осевой ориентации <111> кремния толщиной t=0,8 и 3,0 мм, рис. 1. После Монте-Карло моделирования авторы получили следующую множественность  $\langle N \rangle = \langle N_{TH} \rangle + \langle N_{or} \rangle = 1,8 \phi/e^-$  (фотон/электрон) для t=0,8 мм и  $\langle N \rangle = 5,4 \phi/e^-$  для t=3 мм. Моделирование проводилось для пороговой энергии каждого фотона  $\omega_{nop}=20$  МэВ. Следует отметить, что множественность фотонов ТИ существенно ниже полученных значений, поскольку для кремния  $X_0=95$  мм и из соотношения (3) следует:

$$< N_{TH}(0,8) >= 0,09 \text{ } \text{ } \text{ } / \text{e}^-,$$
  
 $< N_{TH}(3,0) >= 0,32 \text{ } \text{ } \text{ } / \text{e}^-.$ 

В статье [12] был предложен феноменологический подход к определению множественности из экспериментально измеряемого спектра потерь  $F(\Delta E)$  для случая  $\langle N \rangle \gg 1$ . Если через  $\langle Q \rangle$  обозначить первый момент распределения  $F(\Delta E)$ , а через  $\sigma^2$  – второй, то множественность вычисляется по простой формуле:

$$\langle N \rangle \approx \frac{\langle Q \rangle^2}{\sigma^2}.$$
 (9)

Средняя энергия фотона определяется полными радиационными потерями, т.е. интегралом по спектру потерь) и множественностью:

$$<\omega>=\Delta E/$$

Подогнав экспериментальные спектры гладкой кривой для кристалла с t=0,3 см (рис. 1,  $\delta$ ) можно получить:

Отсюда имеем:

$$\approx4$$
  $\phi/e^-, <\omega_{\kappa\nu}>\approx0,2$  ГэВ,

что удовлетворительно согласуется с результатами моделирования.

Следует отметить, что теория излучения при каналировании, развитая в [8], для рассматриваемого случая дает значение множественности существенно выше (см. рис. 17.3 в цитируемой монографии):

$$\langle N_{meop} \rangle = 24 \, \phi/e^{-}.$$

По-видимому, эта оценка включает в себя значительное число «мягких» фотонов (с энергией меньше порога образования  $e^+e^-$ -пары).

Используя ту же методику [12], оценим множественность фотонов, генерируемых пучком электронов с энергией 4,5 ГэВ в кристалле алмаза толщиной 10 мм по результатам эксперимента [13], рис. 2.



Рис. 2. а) Спектр радиационных потерь каналированных электронов с Е₀=4,5 ГэВ в кристалле алмаза толщиной 10 мм; b) подгонка экспериментальных данных

На рис. 2 показана подгонка экспериментального распределения гауссианом, которая дает следующие параметры:

<*Q*>=1600 M∋B; σ=540 M∋B; Δ*E*≈1300 M∋B,

откуда следует:

$$\langle N_{KP} \rangle \approx 10 \, \phi/e^{-1}$$

Эта оценка позволяет предположить, что использование алмазной мишени толщиной 20 мм на электронном пучке с энергией 10 ГэВ, обеспечит множественность фотонов  $\langle N \rangle = 14 \text{ ф/e}^-$  со средней энергией  $\langle \omega \rangle = 180 \text{ МэВ}$ .

Выход и спектр позитронов, генерируемых электронами с энергией  $E_0$  в достаточно тонкой аморфной мишени ( $t \le 1$  рад. дл.) можно рассчитать на основе простой аналитической модели [15]. В пренебрежении ионизационными и радиационными потерями спектр позитронов записывается в виде:

$$\frac{dN_{+}}{d\varepsilon_{+}} = 0,07 \left(\frac{t}{X_{0}}\right)^{2} \times \left\{ \frac{\ln\left(\frac{\varepsilon_{+}}{mc^{2}}\right) - 0,19}{\varepsilon_{+}} - \frac{\ln\left(\frac{E_{0}}{mc^{2}}\right) - 0,19}{E_{0}} \right\}, \quad (10)$$

где  $\varepsilon_+$  — энергия позитронов. Эта формула справедлива для умеренных энергий начального электрона

$$E_0 < 222 \, mc^2 \, / \, Z^{1/3}$$

Для ультрарелятивистских энергий начального электрона и образовавшегося позитрона следует использовать другую формулу:

$$\frac{dN_{+}}{d\varepsilon_{+}} = 0.07 \left(\frac{t}{X_{0}}\right)^{2} \left[\ln(\frac{1}{\lambda}) - 0.5\right] \left[\frac{1}{\varepsilon_{+}} - \frac{1}{E_{0}}\right], 1/M \ni B, (11)$$

где  $\lambda = Z^{1/3}/111$ .

Точность модели [15] можно оценить, сравнивая расчетные спектры с результатами моделирования, рис. 3.



**Рис. 3.** Сравнение позитронных спектров, полученных Монте-Карло моделированием (гистограмма) и по формуле (11) E<sub>0</sub>=1 ГэВ, t=0,5X<sub>0</sub>

Подобная модель может быть использована, если позитроны в конверторе генерируются фотонным пучком. Для упрощения модели будем аппроксимировать фотонный спектр выражением:

$$\frac{dN_{\phi}}{\omega} = \begin{cases} \frac{N_{\phi}}{\omega_{\max}}, & \omega \le \omega_{\max} \\ 0, & \omega > \omega_{\max} \end{cases}, \quad (12)$$

где через  $N_{\phi}$  обозначена множественность,  $\omega_{\text{max}}=2<\omega>$ .

В этом случае радиационные потери совпадают с оценкой (8):

$$\Delta E = \int_{0}^{\omega_{\max}} \omega \frac{dN_{\phi}}{d\omega} d\omega = N_{\phi} \frac{\omega_{\max}}{2} = N_{\phi} < \omega > .$$
(13)

Спектр позитронов, генерируемых фотонами с энергией  $\omega$ , выражается формулой

$$\frac{dN_{+}(\omega)}{d\varepsilon_{+}} = \begin{cases} 0.14 \frac{t}{L_{rad}} \frac{\ln\left(\frac{\omega}{mc^{2}}\right) - 1.19}{\omega}, & \omega < \frac{2}{\lambda}mc^{2}\\ 0.14 \frac{t}{L_{rad}} \frac{\ln\frac{1}{\lambda} - 0.5}{\omega}, & \omega > \frac{2}{\lambda}mc^{2} \end{cases}$$
(14)

После свертки с фотонным спектром (14) имеем:

$$\frac{dN_{+}}{d\varepsilon_{+}} = 0.14 \frac{t}{X_{0}} \frac{N_{\phi}}{\omega_{\text{max}}} \ln\left(\frac{\omega_{\text{max}}}{\varepsilon_{+}}\right) \left[\frac{1}{2} \ln\left(\frac{E_{+}\omega_{\text{max}}}{m^{2}c^{4}}\right) - 1.2\right]. (15)$$

Вычисления автора статьи [3] для спектра ондуляторного излучения с  $\omega_{max}=21$  МэВ,  $N_{\phi}=2$  ф/е<sup>-</sup> дает результат  $dN_+/d\varepsilon_+=0,020$  для  $\varepsilon_+=10$  МэВ и t=1 рад. дл. Используя (15) получаем достаточно близкий результат:  $dN_+/d\varepsilon_+=0,021$ .

На рис. 4 показан позитронный спектр после аморфного конвертора толщиной 1 рад. дл., генерируемый фотонным пучком после алмазной мишени толщиной 20 мм электронами с энергией 10 ГэВ. Здесь же показан спектр позитронов, генерируемых в конверторе электронами, прошедшими алмазную мишень и потерявшими энергию  $\Delta E \approx 5$  ГэВ. Выход позитронов в интервале энергий 5 МэВ $\leq \varepsilon_+ \leq 25$  МэВ достигает значения  $\Delta N_+ = 2$  на каждый электрон, причем 85 % всех позитронов в этом интервале генерируется фотонами и только 15 % – электронами.

Предложенная схема позитронного источника на основе линейного ускорителя с энергией ~10 ГэВ и кристаллического алмазного «ондулятора» устраняет все тепловые проблемы, поскольку алмаз обла-

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- GLC Project. Linear collider for TeV Physics. Report on the KEK. – Tsukuba, Japan, 2003. – 60 p.
- Rinolfi L., Kamitani T. The positron production at CLIC. CLIC Note 465, CERN, 2002.
- Flottmann K. Investigations toward the development of polarized and unpolarized high intensity positron sources for linear colliders. Preprint DESY 93-161, 1993. – 95 p.
- Flottmann K. Positron source for TESLA and SBLC // In Proceedings of the Workshop on new kinds of positron sources for linear colliders. – Stanford, SLAC-R-502, 1997. – P. 99–124.
- Yoshida K, Amosov K.Yu., Kalinin B.N. et al. Positron production in tungsten crystal by 1.2 GeV channeling electron // Phys. Rev. Letters. – 1998. – V. 70. – № 7. – P. 1437–1440.
- Bochek G.L., Kulibaba V.I., Maslov N.I. et al. // Nucl. Instrum. and Methods B. – 1998. – V. 145. – P. 146–152.
- Anami S., Andreyashkin M.Yu., Enomoto A. et al. Experimental study of positron production from crystal targets by 0.6-1.0 GeV

дает высокой теплопроводностью (660 Вт/(м·К) по сравнению с теплопроводностью вольфрама 170 Вт/(м·К)), самой высокой дебаевской температурой (1860 К) и высокой радиационной стойкостью. Проблема выращивания синтетических монокристаллов алмаза массой до 6 карат (т.е. с линейными размерами до  $3\times3\times10$  мм) в настоящее время решена [16]. Представляется, что в ближайшем будущем выращивание алмаза длиной до 20 мм также будет возможно.



Рис. 4. Спектр позитронов, образованных фотонным пучком в алмазной мишени E₀=10 ГэВ, t=20 мм) – штрихпунктир и электронами, прошедшими через алмазную мишень и потерявшими энергию E₀=5 ГэВ – сплошная кривая

В недавнем эксперименте [17], проведенном с использованием электронов с энергией 8 ГэВ и кристалла алмаза толщиной 4,5 мм, было подтверждено, что кристалл алмаза является лучшим «фотонным генератором» по сравнению с кристаллами кремния и вольфрама.

Таким образом, кристаллический ондулятор для создания позитронного источника будет гораздо более дешевым и надежным вариантом по сравнению с существующими проектами [2–4].

electrons // Nucl. Instrum. and Methods B. - 2001. - V. 183. -  $N\!\!\!_{2}$  3–4. - P. 459–475.

- Baier V.N., Katkov V.M., Strakhovenko V.M. Electromagnetic Processes at High Energies in Oriented Single Crystals. – Singapore: World Scientific, 1998. – 554 p.
- Амосов К.Ю., Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Науменко Г.А., Потылицын А.П., Сарычев В.П. Яркость излучения, выход фотонов и радиационные потери ультрарелятивистских электронов в ориентированных кристаллах большой толщины // Известия вузов. Физика. – 1991. – № 6. – С. 8–20.
- Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Науменко Г.А., Потылицын А.П., Стибунов В.Н. Множественность фотонов в излучении при каналировании // Известия вузов. Физика. – 1991.– № 6. – С. 88–105.
- Булгаков Н.К., Водопьянов А.С., Войтковская И. и др. Исследование особенностей прохождения релятивистских электронов через толстые монокристаллы под малым углом к направлению кристаллографической оси <111>. – Дубна, 1984. – 4 с. Препринт / ОИЯИ I-84-639.

- Kolchuzhkin A., Potylitsyn A. Multiphoton processes in radiation of relativistic electrons in oriented crystals // Nucl. Instrum. and Methods B. – 2001. – V. 173. – № 1–2. – P. 126–131.
- Аганьянц А.О., Вартанов Ю.А., Вартапетян Г.А. Поведение жесткой части гамма-излучения электронов с энергией 4.4 ГэВ в ориентированном кристалле алмаза // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 8. С. 325–327.
- Potylitsyn A.P. Comparison of undulator-based and crystal-based positron sources. – KEK Proceedings. – 2002. – № 26. – P. 34–41.
- Potylitsyn A.P. Nucl. Production of polarized positrons through interaction of longitudinally polarized electrons with thin targets // Nucl. Instrum. and Methods A. – 1997. – V. 398. – P. 395–398.
- Борзов А.В. и др. Выращивание синтетических кристаллов алмаза в камерах высокого давления // Доклады РАН. – 2000. – Т. 374. – № 1. – С. 91–98.
- Satoh M., Suwada T., Furukawa K. et al. Experimental study of positron production from silicon and diamond crystals by 8-GeV channeling electrons // Nucl. Instrum. and Methods B. – 2005. – V. 227. – P. 3–10.

УДК 539.21

## ТУШЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОФОСФОРОВ АТОМАРНЫМ КИСЛОРОДОМ. Ч. 2. МОДЕЛЬ МЕХАНИЗМА ТУШЕНИЯ

## Ю.И. Тюрин, С.Х. Шигалугов\*, Н.Д. Толмачева

Томский политехнический университет E-mail: tyurin@fnsm.tpu.edu.ru \*Норильский индустриальный институт E-mail: effi@norcom.ru

Рассмотрены кинетические механизмы диффузионных процессов тушения фотолюминесценции кристаллофосфоров в атмосфере атомарного кислорода и процессы восстановления интенсивности фотолюминесценции при прогреве люминофоров в вакууме и иных восстановительных атмосферах. Определены параметры диффузии кислорода и водорода в кристаллических решетках с дефицитом кислорода.

#### Введение

В первой части статьи [1] обсуждались экспериментальные результаты по тушению фотолюминесценции кристаллофосфоров с дефицитом решеточного кислорода. Процесс тушения люминесценции был связан с процессами интеркомбинационной конверсии в примесных центрах свечения твердых тел, катализируемых диффузионно проникающим в решетку атомарным кислородом. Важной особенностью процессов тушения является их селективность к атомарному кислороду и возможность долговременной «записи» информации о неравновесных кислородосодержащих атмосферах в параметрах тушения фотолюминесценции кристаллофосфоров.

Используя полученные спектрально-кинетические результаты, рассмотрим диффузионную модель процессов тушения фотолюминесценции и определим параметры диффузионных процессов на основе люминесцентных характеристик кристаллофосфоров. Представляет также интерес промоделировать процессы восстановления интенсивности фотолюминесценции при отжиге «потушенных» кислородом люминофором в вакууме и иных атмосферах, в том числе обладающими восстанавливающими свойствами.

### 1. Модель механизма тушения

Рассмотрим механизм тушения на основе диффузионной модели. В случае широкозонного образца (для  $Y_2O_3$ ,  $E_g=5,6$  эВ [2]) оптическое излучение примесных центров поглощается самим фосфором слабо, поэтому уменьшение – dI интенсивности ФЛ слоем толщиной dx равно:

$$-dI = \frac{I_0}{l\left(1 + \frac{\Gamma}{\Gamma^*} \cdot \frac{C(x,t)}{C}\right)} dx,$$

где  $I_0$  – интенсивность люминесценции образца толщиной *l* в отсутствие атомов O; C(x,t), C – концентрации атомов O на глубине x в моменты *t* и  $t \rightarrow \infty$  (стационарная);  $\Gamma$ ,  $\Gamma^*$  – скорости безызлучательной и излучательной релаксации центров свечения.

В простейшем приближении, разбив образец по глуб<u>ине</u> *l* на две области: первую, толщиной  $l_D = \sqrt{D\tau}$ ,  $C(l_D,t) = C(0,t)$ , ( $\tau$  – среднее время диффузионного скачка, D – коэффициент диффузии) и вторую  $l-l_D$ ,  $C(l-l_D,t)=0$ , будем иметь

$$I(t) = -\frac{I_0}{1 + \frac{\Gamma}{\Gamma^*} \cdot \frac{C(0,t)}{C}} \cdot \frac{l_D}{l} + I_0 \frac{l - l_D}{l}$$

При этом распределение кислорода по глубине определяется уравнением диффузии

$$\frac{\partial C(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C(x,t)}{\partial x^2}$$

со следующими граничными и начальными условиями