

УДК 539.1.074

## МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ Г-КВАНТОВ В ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Жумабаева Г.К., Опаева С.Ж., Хожаниязов Ж.Т., Базарбаева О.Ж.

Каракалтакский государственный университет имени Бердаха

**Введение.** Явление зеркального отражения жёсткого  $\gamma$ -излучения, обнаруженное в 2011 году в экспериментах, проведённых на микротроне МТ-22С ЯФЛ СамГУ с использованием примыкающего 300-метрового пролётного канала [1], открывает перспективы разработки гамма-оптических систем, способных обеспечить значительный технологический прорыв в различных областях науки и техники. Зеркальное отражение  $\gamma$ -излучения происходит при их падении на макроскопический гладкую поверхность под сверхмалыми ( $\alpha = 10^{-6} - 10^{-5}$  рад) углами скольжения, и для его исследования необходимы тонкие ( $\Delta X_g < 100$  мкм), слаборасходящиеся ( $\delta_\gamma < 100$  мкрад) и интенсивные ( $I_\gamma > 100$  квант/с) пучки  $\gamma$ -квантов.

В данной работе представлены результаты методических исследований по моделированию формирования пучков тормозного излучения (ПИИ) электронов с энергией  $E_\gamma = 6.5$  МэВ с помощью равномерно распределенной системы двух шелковых коллиматоров (система ШК).

**Геометрическое моделирование углового распределения сформированного пучка ТИЭ.**

Угловое распределение сформированного пучка можно рассчитать по интенсивности засветки точек детектирования –  $d$  “прямыми”, “краевыми” и “рассеянными”  $\gamma$ -квантами. При этом, учитывая малые значения углов: апертуры системы 2ЩК ( $\delta_g \leq 33$  мкрад), детектирования ( $\theta_d \sim \delta_g$ ), вылета  $\gamma$ -квантов из ТМ ( $\delta_T \leq 79$  мкрад) и максимум интенсивности ТИЭ в центре ТМ, можно принять  $\sin \theta \approx \theta$  и ограничиться рассмотрением процессов засветки точек детектирования –  $d_i$  и точек пластин 2ЩК –  $Z_i$  в вертикальной плоскости XZ, проходящей через центры ТМ и детектора, и принять испускание  $\gamma$ -квантов из точек ТМ –  $Z_i$  и пластин 2ЩК –  $Z_i$  изотропным [2].

**Светимость тормозной мишени.** Пучок электронов, в пределах конуса с углом раствора  $\delta_T \leq \frac{m_0 c^2}{E_e} = 79$  мкрад, генерирует в ТМ ТИЭ с интенсивностью [1].

$I_T \sim I_e \cdot Z \cdot E_e \cdot \ln E_e \sim 10^{14}$  квант/с и непрерывным спектром, спадающим от максимального значения в области  $E_\gamma = 0$  до нуля при  $E_\gamma = E_e$ , хорошо описываемой формулой Шиффа [3].

Интенсивность испускания ТМ  $\gamma$ -квантов из точек –  $X_i$ , с приемлемой точностью, можно описать линейным уравнением (Рис.1)

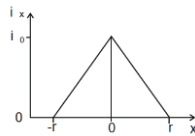


Рис 1. Аппроксимация распределения интенсивности ТИЭ на поверхности ТМ.

$$i_x = i_0 |r - x| / r$$

где  $i_0$  – интенсивность ТИЭ в центре ( $x = 0$ ) ТМ.

“Прямые”  $\gamma$ -кванты, испускаемые ТМ из точек  $X_i \leq X_A$  под углами  $\theta_i \leq \delta_g$ , засвечивают точки (Рис.6) детектирования

$$d \leq Z_c^* \delta_g,$$

с интенсивностями

$$A_d = \Delta \beta_d \int_{x_2}^{x_1} i_x dx,$$

где  $\Delta \beta_d = \beta_1 - \beta_2$  интервал углов засветки точки  $d$ ,  $\beta_1 = (d + g)/Z_a^*$ ,  $\beta_2 = (d - g)/Z_a^*$  – при  $d < g$  и  $\beta_2 = (d - g)/Z_b^*$  – при  $d > g$ :  $X_1 = \beta_1 Z_a + d$ ,  $X_2 = \beta_2 Z_a + g$  – при  $-d < g$  и

$X_2 = \beta_2 Z_a - g$  – при  $d > g$  – граничные точки интервала ТМ засвечивающей точку  $d$ .

Отметим, что

- в случае точечной ТМ ( $r \ll g$ ) угловая расходимость “прямых”  $\gamma$ -квантов равна

$$\delta_0 = 2g/Z_b^*$$

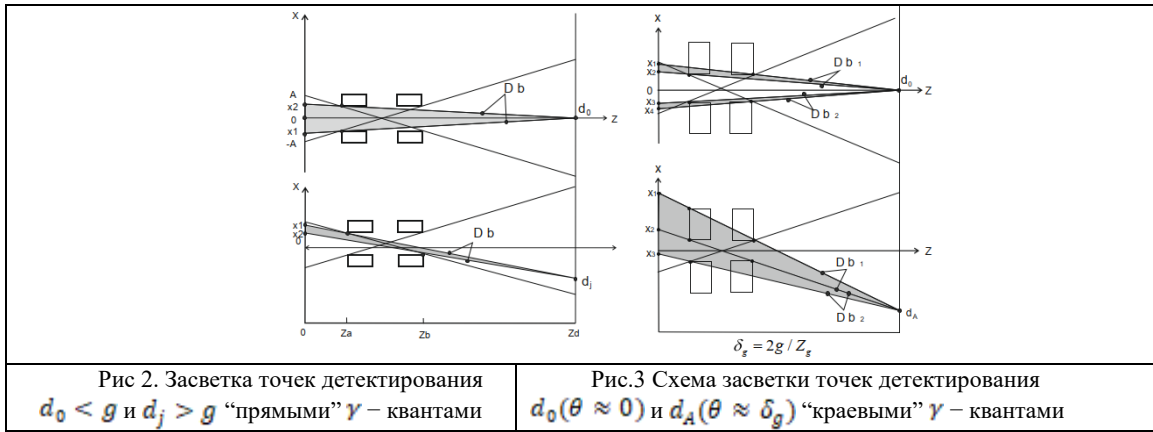
а в случае конечных размеров ТМ ( $r > g$ ) уширяется:

интенсивность распределения “прямых”  $\gamma$ -квантов линейно спадает от максимума в вершине ( $d_0$ ) (см Рис 2)

$$A_0 \sim 2g/Z_a^*$$

до нуля в позиции  $d_A$

$$A_A = 0$$



“Краевые”  $\gamma$ -кванты засвечивают точку  $d_i$  (Рис.3) с интенсивностью:

- в случае  $|d| > g$

$$B_d = \Delta\beta_1 \int_{x_2}^{x_1} i_x e^{-\mu Z_{x\rho}} dx + \Delta\beta_2 \int_{x_3}^{x_2} i_x e^{-\mu Z_{x\rho}} dx \quad (7)$$

где  $\mu = 0.04 \text{ г/см}^2$  массовый коэффициент ослабления  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma \sim 2 - 4 \text{ МэВ}$  в свинце [4];  $\Delta\beta_1 = \beta_1 - \beta_2$  и  $\Delta\beta_2 = \beta_2 - \beta_3$  - интервалы углов засветки точек  $d$  “краевыми”  $\gamma$ -квантами только одной (верхней или нижней) пластины ЩК,  $\beta_1 = (d + g)/Z_b^*$ ,  $\beta_2 = (d + g)/Z_a^*$ ,  $\beta_3 = (d - g)/Z_a^*$  их граничные углы;  $X_1 = \beta_1 Z_b + g$ ,  $X_2 = \beta_2 Z_b - g$ ,  $X_3 = \beta_3 Z_b - g$  - соответствующие граничные точки ТМ;  $Z_x = Z_a^* - (d \pm g)/\beta_x$  - расстояние проходимое  $\gamma$ -квантом, испущенным под углом  $\beta_x$  из точки  $x$  ТМ; в пластине ЩК ( $\beta_1 > \beta_x > \beta_2$ ,  $x_1 > x > x_2$  - в верхней,  $\beta_2 > \beta_x > \beta_3$ ,  $x_2 > x > x_3$  - в нижней пластине,  $\beta_x = (d + x)/Z_a^*$ ,

- в случае  $|d| < g$

$$B_d = \Delta\beta_1 \int_{x_2}^{x_1} i_x e^{-\mu Z_{x\rho}} dx + \Delta\beta_2 \int_{x_3}^{x_2} i_x e^{-\mu Z_{x\rho}} dx$$

Интенсивности засветки “краевыми”  $\gamma$ -квантами точек  $d$  возрастает, практически линейно, от минимального ( $B_0 \sim 0$ ) значения в позиции  $d_0$  ( $\theta = 0$ ) до максимального в позиции  $d_A$  ( $\theta = \delta_g$ ), а затем, при  $\theta > \delta_g$ , экспоненциально спадают (см Рис 3).

“Рассеянные” пластинами ЩК  $\gamma$ -кванты засвечивают точку детектирования  $d_j$ :

- в случае  $|d_j| > g$  (только нижними или верхними пластинами) с интенсивностью:

$$C_j = \Delta\eta \int_{Z_j}^{Z_b} A_z dz,$$

где  $\Delta\eta = \eta_b - \eta_j$  - угол засветки,  $\eta_b = (d + g)/Z_b^*$ ,  $\eta_j = (d - g)/Z_b^*$  его граничные значения;  $Z_j = Z_b - 2g/\eta_j$  и  $Z_b$  - начальная и конечная точки засвечивающего участка пластины ЩК  $\gamma$ -квантами ТМ;  $X_j = 2g/(Z_j - Z_a)$  - начальная и  $X_g$  - конечная точки ТМ, засвечивающих точку  $Z_j$  - пластины ЩК;  $\Delta\beta = (X_g - X_j)/Z_j$  - угол засветки точки  $Z_j$  пластины ЩК;

$A_z = \Delta\beta \int_{x_j}^{x_g} i_x$  - интенсивность засветки точки  $Z_j$  - в случае  $|d| < g$  точка  $d_j$  засвечивается обоими пластинами ЩК:

$$C_j = \Delta\eta_1 \int_{Z_{j1}}^{Z_b} i_x A_{z1} dx + \Delta\eta_2 \int_{Z_{j2}}^{Z_b} i_x A_{z2} dx$$

Интенсивность засветки точки -  $d_j$  “рассеянными”  $\gamma$ -квантами, так же как и “краевыми”, линейно возрастает от минимального ( $C_0 \sim 0$ ) значения при  $d_0$  ( $\theta = 0$ ) до максимального при  $d_A$  ( $\theta = \delta_g$ ), а затем экспоненциально спадает. Отметим, что в случае формирования пучка ТИЭ системой 2ЩК, точки  $d_m < Z_a^*[2g/(Z_b - Z_a^*)]$  освещаются как входной ( $Z_a \div Z_{a'}$ ), так и выходной ( $Z_b \div Z_{b'}$ ) пластинами 2ЩК, а точки  $d > d_m$  только выходной, освещенность которой много меньше, чем входной. Поэтому максимальная интенсивность засветки точки  $d_A$  сменится не на экспоненциальное, а на резкое снижение до точки  $d_m$ , после которого она до точки  $d_v = Z_b^*[Z_g/(Z_b - Z_{b'})]$  слабо возрастает, а после нее сменяется на слабое падение.

**Расхождение расчетного углового распределения сформированного пучка ТИЭ**

$$U = A + B + C$$

обусловлено “прямыми”  $\gamma$ -квантами -  $A$ , а “краевые” -  $B$  и “рассеянные” -  $C$   $\gamma$ -кванты только уширяют, на уровне менее  $\sim 0.1 A_0$ , основания распределения, и не влияют на, экспериментально наблюдаемые, увеличения его расхождения  $\delta_\gamma > \delta_g$ .

$\gamma$  – квантов сформированного, системой 2ЩК ( $\delta_g \approx 33.3$  мкрад,  $\Delta X_g = 100$  мкрад,  $\Delta Z_g = 3$  м), пучка ТИЭ [4].

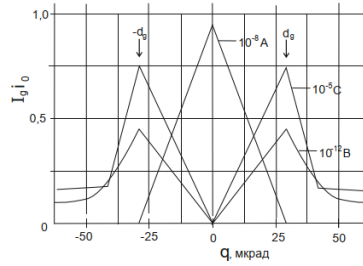


Рис 4. Расчетные угловые распределения “прямых”—А, “краевых”—В и “рассеянных”—С.

Дело в том, что расчеты распределений В и С проведены для случая первичных  $\gamma$ -квантов, испущенных из ТМ, и не учитывают прохождения “рассеянных”  $\gamma$ -квантов через края пластин и процессы многократного рассеяния, которые многократно усиливают интенсивности как “краевых” так и “рассеянных”  $\gamma$ -квантов и трансформируют (размывают) их распределения.

Очевидно, что учесть эти процессы является трудоёмкой задачей, требующей больших временных затрат. В этой ситуации простым решением проблемы является введение эмпирического коэффициента  $-q$  для суммарного распределения “краевых” и “рассеянных”  $\gamma$ -квантов, обуславливающего равенство расхождения расчетного распределения В+С с экспериментальным

$$U=A+q(B+C)$$

## 2. Экспериментальные угловые распределения сформированных пучков ТИЭ.

Угловые распределения пучков сформированных системой “2ЩК” измерены при ее зазорах  $\Delta X_g \sim 50$  и  $100$  мкм и длинах  $\Delta Z_g \sim 3$  и  $6$  м (Рис.5). Сканирование пучков осуществлялось сцинтилляционным детектором РОРОР с шагом  $\Delta X_{det} = 1$  мм ( $\Delta \theta = 8,3$  мкрад) и с длительностями отдельных измерений  $\Delta t = 100$  с. Угловые распределения  $U$  установлены аппроксимацией измеренных значений  $I(\theta)$  гаусс образной линией.

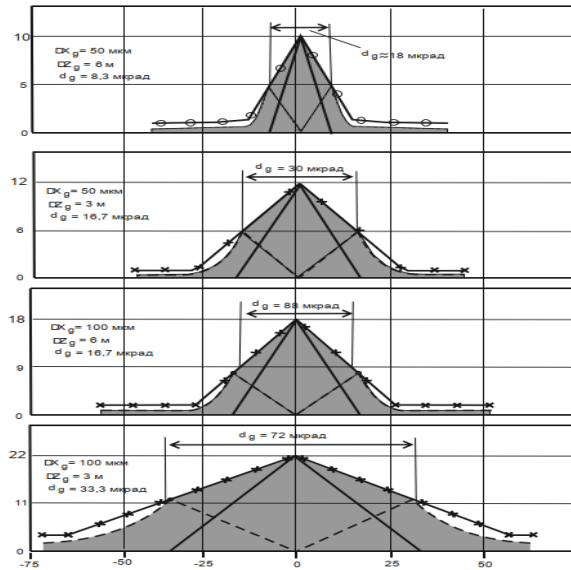


Рис 10. Экспериментальные (x) угловые распределения пучков ТИЭ, сформированных системой 2ЩК и их аппроксимация расчетными распределениями “прямых” (—) и суммарных (- - -) “кривых” и “рассеянных”  $\gamma$  – квантов

Экспериментальные значения сопоставлены с соответствующими расчетными следующим образом:

- вершины расчетных распределений “прямых” гамма-квантов ( $\theta = 0$ ) нормированы к вершинам экспериментальных распределений;
- вершины расчетных суммарных распределений “краевых” и “рассеянных” гамма-квантов ( $\theta = \pm \delta_g$ ) нормированы к интенсивностям экспериментальных распределений в соответствующих позициях ( $\theta = \pm \delta_g$ );
- по нормированным распределениям “прямых” и суммарных “краевых” и “рассеянных” гамма-квантов установлены расчетные распределения пучков —  $U_p$  (на Рис.5 затемнено).

Сравнение экспериментальных и расчетных распределений свидетельствуют о их вполне удовлетворительном согласии в интервалах  $-\delta_g \leq \theta \leq \delta_g$  и о заниженности расчетных распределений относительно экспериментальных в областях  $-\delta_g > \theta > \delta_g$ . Это обстоятельство обусловлено тем, что

экспериментальные распределения, помимо “прямых”, “краевых” и “рассеянных” гамма-квантов, содержат составляющую фоновых гамма-квантов.

**Заклучение.** Разработана модель формирования угловых распределений  $\gamma$ -квантов в пучках тормозного излучения, учитывающая вклады прямых, краевых и рассеянных компонент. Показано, что основная ширина распределения определяется прямым излучением, тогда как краевые и рассеянные кванты формируют периферийную область. Для учёта многократного рассеяния введён эмпирический коэффициент, обеспечивающий согласование расчётных и экспериментальных данных. Получено удовлетворительное совпадение результатов моделирования с измеренными распределениями, что подтверждает адекватность предложенного подхода и возможность его использования при оптимизации параметров коллимационных систем.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.Т. Муминов, Т.М. Муминов, У.С. Салихбаев, В.В. Скворцов. Зеркальное отражение гамма-излучения. Возможность. Поиск. Обнаружение. Перспектива использования. “ФАН” АН РУз, Т. 2015.
2. Alimov G.R., Kumakhov M.A., Muminov A.T., Muminov T.M., Osmanov B.S., Salikhbaev U.S., Safarov A.N., Skvortsov V.V., Usmanov R.R., Yuldashev B.S. A setup for studies of ultra-small angle scattering of had gamma-quanta. Nucl.Instr and Meth. B. V.222, 2004 P681-685.
3. Schiff L.I. Energy angle distribution of thin target bremsstrahlung. Phys.Rev. V.83, 1951, N2.
4. Физические величины. Справочник. М., Энергоатомиздат, 1991.

**Аннотация.** Разработана геометрическая модель формирования углового распределения  $\gamma$ -квантов при прохождении тормозного излучения через систему двух щелевых коллиматоров. В модели учтены вклады прямых, краевых и рассеянных квантов. Для согласования расчётов с экспериментальными данными введён эмпирический коэффициент, учитывающий многократное рассеяние. Проведены измерения угловых распределений и выполнено их сравнение с результатами моделирования. Получено удовлетворительное согласие теоретических и экспериментальных результатов.

**Ключевые слова:** тормозное излучение,  $\gamma$ -кванты, угловое распределение, моделирование, рассеяние.

**Аннотация.** Разработана геометрическая модель формирования углового распределения  $\gamma$ -квантов при прохождении тормозного излучения через систему двух щелевых коллиматоров. В модели учтены вклады прямых, краевых и рассеянных квантов. Для согласования расчётов с экспериментальными данными введён эмпирический коэффициент, учитывающий многократное рассеяние. Проведены измерения угловых распределений и выполнено их сравнение с результатами моделирования. Получено удовлетворительное согласие теоретических и экспериментальных результатов.

**Ключевые слова:** тормозное излучение,  $\gamma$ -кванты, угловое распределение, моделирование, рассеяние.

**Annotaciya.** Tormozlanıw nurlanıwınıń eki sańlaqlı kollimator sistemasınan ótiwinde  $\gamma$ -kvantlardıń múeshlik bólistiriliwiniń payda bolıwınıń geometriyalıq modeli islep shıǵıldı. Modelde tuwri, shetki hám tarqalgan kvantlardıń úlesleri esapqa alındı. Esaplawlardı eksperimental maǵlıwmatlar menen saýkeslendiriw ushın kóp mártelik shashırawdı esapqa alatuǵın empirik koefficient kirgizilgen. Múyeshlik bólistiriwlerdi ólshew hám olardı modellestiriw nátiyjeleri menen salıstırıw ámelge asırıldı. Teoriyalıq hám eksperimentallıq nátiyjelerdiń qanaatlandırarlıq saýkesligi alındı.

**Tayanish sózler:** tormozlanıw nurlanıwı,  $\gamma$ -kvantlar, múyeshlik bólistiriw, modellestiriw, shashıraw.