

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗЕРКАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ ЖЕСТКИХ ГАММА-КВАНТОВ

© 2013 г. А. Т. Муминов, Т. М. Муминов, Р. Р. Муратов*, К. М. Норбоев*, У. С. Салихбаев**,
А. Н. Сафаров*, В. В. Скворцов, Р. Д. Сулейманов*

НИИ прикладной физики Национального университета Узбекистана

Узбекистан, 100104, Ташкент, Вузгородок, 3А

**Самаркандский государственный университет*

Узбекистан, 140104, Самарканд, Университетский просп., 15

E-mail: rinat.suleymanov@gmail.com

***Институт ядерной физики АН РУз*

Узбекистан, 100214, Ташкент, пос. Улугбек

Поступила в редакцию 16.11.2011 г.

После доработки 25.10.2012 г.

Описана экспериментальная установка, на которой экспериментально установлен факт зеркального отражения γ -квантов ($E_\gamma \leq 5$ МэВ) от гладкой аморфной поверхности. Зеркальное отражение наблюдается при скользющем падении γ -квантов под углами в тысячные доли градуса по отношению к отражающей поверхности. Установка включает в себя микротрон, систему транспортировки электронов к тормозной мишени, тормозную мишень, создающую мощный направленный поток γ -квантов тормозного излучения электронов, систему коллимации, формирующую ленточный пучок γ -излучения шириной ~ 1 см и толщиной ≈ 20 мкм, рефлектор (жидкая поверхность ртути или стеклянная пластина) и систему детектирования, содержащую счетный и спектрометрический детекторы, расположенные на расстоянии 120 м от тормозной мишени. Приведены выборочные экспериментальные результаты.

DOI: 10.7868/S0032816213060074

ВВЕДЕНИЕ

Зеркальное отражение мягкого рентгеновского излучения (полное внешнее отражение – п.в.о.) было экспериментально обнаружено в 1922 г. А. Комптоном [1]. К настоящему времени это явление хорошо изучено и нашло широкое применение в различных рентгенооптических приборах, таких как рентгеновские линзы, микроскопы, телескопы, сканирующие системы. Все эти устройства, как правило, работают в области энергий 1–10 кэВ, хотя встречаются приборы, работающие в области десятков килоэлектронвольт (см., например, [2]).

В соответствии с классической волновой теорией рентгеновского излучения полное внешнее отражение [3] происходит при падении излучения с длиной волны λ на границу раздела двух сред с межатомным расстоянием $d \leq \lambda$ и высотой шероховатостей $\delta X_r \leq (\lambda/8)\theta_K$ под углами скольжения меньше критического:

$$\theta_K = \frac{eh}{2\pi E_\gamma} \sqrt{\frac{zN_A \rho}{Am_e \varepsilon_0}}, \quad (1)$$

где e и m_e – заряд и масса электрона; h – постоянная Планка; z , A и ρ – атомный номер, атомная масса и плотность вещества отражающей поверх-

ности; $E_\gamma = hc/\lambda$ – энергия падающего кванта; c – скорость света; N_A – число Авогадро; ε_0 – электрическая постоянная.

Квантово-механическое рассмотрение этой проблемы (см., например, [4] и содержащиеся в ней ссылки) допускает возможность п.в.о. и при $d \ll \lambda$ за счет рэлеевского рассеяния γ -квантов на связанных электронах отражающей среды, сечение которого $\sigma \sim 1/\sin^3(\theta/2)$ резко возрастает с уменьшением угла скольжения. При этом шероховатости поверхности, влияющие на величину коэффициента п.в.о., не должны превышать толщины области взаимодействия γ -квантов со средой $\delta X, \text{ \AA} \leq 100n$.

Очевидно, что постановка эксперимента по обнаружению п.в.о. γ -квантов сильно осложнена сверхмалыми значениями углов θ_K его ожидаемого проявления (рис. 1), требующими формирования тонких пучков γ -квантов с расходимостью $\delta_\gamma \leq \theta_K$ и обеспечения при этом приемлемого уровня фона, создаваемого рассеянными γ -квантами. По этой причине до последнего времени п.в.о. γ -квантов экспериментально не было обнаружено, и все работы велись в области энергий меньше 100 кэВ, в которой отношение $d/\lambda \sim 5$, хотя и превышает классическую волновую оценку

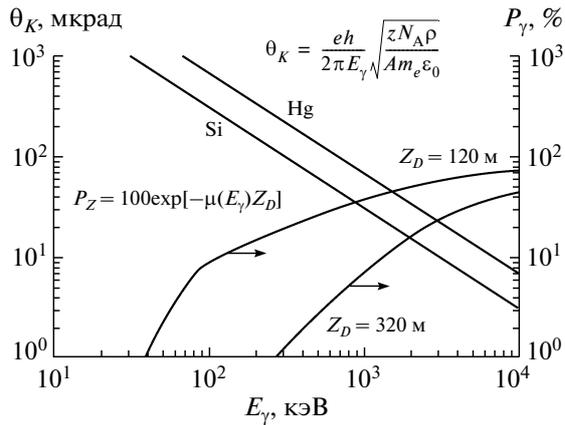


Рис. 1. Энергетические зависимости критических углов п.в.о. γ -квантов от поверхности стекла и ртути и вероятности их пролета в воздушной среде протяженностью $Z_D = 120$ и 320 м.

применимости данного приближения, но ненамного. В единственной известной нам попытке обнаружить п.в.о. γ -излучения ^{57}Co с использованием 10-метровой пролетной базы [5] получены неубедительные результаты.

Между тем, обнаружение зеркального отражения γ -квантов открыло бы перспективу для создания систем управления γ -пучками (поворот, фокусировка, транспортировка, получение изображений в гамма-диапазоне), что является заманчивой задачей для многих областей человеческой деятельности.

Первые обнадеживающие результаты по обнаружению п.в.о. γ -квантов были получены в экспериментах, проведенных на пучке тормозного излучения электронов микротрона МТ-22С Самаркандского государственного университета, сформированном с помощью щелевого коллима-

тора (две стеклянные пластины длиной по 800 мм, вертикальный зазор между ними удалось довести до ≈ 50 мкм) в плоский (по горизонтали) тонкий пучок с вертикальной расходимостью $\delta_\gamma \approx 110$ мкрад, падающий на поверхность стеклянного рефлектора, наклоненного к оси пучка на угол $\alpha < \delta_\gamma$, и регистрируемый на расстоянии 320 м сканирующим по вертикали детектором с угловой апертурой $\delta_D = 3.1$ мкрад [6, 7]. Однако однозначно установить факт существования п.в.о. γ -квантов на этой установке не удалось, так как достигнутая на ней расходимость сформированного пучка $\delta_\gamma \sim 110$ мкрад ограничивает критическую энергию п.в.о. γ -квантов значением $\Delta E_K^{\text{Si}} \sim 0.3$ МэВ, вероятность пролета которыми 320 м воздушной среды мала (рис. 1).

В данной работе описан модернизированный вариант установки, позволивший однозначно установить факт существования п.в.о. γ -квантов [8, 9].

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка (рис. 2) включает в себя микротрон, систему транспортировки электронов к тормозной мишени, тормозную мишень, создающую мощный направленный поток квантов тормозного излучения электронов (т.е.), систему коллимации, формирующую ленточный пучок γ -излучения шириной ~ 1 см и угловой расходимостью $\delta_\gamma \approx 30$ мкрад, рефлектор и систему детектирования, расположенную на расстоянии 120 м от тормозной мишени.

Микротрон МТ-22С позволяет ускорять электроны до энергии $E_e \approx 22$ МэВ при среднем токе ускоренных электронов до $I_e = 20$ мкА. Частота следования импульсов ускорения $f = 386$ Гц, длительность каждого импульса $\tau = 2.5$ мкс, диаметр

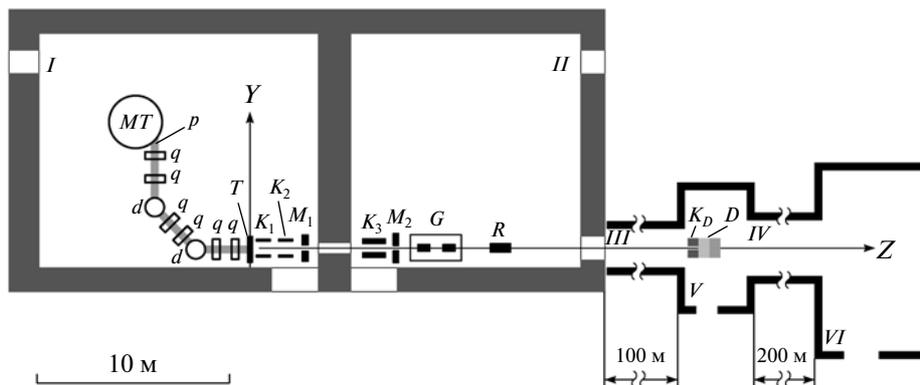


Рис. 2. Схема экспериментальной установки (горизонтальная плоскость). *I* и *II* – ускорительный и экспериментальный залы, *III* и *IV* – пролетные каналы, *V* и *VI* – экспериментальные павильоны. *MT* – микротрон МТ-22С; *p* – вакуумированный электроновод; *q* – дублеты квадрупольных магнитных линз; *d* – дипольные электромагниты; *T* – тормозная мишень; *K*₁–*K*₃ – вспомогательные коллиматоры; *M*₁, *M*₂ – очищающие магниты; *G* – система коллимации; *R* – рефлектор; *K*_D – детекторный коллиматор; *D* – сцинтилляционный детектор.

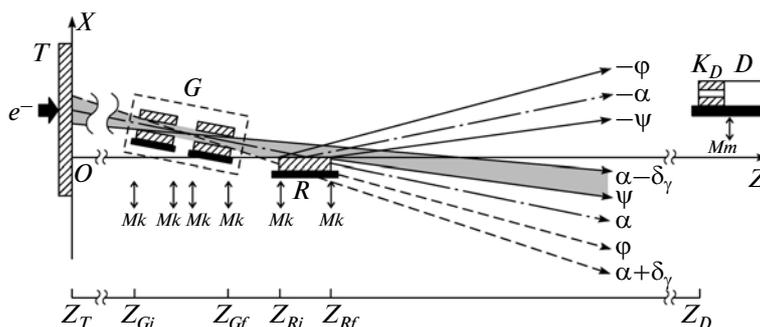


Рис. 3. Геометрия эксперимента (по вертикали). Пучок электронов e^- ; первичные γ -кванты выделены серым цветом; T – тормозная мишень; G – система коллимации; R – рефлектор; K_D – детекторный коллиматор; D – сцинтилляционный детектор; Mk и Mm – подъемные механизмы. $Z_T = 0$, $Z_{Gi} = 6.5$ м, $Z_D = 120$ м, $\Delta Z_G = Z_{Gf} - Z_{Gi} = 0.8-3.0$ м, $Z_{Ri} - Z_{Gf} \approx 0.1$ м, $\Delta Z_R = Z_{Rf} - Z_{Ri} = 0.7-0.8$ м; $\Delta X_G = 20-50$ мкм; φ и ψ – углы скольжения γ -квантов на входном и выходном краях рефлектора.

выведенного пучка ~ 5 мм. В конструкции микротрона предусмотрены вывод электронов с разных орбит и возможность менять положение ускоряющего резонатора, что позволяет изменять энергию ускоренных электронов дискретно от 22 до 6.5 МэВ.

Выведенный из ускорителя горизонтальный пучок электронов с помощью системы транспортировки, включающей в себя вакуумную трубу длиной 8 м с тонким алюминиевым выходным окном, дублеты квадрупольных (фокусирующих) электромагнитов и дипольные (поворотные) электромагниты, подводится под прямым углом к тормозной мишени.

Тормозная мишень представляет собой вольфрамовый диск размерами $\varnothing 40 \times 1$ мм, закрепленный на оправке, которая охлаждается водой. Мишень соединена с интегратором тока, который не только измеряет заряд электронов, попадающих на мишень, но и отключает ускоритель после набора заданного заряда. Кроме того, для контроля стабильности положения пучка электронов на мишени на ее входной поверхности закреплена люминесцирующая пленка, свечение которой с помощью телекамеры передается на дисплей, расположенный на пульте управления.

Электронный пучок генерирует в тормозной мишени поток т.и.э. с естественной расходимостью $\delta_T \sim m_0 c^2 / E_e$ и интенсивностью $J_T \sim I_e Z^2 E_e \ln E_e$, которое проходит через систему из трех предварительных коллиматоров K_1-K_3 , представляющих собой свинцовые цилиндры длиной от 30 до 80 см с отверстиями ($\varnothing 8-12$ мм) вдоль оси цилиндра. Кроме того, вдоль пути пучка установлены два постоянных магнита M_1 и M_2 (индукция в зазоре ~ 0.1 Тл), предназначенных для очистки пучка от не проваимодействовавших с мишенью электронов и вторичных заряженных частиц.

Далее пучок проходит через один из самых ответственных узлов установки – систему коллима-

ции (рис. 3), представляющую собой две пары щелевых коллиматоров из свинцовых пластин размерами $X \times Y \times Z - 20 \times 50 \times 100$ мм, установленных попарно. Расстояние между ними варьируется в пределах $\Delta Z_G = 0.8-3.0$ м, зазор между пластинами устанавливается с помощью калиброванных по толщине прокладок. Минимальные достигнутые значения высоты зазора $\Delta X_G = 20$ мкм, а вертикальной апертуры $\delta_G = \Delta X_G / \Delta Z_G = 17$ мкрад.

Каждая пара пластин закреплена на отдельной платформе и с помощью подъемников Mk может юстироваться независимо от другой пары. Точность юстировки входного и выходного концов пар пластин – 1 мкм. Юстировка и наклон оси щелевого коллиматора на заданный угол α осуществляются дистанционно с пульта управления, а положение пластин контролируется с помощью микрометров, шкалы которых с помощью телекамер передаются на дисплей, расположенный на пульте управления.

Сформированный щелевым коллиматором пучок т.и.э. падает на рефлектор. В качестве рефлектора используется поверхность жидкой ртути, залитой наполовину в горизонтально установленную дюралюминиевую трубку размерами $\varnothing 30 \times 710$ мм, закрытую с торцов тонкими полиэтиленовыми крышками, или же стеклянная пластина размерами $\varnothing 30 \times 100 \times 800$ мм.

Ртуть выбрана в качестве отражателя по следующим соображениям. Критический угол п.в.о. увеличивается с ростом атомного номера элемента и его плотности. Так что использование ртути позволяет при прочих равных условиях продвигаться вверх по шкале энергий. С другой стороны, поверхность чистой ртути достаточно гладкая. По литературным данным [10] шероховатость (неровность) ее поверхности, обусловленная окисной пленкой и микроволнами сейсмического и теплового происхождения, не превышает нескольких десятков ангстрем. Чтобы получить такую глад-

кость поверхности на других материалах, потребовались бы очень большие усилия. Для сравнения укажем, что неровность поверхности используемого стеклянного рефлектора $\Delta X_r^{\text{Si}} \leq 500 \text{ \AA}$ [5].

Юстировка положения поверхности рефлектора проводится так же, как и пластин щелевого коллиматора, с помощью двух подъемных устройств *Mk* с пульта управления микротрона. Эксперименты с использованием ртутного рефлектора начинаются не ранее, чем через 15 мин после завершения юстировки (для затухания возникающих при этом волн на поверхности ртути).

Система детектирования пучка γ -квантов (порог детектирования ≤ 100 кэВ) установлена в измерительном павильоне на расстоянии 120 м от тормозной мишени, что позволяет относительно просто измерять угловые распределения с точностью лучше 10 мкрад. В системе использован сцинтилляционный детектор – спектрометрический кристалл NaI(Tl) размерами $\varnothing 63 \times 63$ мм с энергетическим разрешением $\sim 10\%$ при энергии 1.33 МэВ или счетный органический сцинтиллятор РОРОР размерами $10 \times 100 \times 100$ мм.

Спектрометрический детектор NaI(Tl) в одном импульсе ускорения длительностью $\tau = 2.5$ мкс регистрирует не более одного события, в связи с чем при больших значениях тока выведенного пучка электронов и высоты зазора щелевого коллиматора проявляются эффекты насыщения. В отличие от спектрометрического, счетный детектор (РОРОР) в импульсе ускорения может регистрировать более 10^2 событий.

Спектрометрический детектор использовался для измерения энергетических спектров первичного и отраженного излучения, а также для выделения угловых распределений в заданных энергетических интервалах ΔE_γ (окнах). Органический сцинтиллятор использовался в работах по юстировке экспериментальной установки и для установления интегральных угловых распределений. Спектрометр синхронизируется импульсами с.в.ч.-питания микротрона, что позволяет значительно снизить в спектрах вклады излучений естественного фона и наведенной активности.

Детекторы устанавливались на подъемном устройстве *Mm*, позволяющем с пульта управления изменять его вертикальное положение с точностью до 0.5 мм. Позиция детектора отмечалась по миллиметровой шкале, изображение которой с помощью телекамеры передавалось на пульт управления. Детектор сочленен со своим щелевым коллиматором, толщина свинцовых стенок которого с фронтальной стороны равна 15 см, а высота щели – 1 мм. Апертурный угол, под которым виден детектор из точки, расположенной на тормозной мишени, равен 8.3 мкрад. Именно этот угол и определяет точность угловых измерений.

Энергетическая градуировка спектрометра проведена по пикам полного поглощения γ -квантов 356 кэВ ^{132}Ba , 511 и 1275 кэВ ^{22}Na , 1173, 1332 и 2506 кэВ ^{60}Co и 15.1 МэВ фотоядерной реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \gamma')$.

Проведению эксперимента предшествует процедура юстировки элементов установки:

- совмещение центра пучка ускоренных электронов с центром тормозной мишени, которое осуществляется регулированием тока дипольного поворотного квадрупольного электромагнита, фокусирующего электронный пучок на тормозную мишень;

- центрирование осей вспомогательных коллиматоров по лучу лазера, проходящего через центр тормозной мишени и соответствующую ей по высоте точку на детекторной плоскости (соответствует оси *OZ*);

- юстировка системы коллимации по оси *OZ* – сначала при широких, а затем при узких зазорах щелевых коллиматоров, после чего осуществляется наклон оси системы коллимации на заданный угол α , при этом ось должна проходить через центр тормозной мишени;

- введение в сформированный пучок т.и.э. рефлектора и установление его поверхности в заданную позицию (ниже оси *OZ* в пределах ~ 1 мм), обеспечивающую падение на нее центральной части пучка.

Следует отметить, что сколлимированный щелевым коллиматором пучок γ -квантов можно условно разделить на три части: нижняя часть пучка попадает на торец рефлектора и поглощается в нем либо рассеивается в обратную полусферу; центральная часть попадает на гладкую поверхность рефлектора и испытывает зеркальное или диффузное отражение, а также поглощается в материале рефлектора; верхняя часть пучка пролетает над рефлектором и образует в плоскости детектирования распределение, соответствующее верхней части пучка, вышедшего из коллиматора. Кроме того, в детектор могут попадать γ -кванты, рассеянные на других объектах (стены, перекрытия, воздух и т.д.). Они образуют довольно равномерный, причем слабый, фон.

Сам эксперимент состоит в сканировании спектрометрическим детектором пространственного распределения т.и.э. как без рефлектора, так и после прохождения рефлектора. При этом позиция детектора по вертикали изменяется с шагом от 1 до 5 мм. Самые ответственные участки углового распределения (в области пиков) проходятся с минимальным шагом, а при сканировании менее ответственных участков шаг увеличивается. В частности, края углового распределения сканировались с шагом 5 мм. Время экспозиции составляло 300 с, но в наиболее интересных участках оно увеличивалось вплоть до 1800 с.

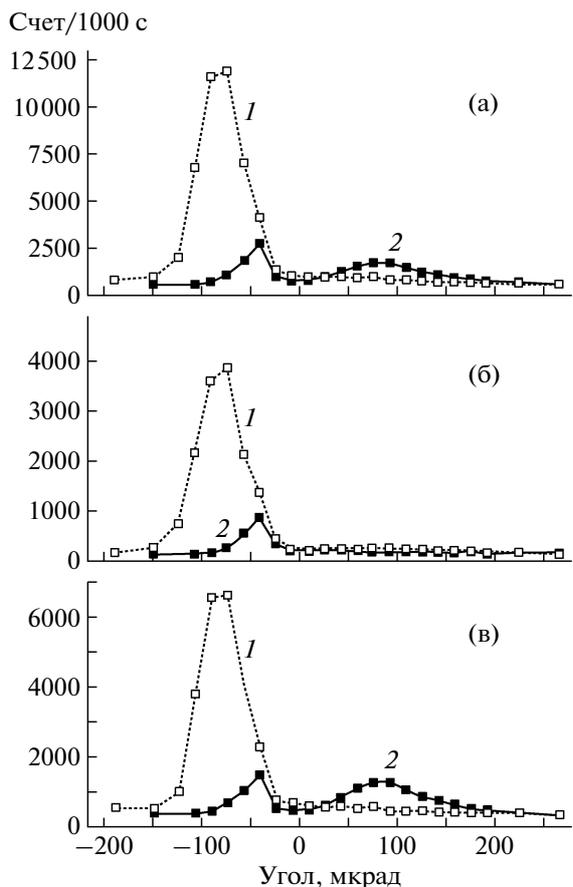


Рис. 4. Угловые распределения γ -квантов в пучках т.и.э.: после коллиматора (1) и после рефлектора (2). $E_e = 6.25$ МэВ, $\Delta X_G = 20$ мкм, $\Delta Z_R = 0.8$ м, $\alpha = -83$ мкрад ($\Delta X_T \approx 0$). а – интегральное угловое распределение; б и в – распределения в энергетическом интервале 1.2–3.7 МэВ и 0.2–1.2 МэВ соответственно.

В каждой позиции детектора снимался энергетический спектр тормозного излучения, так что в дальнейшем можно было получить как интегральное угловое распределение гамма-квантов, так и угловое распределение в заданных энергетических интервалах (окнах).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Выборочные экспериментальные результаты, полученные при энергии ускорения электронов от 6.5 до 11.8 МэВ, приведены на рис. 4–7 (более подробно с результатами экспериментов можно познакомиться в [8, 9]).

На рис. 4 при угле скольжения 83 мкрад (угол между осью падающего пучка и плоскостью рефлектора) и энергии ускорения 6.5 МэВ приведены: угловое распределение падающего на рефлектор пучка (кривые 1) и пучка, испытавшего отражение от рефлектора (кривые 2). На рис. 4а дано интегральное угловое распределение, а на рис. 4б,

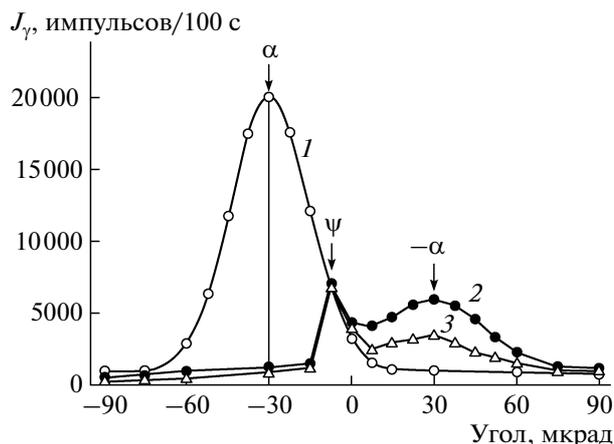


Рис. 5. Интегральные угловые распределения γ -квантов в пучках т.и.э.: после коллиматора (1) и после рефлектора (2 – Hg, 3 – Si), $E_e = 11.8$ МэВ, $\Delta X_G = 50$ мкм, $\Delta Z_G = 3$ м, $\alpha = -30$ мкрад.

4в – распределения в энергетических интервалах, подобранных так, что энергия квантов находится за пределами выполнения условий п.в.о. (рис. 4б) и находится в пределах этого условия (рис. 4в).

Из рис. 4 видно, что угловое распределение отраженных от рефлектора γ -квантов содержит два пика: левый пик образован той частью пучка, которая пролетела над рефлектором, а правый – это пик зеркального отражения (он расположен под углом отражения, равным углу падения). Причем этот результат повторяется при всех углах скольжения. В области энергий 1.2–3.7 МэВ (т.е. при энергиях, больших критической энергии п.в.о. при данном угле скольжения) пик зеркального отражения отсутствует.

Этот факт свидетельствует о том, что данное явление соответствует закономерностям п.в.о. Однако коэффициент отражения значительно меньше единицы (в данном случае ~ 0.1). Он определяется как отношение площади отраженного пика к площади той части пика падающего пучка, которая попала на отражающую поверхность рефлектора. Этот факт может быть объяснен наличием на поверхности ртути неровностей, а также тем обстоятельством, что п.в.о. происходит не только на самой поверхности раздела, но и с заходом во вторую среду (ртуть), в которой пучок γ -квантов частично поглощается.

На рис. 5 приведены угловое распределение γ -квантов, полученное без рефлектора, т.е. на выходе щелевого коллиматора (кривая 1), и интегральные угловые распределения после отражения от ртутного (кривая 2) и стеклянного (кривая 3) рефлекторов при угле скольжения 30 мкрад и энергии ускоренных электронов 11.8 МэВ. Видно, что и в этих случаях наблюдается зеркальное отражение, причем в случае ртутного рефлектора

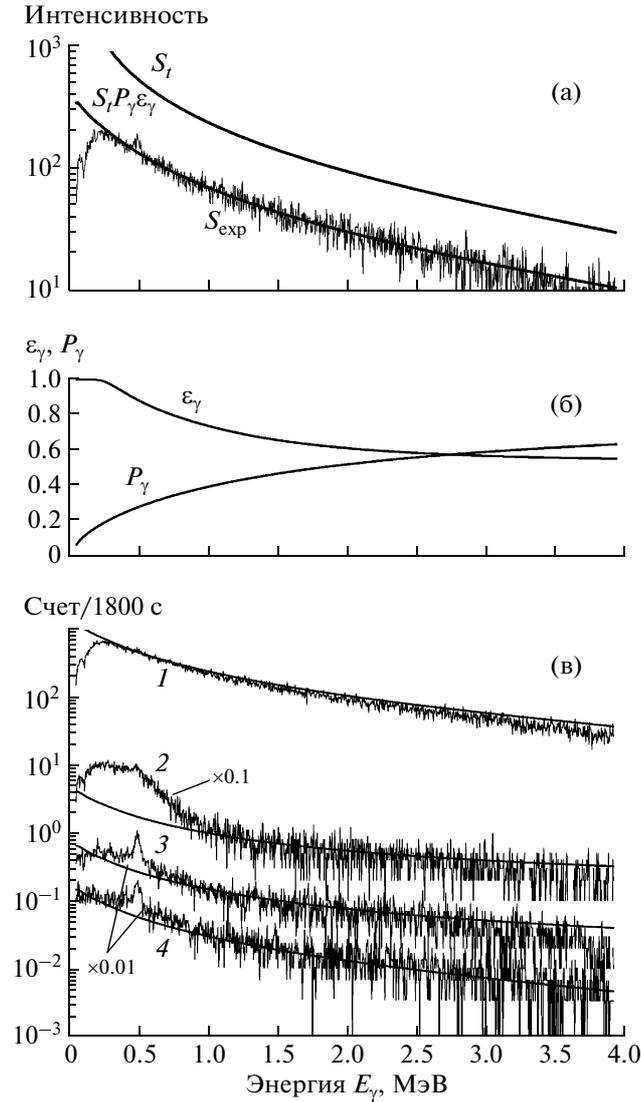


Рис. 6. а – экспериментальный спектр $S_{\text{exp}} = S_G(0, 0)$, аппроксимированный расчетными распределениями $S_t P_\gamma \varepsilon_\gamma$ (S_t – распределение Шиффа; б: P_γ – вероятность пролета γ -квантами воздушной среды, ε_γ – эффективность регистрации); в – спектры γ -квантов в пучках т.и.э.: после коллиматора (1 – $S_G(\alpha, \alpha)$), 3 – $S_G(\alpha, -\alpha)$) и после рефлектора (2 – $S_R(\alpha, -\alpha)$, 4 – $S_R(\alpha, \alpha)$), $E_e = 6.25$ МэВ, $\Delta X_G = 20$ мкм, $\Delta Z_G = 0.8$ м, $\alpha = -83$ мкрад.

пик виден отчетливо, а в случае стеклянного он выражен гораздо слабее.

Рассмотрим теперь как влияет зеркальное отражение на форму спектров тормозного излучения. Соответствующие результаты приведены на рис. 6. Кривая S_t на рис. 6а отражает полученное теоретически распределение Шиффа квантов тормозного излучения по энергии. Под ней приведен экспериментальный спектр S_{exp} тормозного излучения, полученный без рефлектора и измеренный в плоскости детектирования (на расстоя-

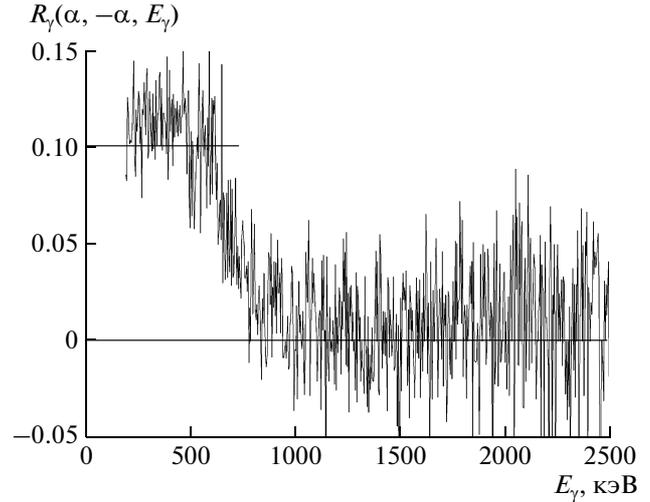


Рис. 7. Энергетическая R_γ -зависимость коэффициента п.в.о. γ -квантов от поверхности ртутного рефлектора ($E_e = 6.25$ МэВ, $\Delta X_G = 20$ мкм, $\Delta Z_G = 0.8$ м, $\alpha = -83$ мкрад).

нии 120 м от мишени). Он аппроксимирован кривой Шиффа [11] с поправками на поглощение в 120-м слое воздуха (P_γ) [12] и эффективность регистрации квантов детектором (ε_γ) [13], т.е. кривой $S_t P_\gamma \varepsilon_\gamma$. Практически они различаются только наличием в экспериментальном спектре относительно слабого вклада аннигиляционного излучения. Сами кривые $P_\gamma(E_\gamma)$ и $\varepsilon_\gamma(E_\gamma)$ приведены на рис. 6б. Как видно, аппроксимация вполне удовлетворительная.

На рис. 6в приведены четыре спектра. Спектр 1 получен без рефлектора (т.е. на выходе щелевого коллиматора) в центре пика углового распределения. Спектр 2 снят в области пика зеркального отражения, а спектр 3 получен в этой же точке, но при отсутствии рефлектора. Спектр 4 образован квантами, пролетевшими над рефлектором (т.е. не испытавшими отражения). Спектры 3 и 4 отличаются по форме от спектра 1 только более выраженным пиком аннигиляционного излучения (0.511 МэВ), которое, в отличие от тормозного, изотропно, а в спектре 2 низкоэнергетическая часть ($E_\gamma < 1$ МэВ), для которой выполняется условие п.в.о., имеет существенно более высокую интенсивность (в 2–5 раз) по сравнению с участками спектра, для которых условие п.в.о. не выполняется. Естественной и практически очевидной является следующая интерпретация этого факта: на распределение квантов, вышедших из щелевого коллиматора, накладывается распределение γ -квантов, зеркально отраженных от рефлектора.

Отношения спектров 2 и 1 на рис. 6в: $R_\gamma = [S_R(\alpha, -\alpha)/S_G(\alpha, \alpha)] - 1$ дают представление (рис. 7) об энергетической зависимости коэффи-

циента п.в.о. γ -квантов (углу $\alpha = 83$ мкрад соответствует критическая энергия п.в.о. от поверхности ртути $E_{\gamma} \leq 0.8$ МэВ).

Таким образом, совокупность рассмотренных результатов свидетельствует о том, что зеркальное отражение γ -квантов от гладкой аморфной поверхности происходит при углах скольжения в десятки микроградан.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На первом этапе исследований было необходимо экспериментально убедиться в том, что зеркальное отражение γ -квантов существует. На следующем этапе возникает задача повышения коэффициента отражения, насколько это возможно. Ставить вопрос об управлении пучками γ -излучения можно лишь в том случае, когда коэффициент отражения близок к единице. Причина состоит в том, что системы поликапиллярной оптики, применяемые в области мягкого рентгена и которые, в принципе, могут быть применены и в области γ -излучения, используют многократное п.в.о. Если коэффициент отражения существенно меньше единицы, то при нескольких десятках, а тем более сотнях отражений, до выхода из системы дойдет лишь ничтожная доля энергии первичного излучения.

Увеличение коэффициента п.в.о., в первую очередь, связано с уменьшением неровностей отражающей поверхности. Конечно, капилляры можно изготавливать лишь из твердых материалов, например из стекла. Но исследования удобнее проводить на ртути. Поверхность жидкой ртути довольно гладкая, но ее можно еще улучшить. Для этого необходимо удалить окисную пленку с поверхности ртути, вакуумировать сосуд с ртутью (чтобы избежать образования окисной пленки),

термостатировать этот сосуд, чтобы ликвидировать разность температур в разных частях трубки и изменение температуры со временем (свести к минимуму волны термического происхождения), и использовать антивибрационный стол для исключения колебаний поверхности ртути сейсмического происхождения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Compton A.* // Phys. Rev. 1922. V. 20. P. 84.
2. X-ray and Neutron Capillary Optics II. Zvenigorod, Russia, Proceeding of SPIE, 2004.
3. *Блохин М.А.* Физика рентгеновских лучей. М.: Гостехиздат, 1953. С. 206–233.
4. *Аркадьев А., Кумахов М.А., Огнев Л.И.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 21. С. 1307.
5. *Глебов В.И., Денисов Э.И., Жеваго Н.К. и др.* // Журн. техн. физики. 1985. Т. 55. Вып. 9. С. 1785.
6. *Alimov G.R., Kumakhov M.A., Muminov A.T. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. B. 2004. V. 222. P. 681.
7. *Alimov G.R., Kumakhov M.A., Muminov A.T. et al.* // Technical Physics. 2007. V. 52. № 9. P. 1225.
8. *Муминов А.Т., Муминов Т.М., Скворцов В.В. и др.* // Журн. техн. физики. 2011. Т. 8. Вып. 9. С. 58.
9. *Икрамов А.К., Муминов А.Т., Муминов Т.М. и др.* Препринт ИЯФ АН РУз, Р-2-294. 2011.
10. *Shpyrko O.I.* Experimental X-ray studies of liquid surfaces. Phd. thesis. Harvard University, Department of physics. 2004; <http://arxiv.org/abs/cond-mat/0407333>
11. *Schiff L.I.* // Phys. Rev. 1951. V. 83. № 2. P. 252.
12. *Hubbell J., Seltzer S.M.* // National Institute of Standards and Technology Report 5632. 1995; <http://www.nist.gov/index.html>
13. X-Ray Attenuation and Energy Absorption for Wolfram Mathematica 6; <http://library.wolfram.com/infocenter/TechNotes/4267/>