

05; 10

© 1990 г.

ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ НА ПРОТОННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

В. А. Маишеев, В. Л. Михалев, Ф. Н. Новоскольцев

Рассмотрена возможность генерации электронных (позитронных) пучков на протонных ускорителях высокой энергии в ориентированном монокристаллическом конвертере. Показано, что для условий УНК ИФВЭ на энергию протонов 3000 ГэВ предложенный способ дает выигрыш в интенсивности электронных пучков в 1.3—2.5 раза в монокристалле кремния и 1.4—3.5 раза в монокристалле бериллия по сравнению с традиционным методом в области энергий электронов 500—2000 ГэВ соответственно. Развита аналитический метод расчета выходов электронов из монокристаллического конвертера.

Введение

Для получения электронных (позитронных) пучков на протонных ускорителях γ -кванты от распадов π^0 -мезонов пропускают через специальную мишень, называемую конвертером [1]. В веществе конвертера происходит образование электрон-позитронных пар, из которых последующей магнитооптической системой формируется электронный (позитронный) пучок. Потери энергии электронов на тормозное излучение в конвертере понижают эффективность генерации электронных пучков. В настоящее время в качестве конвертера используется аморфное вещество.

Как известно, процессы рождения пар и тормозного излучения электронов в ориентированных монокристаллах [2–5] существенно отличаются от аналогичных процессов в аморфной среде. Настоящая работа посвящена исследованию возможности применения ориентированных монокристаллов для повышения интенсивности электронных пучков на протонных ускорителях высокой энергии.

Когерентные процессы в монокристаллах

В настоящее время процессы когерентного образования пар и когерентного тормозного излучения электронов (позитронов) в монокристаллах [2, 3] хорошо исследованы и широко используются в практике физического эксперимента. Рассмотрим ориентации монокристалла, когда процесс когерентного образования пар происходит в поле параллельных атомных плоскостей (эффект «точки»). При этом процессе образования пар будет сопутствовать процесс когерентного тормозного излучения электронов. Для рассматриваемых ориентаций монокристалла сечения рождения пар σ^p и излучения σ^{br} имеют вид [6]

$$\frac{d\sigma^p}{dE_e}(E_\gamma, E_e, \theta_G) = \frac{d\sigma_A^p}{dE_e}(E_\gamma, E_e) + \frac{d\sigma_I^p}{dE_e}(E_\gamma, E_e, \theta_G), \quad (1)$$

$$\frac{d\sigma^{br}}{dE_\gamma}(E_e, E_\gamma, \theta_G) = \frac{d\sigma_A^{br}}{dE_\gamma}(E_e, E_\gamma) + \frac{d\sigma_G^{br}}{dE_\gamma}(E_e, E_\gamma, \theta_G), \quad (2)$$

где E_γ , E_e — энергии γ -кванта и электрона; θ_G — угол влета γ -кванта (электрона) относительно атомной плоскости монокристалла; величины $d\sigma_A^p$, $d\sigma_A^{br}$

и $d\sigma_c^p$, $d\sigma_c^{br}$ описывают аморфные и интерференционные составляющие сечения соответствующих процессов.

Полное сечение σ^p конечно, тогда как сечение σ^{br} расходится из-за расходимости величины σ_A^{br} , в то время как величина σ_c^{br} конечна при $\theta_G \neq 0$. Если угол θ_G выбрать достаточно большим, то $(d\sigma_c^p)/(dE_e) \approx 0$ и $(d\sigma_c^{br})/(dE_\gamma) \approx 0$ и сечения (1) и (2) практически такие же, как для аморфной среды. Этот случай назовем случаем разориентированного монокристалла. Для разориентированного монокристалла аналогом радиационной длины в аморфном веществе X_0 является величина \tilde{X}_0 , определяемая из соотношения

$$\frac{\tilde{X}_0}{X_0} \approx \frac{d\sigma_{аморф}^{br}}{d\sigma_A^{br}} \approx \text{const} = (1.05 - 1.25), \quad (3)$$

где $\sigma_{аморф}^{br}$ — сечение тормозного излучения в соответствующей аморфной среде.

Эффективность генерации электронных пучков ориентированным монокристаллическим конвертером можно охарактеризовать соотношением

$$Y(E_\gamma, E_e, \theta_G) = \left[I_{Gr}(E_e, \theta_G) \left/ \frac{d\sigma^p}{dE_e}(E_\gamma, E_e, \theta_G) \right. \right] \left/ \left[I_A(E_e) \left/ \frac{d\sigma_A^p}{dE_e}(E_\gamma, E_e) \right. \right], \quad (4)$$

где

$$I_{Cr} = \int_0^{E_e} E_\gamma \frac{d\sigma^{br}}{dE_\gamma} dE_\gamma \quad \text{и} \quad I_A = \int_0^{E_e} E_\gamma \frac{d\sigma^{br}}{dE_\gamma} dE_\gamma$$

— радиационные потери энергии электроном на единицу длины в ориентированном и разориентированных монокристаллах.

При $Y < 1$ следует ожидать более эффективной генерации электронных пучков в сравнении с аморфным конвертером. Зависимость $Y(E_\gamma, E_e, \theta_G)$

от углового параметра $W = E_\gamma \theta_G$ для плоскости (011) монокристалла кремния и разных энергий электронов и γ -квантов представлена на рис. 1. Видно, что для $W \geq 0.1 - 0.2$ [рад·ГэВ] величина $Y < 1$. С ростом энергии электронов величина Y в указанной области углов уменьшается.

Из соотношения (4) видно, что критерием выбора наилучшего типа монокристалла является требование максимальности вели-

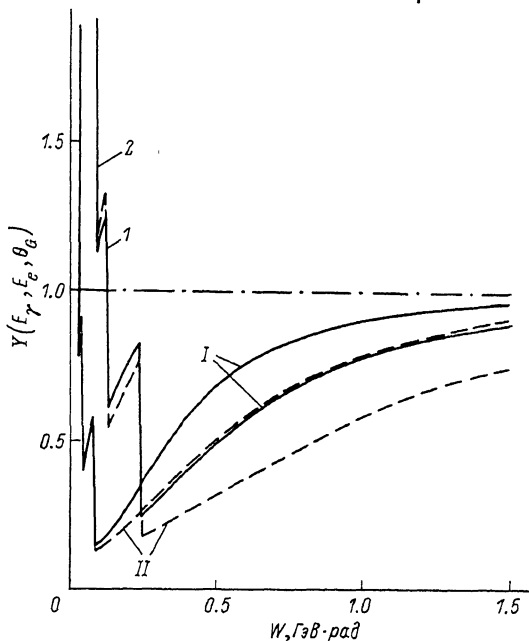


Рис. 1. Величина $Y(E_\gamma, E_e, \theta_G)$ в зависимости от углового параметра $W = E_\gamma \theta_\gamma$ для плоскости (011) монокристалла кремния.

Энергия электронов $E_e = 500$ (I) и 1500 ГэВ (II), энергия γ -квантов $E_\gamma = 1.1 E_e$ (I) и $E_\gamma = 2E_e$ (2). Для $1.1 E_e \leq E_\gamma \leq 2E_e$ кривые лежат внутри граничных кривых $E_\gamma = 1.1E_e$ и $E_\gamma = 2E_e$.

чины σ_c^p/σ_A^p (или, что эквивалентно, величины I_{Gr}/I_A). Как показано в работе [7], это приводит к требованию максимальности величины

$$M = \frac{N}{V} \left(\frac{[1 - F(q^2)]^2}{q^2} \right)_{\text{max}}, \quad (5)$$

где N — число атомов в элементарной ячейке с объемом V , $F(q^2)$ — атомный форм-фактор, q — переданный монокристаллу импульс.

Наибольшие значения M достигаются для элементов с малым порядковым номером Z в таблице Менделеева, таких как бериллий, углерод и их соединений, например BeV, Be₂C, B₄C и т. п.

Заметим, что интересующая нас область ориентаций монокристалла даже для очень высоких энергий γ -квантов и электронов (5000 ГэВ и выше) лежит вдали от области так называемого «сильного поля», а поэтому в этом случае применима стандартная теория когерентных процессов в монокристаллах [2, 3].

Расчеты выходов конверсионных электронов из монокристалла

Для дифференцированного спектра электронов $(d^2N_e)/(dE_e d\Omega_e)$ из монокристаллического конвертера можно получить соотношение

$$\frac{d^2N_e}{dE_e d\Omega_e}(E_e, \theta_e, \theta_G, R) = \int_{E_e}^{E_p} dE'_e \int_{E'_e}^{E_p} \frac{d^2N_\gamma(E_\gamma, \theta_\gamma)}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} \times \\ \times \frac{d\sigma^p(E_\gamma, E'_e, \theta_G) dE_\gamma}{dE'_e \sigma^p(E_\gamma, \theta_G)} \int_0^R e^{-\frac{t}{\lambda^p(E_\gamma, \theta_G)}} \frac{t}{\lambda^p(E_\gamma, \theta_G)} w(R-t, E'_e, E_e, \theta_G) dt, \quad (6)$$

где N_γ — число γ -квантов от распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\lambda^p(E_\gamma, \theta_G) = 1/(n\sigma^p \tilde{X}_0)$ — длина поглощения γ -квантов в единицах \tilde{X}_0 , n — число атомов в единице объема конвертера, $d\Omega_e \approx d\Omega_\gamma$ — элемент телесного угла, $\theta_e \approx \theta_\gamma$ — угол эмиссии электрона или γ -кванта, $w(t, E'_e, E_e, \theta_G)$ — плотность вероятности электрону с энергией E'_e перейти в состояние с энергией E_e после прохождения слоя вещества толщиной t , выраженной в единицах \tilde{X}_0 , E_p — энергия первичного протонного пучка, R — толщина конвертера в единицах \tilde{X}_0 .

Полученное соотношение справедливо для высокоэнергетичных электронов ($E_e/E_p \geq 0.1$), когда можно пренебречь развитием электромагнитного каскада. Выражение (6) можно упростить, введя следующие предположения. а) Основной вклад в интеграл дает область энергий, близких к E_e , что обусловлено быстро падающим (с ростом энергии), спектром γ -квантов.

б) В рассматриваемой области углов

$$\theta_G [\text{рад}] \geq 0.15/E_e [\text{ГэВ}] \quad (7)$$

функцию w можно выбрать в следующем виде:

$$w_e(t, E'_e, E_e, \theta_G) = e^{-\frac{t}{\lambda_e^{br}}} \cdot w_A(t, E'_e, E_e) = e^{-\frac{t}{\lambda_e^{br}}} \frac{[\ln(E'_e/E_e)]^{\frac{t}{\ln 2} - 1}}{\Gamma(t/\ln 2)} \frac{1}{E'_e}, \quad (8)$$

где $\lambda_e^{br}(E'_e, \theta_G) = 1/(n\sigma_e^{br}(E'_e, \theta_G) \tilde{X}_0)$, $\Gamma(t)$ — гамма-функция, w_A — плотность вероятности в разориентированном монокристалле.

Функция w_e правильно описывает некоторый интервал энергий вблизи E_e , причем этот интервал с ростом угла θ_G увеличивается. Выбор функции w_e основан на том, что электрон теряет в монокристалле энергию на тепловых колебаниях решетки до тех пор, пока не излучит когерентно, что при достаточно большом угле θ_G сопровождается испусканием γ -кванта, уносящего большую часть энергии электрона.

в) Величины $\lambda^p(E_\gamma, \theta_G)$ и $\lambda_e^{br}(E'_e, \theta_G)$ при $\theta_G = \text{const}$ можно считать постоянными, причем выбираем $E_\gamma = E_\gamma^* = Ee/(1 - m/(2GE_e\theta_G)) \approx E_e$, $E'_e = E_e$, где m — масса электрона, G — модуль вектора обратной решетки.

Сформулированные условия обоснованы численными расчетами. В указанных предположениях из (6) получим

$$\frac{d^2N_e}{dE_e d\Omega_e}(E_e, \theta_e, \theta_G, R) = \int_{E_e}^{E_p} S(E'_e, \theta_e, \theta_G) dE'_e \times$$

$$\times \int_0^R \frac{e^{-\frac{t}{\lambda^p(E'_\gamma, \theta_G)}}}{\lambda^p(E'_\gamma, \theta_G)} \omega_c(R-t, E', E_s, \theta_G) dt, \quad (9)$$

где

$$S(E'_s, \theta_s, \theta_G) = \int_{E'_s}^{E_p} \frac{dN_\gamma(E_\gamma, \theta_\gamma)}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} \frac{d\sigma^p(E_\gamma, E'_s, \theta_G)}{dE'_s d\Omega^p(E_\gamma, \theta_G)} dE_\gamma \quad (10)$$

представляет спектр электронов, рожденных в конвертере при условии полного поглощения γ -квантов и отсутствия в нем радиационных потерь энергии электронами.

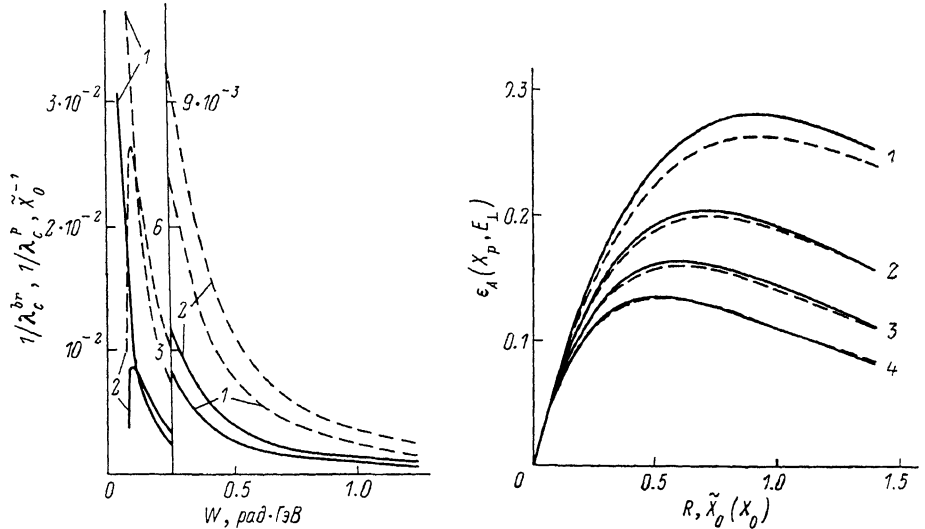


Рис. 2. Обратные длины пробегов $1/\lambda_c^{br}$ и $1/\lambda_c^p$ для плоскости (011) кремния (сплошные линии) и плоскости (0001) бериллия (штриховые) как функции углового параметра $W = E_s \theta_G$ ($W = E_\gamma \theta_G$) для γ -квантов) в радиационных единицах \tilde{X}_0 при энергии $E_s = E_\gamma = 1$ ГэВ. Для нахождения обратного пробега частицы с энергией E приведенные на графике значения умножаются на E [ГэВ]. 1 — $1/\lambda_c^{br}$, 2 — $1/\lambda_c^p$.

Рис. 3. Эффективность разориентированного монокристаллического конвертера (аморфного вещества) в зависимости от его толщины в единицах \tilde{X}_0 (X_0) для разных относительных энергий электронов X_p .

Сплошные линии — расчет по формуле (9), штриховые — аппроксимация (12). Угол эмиссии электронов $\theta_s = 0, E_{\perp} = 0$. X_p : 1 — 1/6, 2 — 1/3, 3 — 1/2, 4 — 2/3.

При $\theta_G \rightarrow \infty$ соотношение (9) описывает выходы электронов в разориентированном монокристалле (аморфном веществе) [8]. Соотношения (9) и (10) являются решениями поставленной задачи.

Более наглядный результат можно получить, если выходы электронов из разориентированного монокристалла аппроксимировать выражением

$$\frac{d^2 N_s}{dE_s d\Omega_s} = \frac{\left(e^{-\frac{R}{\lambda_A^{br}}} - e^{-\frac{R}{\lambda_A^p}} \right)}{1 - \lambda_A^p / \lambda_A^{br}} S_A(E_s, \theta_s), \quad (11)$$

где $S_A(E_s, \theta_s) = S(E_s, \theta_s, \theta_G \rightarrow \infty)$, $1/\lambda_A^p = (2/3) + (\psi_{2s}/9\psi_{1s}) \approx 7/9$ (выражения для ψ_{1s} и ψ_{2s} см. в [2, 3]), а λ_A^{br} — параметр аппроксимации.

Заметим, что соотношение (11) получается из (9) при $S_A(E'_s, \theta_s) = \text{const}$, $E_p = E_s + \Delta E_s$ и $1/\lambda_A^{br} = -\ln \left[\ln \left(1 + \frac{\Delta E_s}{E'_s} \right) \right] / \ln 2$. Предполагая $S(E'_s, \theta_s, \theta_G) / S_A(E'_s, \theta_s) \approx \text{const}$ в некоторой области энергий $E_s - E'_s$, из (9) интегрированием по частям получаем

$$\frac{d^2 N_e}{dE_e d\Omega_e}(E_e, \theta_e, \theta_G, R) = \frac{e^{-\frac{R}{\lambda^{br}(E_e, \theta_G)}} - e^{-\frac{R}{\lambda^p(E_\gamma^*, \theta_G)}}}{1 - \lambda^p(E_\gamma^*, \theta_G)/\lambda^{br}(E_e, \theta_G)} \cdot S(E_e, \theta_e, \theta_G), \quad (12)$$

где

$$\frac{1}{\lambda^{br}} = \frac{1}{\lambda_A^{br}} + \frac{1}{\lambda_e^{br}}, \quad \frac{1}{\lambda^p} = \frac{1}{\lambda_A^p} + \frac{1}{\lambda_e^p}.$$

Значения $1/\lambda_A^{br}$ и $1/\lambda_e^p$ для плоскостей (011) и (0001) кремния и бериллия представлены на рис. 2. Для спектров γ -квантов от распадов π^0 -мезонов на протонных ускорителях параметр λ_A^{br} с хорошей точностью является функцией от двух переменных $x_p = E_e/E_p$ и $E_\perp = E_e \theta_e$, причем аппроксимация выходов электронов, рассчитанных на основе разных моделей спектров π^0 -мезонов [9-11], дает близкие значения этого параметра

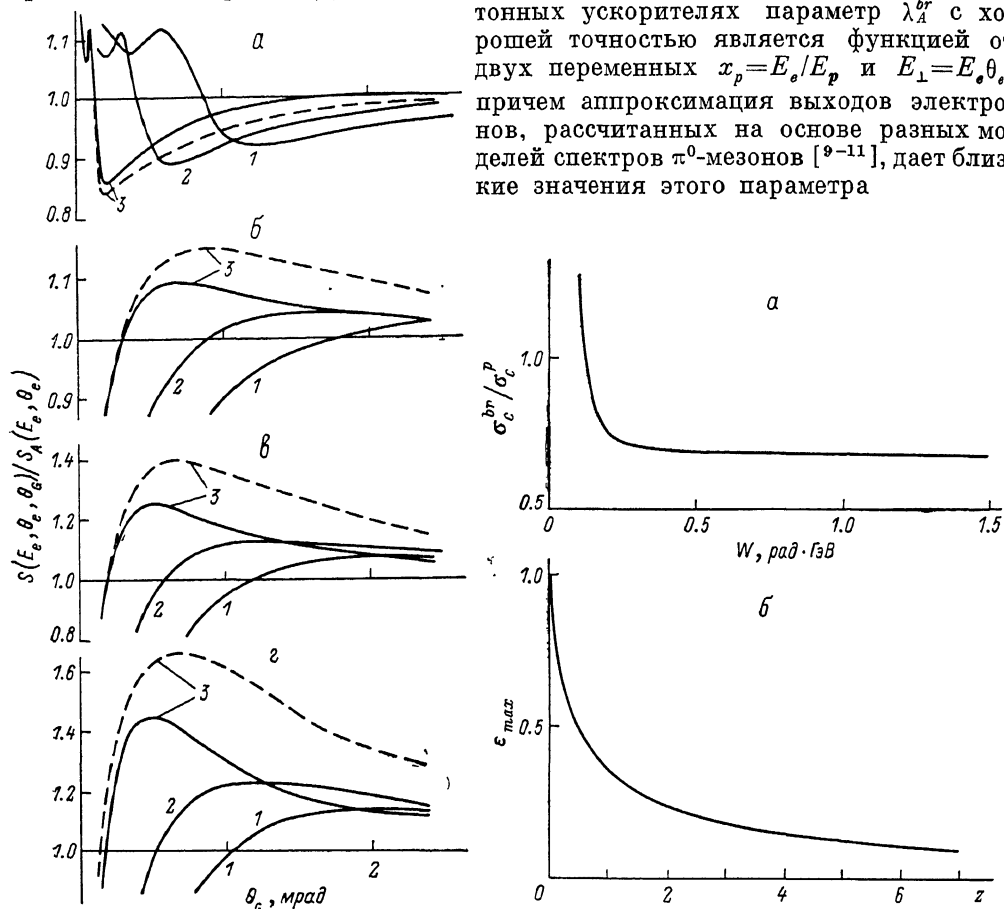


Рис. 4. Зависимость величины $S(E_e, \theta_e, \theta_G)/S_A(E_e, \theta_G)$ от угла ориентации монокристалла θ_G для плоскости (011) кремния (сплошные линии) для разных относительных энергий электронов ($x_p = 1/6$, (а), $1/3$ (б), 1-2 (в), $2/3$ (в)) и энергий первичных протонов 500 (1), 1000 (2), 3000 ГэВ (3). Штриховые линии — такие же данные для плоскости (0001) бериллия и энергии протонов 3000 ГэВ.

Угол эмиссии $\theta_e = 0$, штриховые линии — такие же данные для плоскости (0001) бериллия и энергии протонов 3000 ГэВ.

Рис. 5. Отношение $z = \lambda_e^p/\lambda_e^{br} = \sigma_c^{br}/\sigma_c^p$ в зависимости от параметра $W = E_e \theta_e - E_\gamma \theta_\gamma$ при $E_\gamma = E_e$ (а) и максимальная эффективность конвертера в зависимости от величины $z = \lambda^p/\lambda^{br}$ (б).

$$\lambda_A^{br}(x_p, E_\perp) = \frac{0.204 x_p}{x_p^2 + 0.12 x_p + 0.06 E_\perp [\text{ГэВ}]}, \quad (0.1 \leq x_p \leq 0.7), \quad (E_\perp \leq 1 \text{ ГэВ}). \quad (13)$$

Соотношение (12) для выходов электронов из монокристаллического конвертера по виду аналогично формуле для эффективности мишени [9] с длиной поглощения первичных частиц λ^p и длиной поглощения вторичных λ^{br} . Величина $\varepsilon(E_e, \theta_e, \theta_G, R) = (d^2 N_e(E_e, \theta_e, \theta_G, R)/dE_e d\Omega_e)/S(E_e, \theta_e, \theta_G)$ характеризует

эффективность конвертера. Для разориентированного монокристалла эта величина представлена на рис. 3. Отношение $S(E_e, \theta_e, \theta_G)/S_A(E_e, \theta_e)$ для нескольких энергий пучка протонов при угле эмиссии электронов $\theta_e=0$ в зависимости от угла ориентации θ_G иллюстрируется на рис. 4. Для углов, удовлетворяющих условию (7), эта величина слабо зависит от угла эмиссии θ_e .

Максимальная эффективность конвертера $\epsilon_m(E_e, \theta_e, \theta_G)$ при фиксированном угле θ_e достигается при его толщине

$$R_m = \frac{i^p}{z-1} \ln z, \quad (14)$$

где $z = \lambda^p / \lambda^{br}$.

При этом

$$\epsilon_m(E_e, \theta_e, \theta_G) = \frac{z^{1-z} - z^{1-z}}{1-z}. \quad (15)$$

Для разориентированного монокристалла величина $\epsilon_m^A(E_e, \theta_e) = \epsilon_m(E_e, \theta_e, \theta_G \rightarrow \infty)$ при x_p в диапазоне 0.1—0.7 составляет от 0.3 до 0.1 (рис. 3), а когда

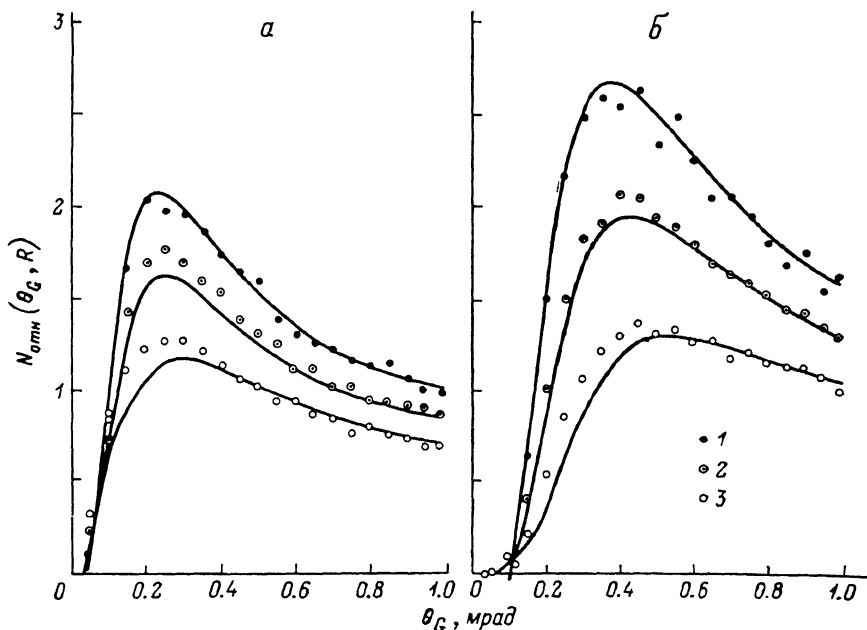


Рис. 6. Поток электронов из монокристаллического конвертера, нормированный на максимальный поток из аморфного вещества оптимальной толщины $N_{опт}$ для электронов с энергиями 500 (1), 1000 (2), 1500 ГэВ (3) из монокристаллов кремния (011) (а) и бериллия (0001) (б) толщиной $0.2 \bar{X}_0$ единицы в зависимости от угла ориентации θ_G .

Энергия первичных протонов $E_p=3000$ ГэВ, угол эмиссии электронов $\theta_e=0$. Сплошные кривые — расчет по формуле (12), кружки — расчет методом Монте-Карло.

когерентные процессы преобладают (т. е. $\lambda_e^p \ll \lambda_A^p, \lambda_e^{br} \ll \lambda_A^{br}$), $z=0.7-0.8$ и $\epsilon_m(E_e, \theta_e, \theta_G) \approx 0.4$ (рис. 5). Поскольку величина $S(E_e, \theta_e, \theta_G)/S_A(E_e, \theta_e)$ при рассматриваемых ориентациях ~ 1 , то ожидаемое увеличение интенсивности электронов примерно равно величине $\epsilon_m(E_e, \theta_e, \theta_G)/\epsilon_m^A(E_e, \theta_e)$. Таким образом, можно ожидать увеличения интенсивности электронов с ростом их относительной энергии x_p от ~ 1 ($x_p \sim 0.1$) до 4 ($x_p \sim 0.7$).

Результаты расчета

Расчеты, выполненные аналитически по формуле (12) и методом Монте-Карло для условий УНК ИФВЭ на энергию протонов 3000 ГэВ, иллюстрируются рис. 6—9.

Для электронных пучков без угловой расходимости использование монокристаллов в качестве конвертера позволяет получить выигрыш в интенсивно-

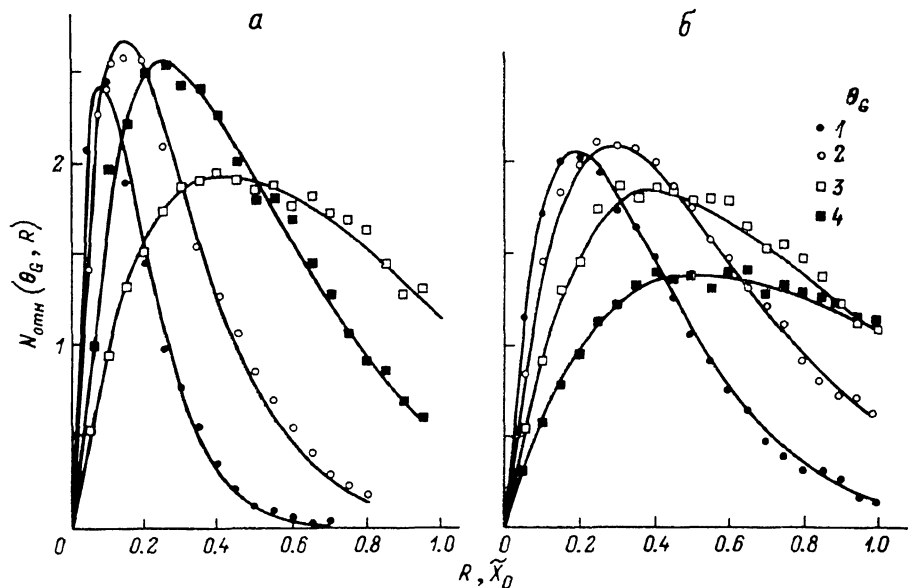


Рис. 7. Поток электронов из монокристаллического конвертера, нормированный на максимальный выход из аморфного вещества оптимальной толщины $N_{отн}$ из монокристаллов кремния (б) и бериллия (а) в зависимости от толщины R для разных углов ориентации θ_G .

Энергия электронов 1500 ГэВ, энергия первичных протонов 3000 ГэВ, угол эмиссии электронов $\theta_e=0$. Сплошные линии — расчет по формуле (12), значки — расчет методом Монте-Карло. 1 — 0,2, 2 — 0,3, 3 — 0,5, 4 — 1,0 мрад.

сти по сравнению с аморфным конвертером в $K=1, 3-2.5$ раза для кремния и в $K=1, 4-3.5$ раза для бериллия в диапазоне энергий 500—2000 ГэВ.

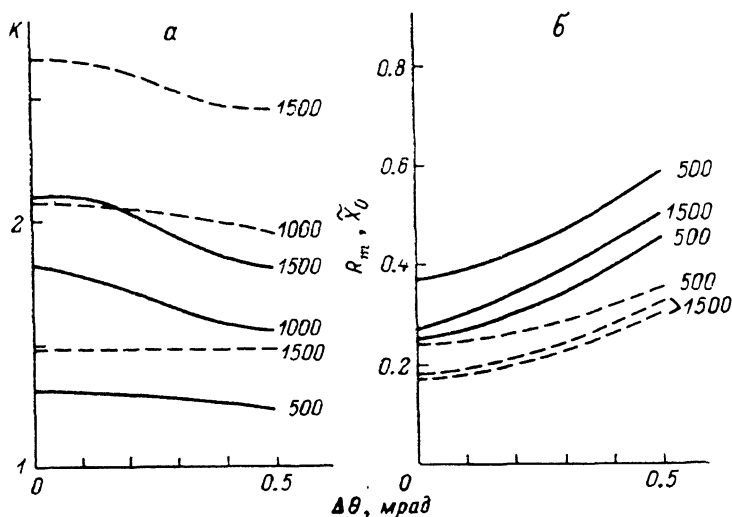


Рис. 8. Зависимость коэффициента увеличения интенсивности K пучка электронов (а) и его оптимальная толщина (б) от угла полураствора конуса $\Delta\theta$ в монокристаллах кремния (011) (сплошные линии) и бериллия (0001) (штриховые).

Энергия первичных протонов $E_p=3000$ ГэВ. Цифры у кривых — энергия пучка электронов.

Здесь K — коэффициент увеличения интенсивности электронного пучка определен как отношение максимальных потоков электронов из монокристаллического и аморфного конвертеров при их оптимальных толщинах и ориентации кристалла.

Влияние угловой расходимости пучка в одной из плоскостей магнитооптической системы (для УНК ИФВЭ $\leq \pm 0.4$ мрад) [12] на выход конверсионных электронов было рассчитано методом Монте—Карло. Полученный таким образом коэффициент увеличения интенсивности электронного пучка в зависимости от величины телесного угла с полураствором конуса $\Delta\theta$ относительно угла эмиссии $\theta_c=0$ представлен на рис. 8, а. Из рисунка видно, что с ростом величины $\Delta\theta$ коэффициент увеличения слабо падает ($\leq 10\%$). Максимальный поток электронов из монокристаллического конвертера достигается при оптимальных угле θ_c^{opt} ориентации монокристалла и его толщине R^{opt} (рис. 8, б). Расчеты показывают, что потоки электронов вблизи оптимальных значений R^{opt} и θ_c^{opt} практически не меняются при вариации толщины конвертера в диапазоне $R^{\text{opt}} \pm 0.1\bar{X}_0$ и угла в пределах $\bar{\theta}_c - \bar{\theta}_c + (0.15 - 0.3)$ мрад, где $\bar{\theta}_c [\text{мрад}] = 150/E_e [\text{ГэВ}] + \Delta\theta$.

Возможности увеличения потоков электронов при разных энергиях первичных протонов $E_p \leq 3000$ ГэВ, рассчитанные по формуле (12) для разных относительных энергий электронов при $\Delta\theta=0$ и угле эмиссии $\theta_c=0$, показаны на рис. 9.

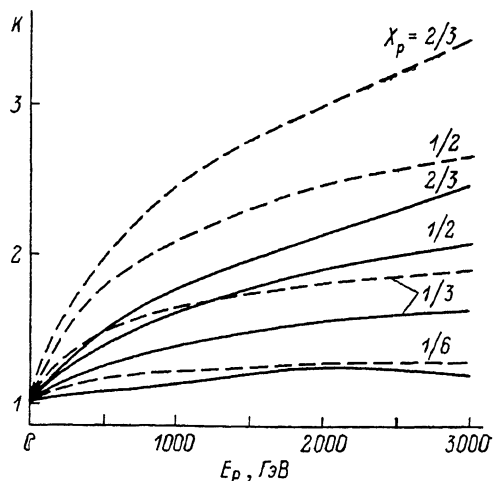


Рис. 9. Коэффициент увеличения интенсивности K параллельного пучка электронов из монокристаллов кремния (сплошные линии) и бериллия (штриховые) для разных энергий первичных протонов и разных относительных энергий электронов x_p .

Сравнение результатов, полученных методом Монте—Карло и развитым в данной работе аналитическим методом расчета выходов электронов из монокристаллического конвертера, показывает хорошее их согласие (рис. 6, 7).

В случае когда когерентный процесс рождения пар происходит на нескольких семействах непараллельных кристаллографических плоскостей (эффект «ряда»), при генерации электронных пучков с заметным угловым акцептансом выигрыша в интенсивности по сравнению с рассмотренным случаем не будет, так как часть электронов попадает в зоны с сильным тормозным излучением.

Расчеты, выполненные аналитически и методом Монте—Карло, показали, что процессы $\gamma \rightarrow e^+e^-$ и $e^\pm \rightarrow \gamma e^\pm$ в сильных межплоскостных или осевых полях монокристаллов [4, 5] дают незначительное (на $\sim 20\%$) увеличение потоков электронов по сравнению с аморфным конвертером в отличие от когерентных процессов, рассмотренных выше.

Заключение

Использование ориентированных монокристаллов для генерации электронных (позитронных) пучков на протонных ускорителях позволяет существенно повысить их интенсивности. Для пучков электронов на УНК ИФВЭ выигрыш в интенсивности составит от 1.3 до 2.5 раз для монокристаллов кремния и от 1.4 до 3.5 раз для бериллия при энергии электронов от 500 до 2000 ГэВ соответственно. При проведении экспериментов это повысит эффективность использования протонного пучка и позволит использовать более высокие энергии пучков электронов, а следовательно, и меченых γ -квантов.

В заключение авторы выражают благодарность В. И. Гаркуше, В. П. Карташеву и А. М. Фролову за помощь при выполнении работы, а также признательны В. И. Котову за внимание и полезные замечания.

Проинтегрированные по энергии сечения σ_c^p , σ_c^{br} и интенсивность когерентного тормозного излучения I_c^{br} при движении частиц под углом θ_c к системе параллельных плоскостей монокристаллической решетки с межплоскостным расстоянием d даются выражениями

$$\sigma_c^p(E_\gamma, U) = \frac{\bar{\sigma} B U^2 G^2 E_\gamma}{4 m c^2} \sum_{n=1}^{\infty} f(Gn) \left\{ \left(1 + \frac{U}{n} - \frac{U^2}{2n^2} \right) \times \right. \\ \left. \times \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - U/n}}{1 - \sqrt{1 - U/n}} \right) - \left(1 + \frac{U}{n} \right) \sqrt{1 - U/n} \right\}, \quad \left(\frac{U}{n} \leq 1 \right), \quad (\text{П1})$$

$$\sigma_c^{br}(E_e, U) = \frac{\bar{\sigma} B U^2 G^2 E_e}{4 m c^2} \sum_{n=1}^{\infty} f(Gn) \left\{ \frac{n}{4n + U} \left(2 + \frac{U}{2n} + \frac{U^2}{2n^2} \right) + \right. \\ \left. + \ln \left(1 + \frac{4n}{U} \right) \left(\frac{1}{2} - \frac{U}{2n} - \frac{U^2}{4n^2} \right) + \frac{U}{2n} - \frac{4n^2}{(U + 4n)^2} \right\}, \quad (\text{П2})$$

$$I_c^{br}(E_e, U) = \frac{\bar{\sigma} n_A B U^2 G^2 E_e^2}{4 m c^2} \sum_{n=1}^{\infty} f(Gn) \left\{ \frac{n}{4n + U} \left(2 + \frac{2U}{n} + \frac{U^2}{n^2} \right) + \right. \\ \left. + \ln \left(1 + \frac{4n}{U} \right) \left(\frac{1}{2} - \frac{U}{2n} - \frac{3U^2}{8n^2} \right) + \frac{n^2}{(4n + U)^2} \left(4 + \frac{4U}{n} + \frac{U^2}{n^2} \right) + \right. \\ \left. + \frac{U}{2n} - \frac{32n^3}{3(U + 4n)^3} \right\}, \quad (\text{П3})$$

где E_γ , E_e — энергии γ -квантов и электрона; m — масса покоя электрона; n_A — число атомов в единице объема, c — скорость света; $G = (2\pi\lambda_c)/d$ — постоянная обратной решетки монокристалла, λ_c — комptonовская длина волны электрона; $\bar{\sigma} = \alpha Z^2 r_e^2$, где α — постоянная тонкой структуры, Z — атомный номер вещества, r_e — классический радиус электрона.

Переменная $U = (2mc^2)/(GE_\gamma\theta_c)$ для формулы (П1) и $U = (2mc^2)/(GE_e\theta_c)$ для формул (П2) и (П3), $B = (16\pi^2)/(N\Delta)$, где N — число атомов в элементарной ячейке монокристалла с объемом Δ , выраженном в единицах λ_c ,

$$f(Gn) = \frac{|S(Gn)|^2 [1 - F(Gn)]^2}{G^4 n^4} e^{-AG^2 n^2},$$

где $S(Gn)$ и $F(Gn)$ — структурный и форм-факторы монокристалла, а A — средний квадрат амплитуды тепловых колебаний атомов в единицах λ_c .

Для $U/n \gg 1$ формула (П3) переходит в аналог формулы для интенсивности ондуляторного излучения

$$I_c^{br}(E_e, U) = \frac{4}{3} \frac{\bar{\sigma} n_A E_e^2 B G^2}{m c^2} \sum_{n=1}^{\infty} f(Gn) n^2.$$

Список литературы

- [1] Gershtein S. S., Samoilov A. V., Sapunov Yu. M. et al. // Nucl. Instrum. and Meth. 1973. Vol. 112. P. 477—493.
- [2] Тер-Микаэлян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, 1969. С. 45—92.
- [3] Diambriini G. // Rev. Mod. Phys. 1968. Vol. 40. P. 611—639.
- [4] Барышевский В. Г., Тихомиров В. В. // Ядерная физика. 1982. Т. 36. С. 687—701.
- [5] Frolov A. M., Mikhailov V. L. Preprint ИИЕР N 82—84. Serpukhov, 1984.
- [6] Маишеев В. А., Фролов А. М. Препринт ИФВЭ. № 81-17. Серпухов, 1981.
- [7] Bilokon H., Bologna G., Celani F. et al. // Nucl. Instrum. and Meth. 1983. Vol. 204. P. 299—310.

- [8] *Маишеев В. А., Сахаров В. П., Фролов А. М.* Препринт ИФВЭ. № 75-116. Серпухов, 1975.
- [9] *Malensek A. J.* Preprint FNAL. N 3412941.000. Batavia, 1981.
- [10] *Фоломешкин В. И.* // Ядерная физика. 1972. Т. 15. С. 383—389.
- [11] *Коротков В. А., Мажеев В. В.* Препринт ИФВЭ. № 74-94. Серпухов, 1974.
- [12] *Аммосов В. В., Васильев В. В., Гаркуша В. И.* и др. // Матер. рабочего совещания по программе экспериментальных исследований на УНК. Серпухов, 1988. С. 31—43.

Поступило в Редакцию
9 ноября 1989 г.
В окончательной редакции
14 июня 1990 г.
