

Экспериментальное обнаружение зеркального отражения γ -квантов

© А.Т. Муминов,¹ Т.М. Муминов,¹ К. Норбоев,² Б.С. Османов,²
У.С. Салихбаев,³ А.Н. Сафаров,² В.В. Скворцов¹, Р.Д. Сулейманов²

¹ НИИ прикладной физики Национального университета Узбекистана,
100174 Ташкент, Узбекистан

² Самаркандский государственный университет,
140104 Самарканд, Узбекистан

³ Институт ядерной физики АН РУз,
100214 Ташкент, Узбекистан
e-mail: rinat.suleymanov@gmail.com

(Поступило в Редакцию 16 декабря 2010 г.)

На 118-метровой пролетной базе исследовано рассеяние пучка тормозного излучения электронов ($E_e = 6.25$ MeV), скользящего с вертикальной расходимостью $\delta_\gamma \approx \pm 60 \mu\text{rad}$, падающего на поверхность ртути под углами скольжения $\alpha = -37, -83, -140 \mu\text{rad}$. В спектральных и угловых распределениях γ -квантов с энергиями вплоть до 3 MeV обнаружен эффект зеркального отражения. Коэффициенты отражения в зависимости от углов падения и энергии γ -квантов изменяются в пределах от 0 до $\sim 17\%$.

Введение

Во всех диапазонах электромагнитного излучения, за исключением жесткого рентгеновского и γ -излучения, обнаружено, хорошо изучено и широко используется в научных и практических целях явление зеркального отражения: плотного внутреннего (ПВО) — в мягком рентгеновском. Явление ПВО в соответствии с классической волновой теорией [1] проявляется при падении излучения с длиной волны $\lambda < d$ на поверхность среды с межатомным расстоянием d и высотой шероховатостей $\Delta x \leq \lambda/8\theta_c$ под углами скольжения меньше критического

$$\theta_c = (eh/2E_\theta\pi) \times (ZN_A\rho/Am_e\varepsilon_0)^{1/2}, \quad (1)$$

где e и m — заряд и масса электрона, h — постоянная Планка, E_θ — максимальная (критическая для угла θ_c) энергия γ -кванта, N_A — постоянная Авогадро; Z , A и ρ — эффективный атомный номер, атомная масса и плотность вещества отражающей поверхности, ε_0 — электрическая постоянная. Однако более детальное теоретическое рассмотрение проблемы показало, что ПВО должно выполняться при $\lambda < d$ (см., например работы [2,3]).

Многочисленные экспериментальные работы, посвященные исследованию и применению ПВО, относятся к области энергий квантовой $h\nu < 100$ keV (см., например, [4,5]), в которой λ хотя и меньше d , но не намного — $d/\lambda \leq 5$.

Запретов на протекание данного процесса и в жесткой области $\lambda \ll d$ нет, а условия проведения соответствующего эксперимента, хоть и более жесткие, но вполне выполнимы. Действительно, при ожидаемых из соотношения (1) значениях критического угла ПВО $\theta < 10^{-3}$ rad (рис. 1) основным механизмом из упругого

взаимодействия с веществом является релеевское рассеяние (сечение $\sigma \approx 1/\sin^3(\theta/2)$) на связанных электронах коллектива атомов, расположенных в поверхностном слое среды с поперечными и продольными размерами в сотни и тысячи ангстрем соответственно и неровностями, не превышающими толщины этого слоя, причем величина неровностей влияет на коэффициент отражения γ -квантов, а не на сам факт отражения (см., например, [2,3]).

Тем не менее известна лишь одна попытка экспериментального обнаружения ПВО γ -излучения в 1985 г. [2]. В этом эксперименте γ -излучение 122 keV ^{57}Co , скользящее в тонкий горизонтальный пучок с вертикальной расходимостью $\delta_\gamma = \pm 20 \mu\text{rad}$, скользило по плоской поверхности стекла (угол наклона которого к оси сформированного пучка варьировал в пределах $0 < \theta < 300 \mu\text{rad}$) и регистрировалось на расстоянии 10 м от стекла детектором со щелевым коллиматором, вертикальные позиции которого последовательно изменялись. Однако в этом

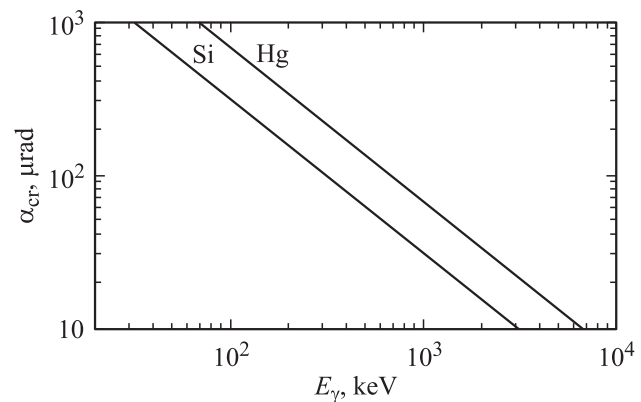


Рис. 1. Энергетические зависимости критического угла ПВО γ -квантов от поверхности Si и Hg в соответствии с соотношением (1).

эксперименте вместо ожидаемых пиков зеркального отражения проявились лишь слабые уширения угловых распределений γ -квантов. Это не очень убедительный результат, особенно если учесть, что ожидаемые из соотношения (1) значения θ значительно больше угловой расходимости пучка, и пик зеркального отражения должен хорошо отделяться от пика падающего пучка.

Более убедительные результаты получены в наших исследованиях в 1997–2006 гг. [6–9], проведенных на сформированном с вертикальной расходимостью $\delta_\gamma = \pm(100–150) \mu\text{rad}$ пучке тормозного излучения электронов (ТИЭ) с энергией $E_e = 12 \text{ MeV}$ микротрона МТ-22С Самаркандского государственного университета [10]. В этих экспериментах γ -кванты центральной части сформированного пучка скользили по плоской поверхности стекла (неровности $\sim 50 \text{ nm}$), наклоненного к оси симметрии пучка на угол $\alpha \approx 100 \mu\text{rad}$. Угловое и энергетическое распределения γ -квантов, рассеянных стеклянным отражателем, исследовались с использованием сто- и трехсотметровой пролетной базы. Условия эксперимента ($\alpha \leq \delta_\gamma$, $E_\alpha \leq 300 \text{ keV}$) позволили в угловых распределениях γ -квантов под углами, близкими к углу зеркального отражения, обнаружить широкое плато и даже слабо выраженные пики. Однако и этот результат нельзя рассматривать как убедительное экспериментальное доказательство существования зеркального отражения в γ -диапазоне. Для этого необходимо обнаружить отчетливое проявление пика при угле отражения, равном углу падения.

Пики зеркального отражения γ -квантов обнаружены в наших последующих экспериментах, проведенных при вертикальной расходимости сформированного пучка ТИЭ $\delta_\gamma \approx \pm 60 \mu\text{rad}$ и использовании в качестве рефлектора поверхности жидкой ртути. Ниже приведено описание этих экспериментов.

1. Методика эксперимента

1.1. Экспериментальная установка, методика измерений

Схема установки и геометрия эксперимента (в плоскости XZ) поясняются на рис. 2 (начало прямоугольной системы координат находится ниже центра тормозной мишени на 0.6 mm , ось OZ совпадает с направлением пучка электронов, падающих на мишень, и проходит по поверхности рефлектора, оси OY и OX в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно перпендикулярны оси OZ).

Основными и вспомогательными элементами установки являются:

- микротрон МТ-22С (энергия ускорения — до $E_e \approx 22 \text{ MeV}$, средний ток пучка до $I_e \approx 20 \mu\text{A}$, длительность импульса $\tau \approx 2.5 \mu\text{s}$, частота следования импульсов $f = 386 \text{ Hz}$, диаметр сечения пучка $\sim 5 \text{ mm}$, распределение электронов в поперечном сечении пучка — примерно гауссовское);

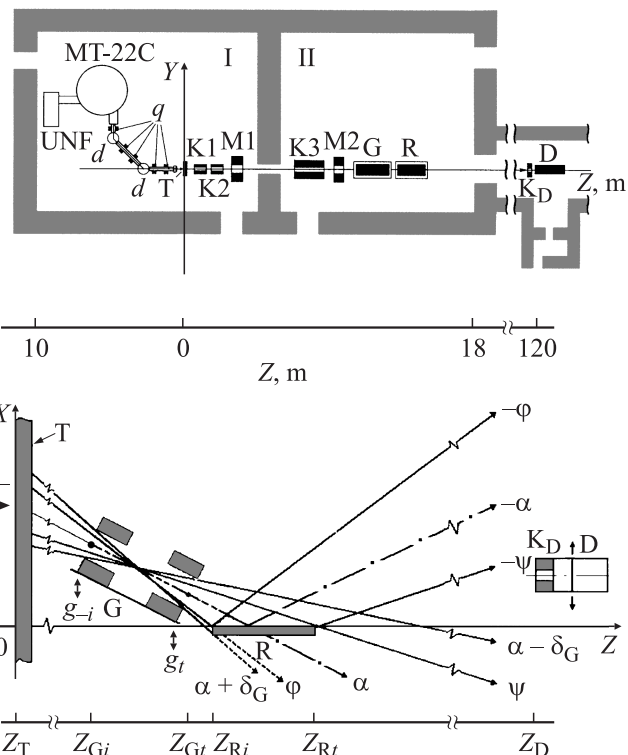


Рис. 2. Схема экспериментальной установки и геометрии эксперимента (указаны траектории и углы первичных γ -квантов, e^- — центр пучка электронов) $Z_T = 0$, $Z_{Gi} = 6.50$, $Z_{Gt} = 7.30$, $Z_{Ri} = 7.36$, $Z_{Rt} = 8.07$ и $Z_D = 118 \text{ m}$.

- система транспортировки электронного пучка (дублеты квадрупольных магнитов q , дипольные поворотные магниты d и вакуумный цилиндрический электроновод с тонким выходным окном), который выводится к мишени под прямым углом;

- тормозная мишень T (вольфрамовый диск диаметром 40 и толщиной 1 mm , соединенный с интегратором тока, показания которого выводятся на пульт управления), генерирующая ТИЭ;

- промежуточные коллиматоры $K1–K3$ (свинцовые цилиндры диаметром $100–500$ и длинами $330–600 \text{ mm}$ со сквозными отверстиями вдоль оси OZ диаметром $10–20 \text{ mm}$) и дипольные магниты $M1, M2$ (индукция в зазорах 0.1 T) для снижения фона, создаваемого рассеянными γ -квантами и вторичными заряженными частицами;

- целевой коллиматор G (4 свинцовые пластины со шлифованной поверхностью размером $X \times Y \times Z = 20 \times 50 \times 100 \text{ mm}$, установленные попарно на краях стеклянной платформы длиной $\Delta Z_G = 800 \text{ mm}$, высота горизонтальной щели между пластинами в парах задается прокладками, калиброванными по толщине), формирующий тонкий, плоский пучок γ -квантов;

- система установки угла наклона целевого коллиматора $\alpha = (X_{Gi} - X_{Gt}) / \Delta Z_G$ (угол между осью симметрии, проходящей через центры входной X_{Gi} и выходной X_{Gt} щелей и осью OZ), состоящая из двух дистанционно

управляемых микроподъемных устройств g_i и g_t , установленных на краях его платформы;

— рефлектор R (горизонтальная поверхность ртути, залитой до половины горизонтально установленной дюралюминиевой трубки диаметром 30 mm и длиной $\Delta Z_R = 710$ mm, с торцов закрытой полиэтиленовыми крышками);

— γ -спектрометр со сцинтилляционным детектором D (на основе кристалла NaI(Tl) диаметром 63 mm, энергетическое разрешение на линии 1332 keV порядка 10%, энергетическая градуировка линейна до $E_\gamma \approx 22$ MeV); перед детектором расположен свинцовый щелевой коллиматор K_D (диаметром 150 mm, длиной $\Delta Z_D = 150$ mm, горизонтальная щель высотой $\Delta X_D = 1$ mm, вертикальная апертура $\delta_D = \Delta X_D / \Delta Z_D = \pm 6.7$ mrad). Детектор и коллиматор K_D смонтированы на подвижной (по вертикали) платформе. Вертикальные позиции центра щели коллиматора X_D устанавливаются с пульта управления с точностью ~ 0.5 mm. Регистрация, накопление и обработка спектрометрической информации осуществляются на PC IBM, работающем в качестве 1024 канального анализатора импульсов. Спектрометр синхронизируется импульсами с СВЧ системы питания микротрона и в процессе единичного цикла ускорения регистрирует не более одного события (интенсивность γ -квантов естественного фона в спектрах незначительна);

— четыре видеокамеры, передающие на экран видеомонитора (на пульте управления) изображения светового пятна на люминесцирующей пленке, установленной на фронтальной поверхности тормозной мишени (для контроля положения пучка электронов), показания микрометров на краях платформы коллиматора G (контроль позиций входной X_{Gi} и выходной X_{Gt} точек оси коллиматора) и миллиметровой шкалы у щели детекторного коллиматора (контроль позиции X_D центра щели).

Уровень вибраций экспериментальной установки минимален, так как она размещена в бетонном бункере с толщиной стен и перекрытий 1.5 m на глубине 10 m от поверхности земли, а сам объект находится далеко за чертой города. Микротрон, электродвигатели его системы питания и форвакуумных насосов, тормозная мишень расположены в первом экспериментальном зале. При этом электродвигатели установлены на отдельных фундаментах и на резиновых амортизаторах. Щелевой коллиматор и рефлектор расположены во втором экспериментальном зале, детектор — в измерительном павильоне (который соединен с экспериментальными залами транспортным каналом длиной 100 m и сечением 2×2 m²) на расстоянии $Z_D = 118$ m от тормозной мишени.

Предварительная юстировка позиций тормозной мишени T, щелевого коллиматора G, рефлектора R и детекторного коллиматора K_D проводилась по лучу лазера, окончательная — по вершинам угловых распределений сформированного пучка ТИЭ (см. ниже).

Эксперимент заключался в измерении спектров γ -квантов сформированного пучка под углами детектирования θ , изменяемыми с шагом $\Delta\theta$ в пределах углов от η до ω , в отсутствие рефлектора — $S_G(\alpha, \theta)$ и с рефлектором — $S_R(\alpha, \theta)$. По интенсивностям спектров $S_G(\alpha, \theta)$ и $S_R(\alpha, \theta)$ в выбранных энергетических окнах ε устанавливались соответствующие угловые распределения интенсивности γ -квантов $U_G(\alpha, \theta, \varepsilon)$ и $U_R(\alpha, \theta, \varepsilon)$.

1.2. Условия измерений

Эксперименты проведены в следующих условиях:

— энергия электронов выведенного пучка $E_e = 6.25$ MeV, средний ток пучка $I_e = 3.5$ μ A, расходимость генерируемого в тормозной мишени пучка ТИЭ $\delta_T \approx mc^2/E_e \approx 82$ mrad, снижение энергии электронов с 12 до 6.25 MeV позволило уменьшить относительную интенсивность фоновых γ -квантов в сформированном пучке в ~ 2 раза;

— высота зазора щели коллиматора G $\Delta X_G = 20$ μ m и соответствует геометрической апертуре $\delta_G \approx \Delta X_G / Z_G \approx \pm 25$ μ rad; углы наклона щелевого коллиматора $\alpha = -37, -83$ и -140 μ rad, соответствующие позиции центров его входной и выходной щелей $X_{Gi} = 40, 86, 136$ и $X_{Gt} = 10, 20$ и 24 μ m (с погрешностями ± 2 μ m) и отношения интенсивности сформированного пучка ТИЭ $\sim 4/10/2.3$;

— угловые позиции, в которых измерялись спектры, в зависимости от участка угловых распределений изменялись с шагом $\Delta\theta = 17-85$ μ rad, а угловые диапазоны в зависимости от α , — в пределах от $\eta = -(150-170)$ до $\omega = 170-430$ μ rad;

— регистрация γ -спектров проведена в диапазоне энергий 0.2–4 MeV;

— длительность отдельного измерения γ -спектра ТИЭ выбрана $t = 100$ s (соответствующий заряд на мишени равен 0.35 mKe), и только для отдельных позиций θ при $\alpha = -83$ μ rad длительность измерения доведена до 1800 s.

Отметим, что выбранные условия не являются оптимальными, так как ограничивают объем статистики, набираемой в экспериментах. Их выбор обусловлен тем, что значения тока электронного пучка I_e , длительности t измерения отдельных спектров, диапазон углов изменения $\eta \leq \theta \leq \omega$ и шаги изменения угловых позиций $\Delta\theta$ ограничены по техническим причинам (ввиду изношенности блоков питания микротрона стабильность параметров выведенного электронного пучка поддерживается при токах $I_e \leq 4$ μ A в течение не более 5 h).

1.3. Ожидаемые результаты

В результате взаимодействия γ -квантов со щелевым коллиматором, рефлектором, другими объектами (вспомогательные элементы установки, нижние, верхние и боковые поверхности помещений, воздушная среда, детекторный коллиматор) и детектором, их спектры и угловые распределения должны трансформироваться.

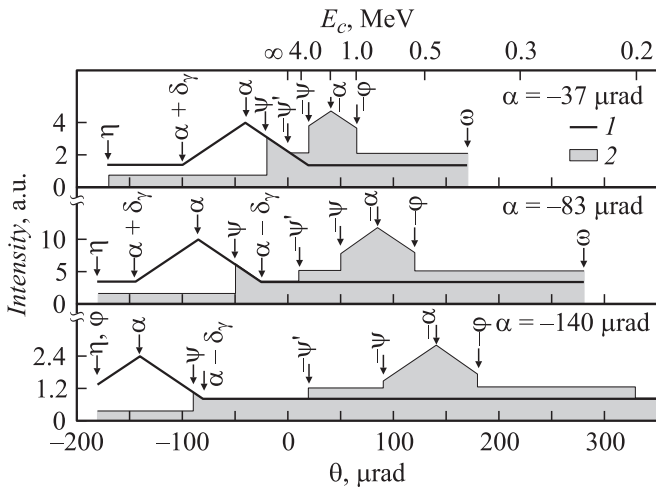


Рис. 3. Схемы ожидаемых угловых распределений γ -квантов в измерениях: без рефлектора (1) и с рефлектором (2) для случая $E_\gamma < E_c$.

Из рассмотрения процессов, происходящих в плоскости XZ при выбранных экспериментальных условиях, следует ожидать (рис. 3):

— генерируемые в мишени под углами $\alpha - \delta_G \leq \theta \leq \alpha + \delta_G$ γ -кванты должны пролетать сквозь щель коллиматора G (далее первичные), а остальные в результате фотоэффекта, комптоновского взаимодействия или образования e^-e^+ пар (другими видами взаимодействий пренебрегаем) — поглотиться в нем либо рассеяться или же создать аннигиляционное излучение на щели коллиматора (далее вторичные) или на других объектах (далее фоновые). Угловые распределения первичных, вторичных и фоновых γ -квантов можно рассматривать как гауссовские с вершинами в позициях $\theta = \alpha$ и расходимостями δ_G , $\delta_\gamma > \delta_G$ и δ_D соответственно. Отметим, что интенсивность первичных γ -квантов должна быть ниже, чем вторичных, а относительный вклад аннигиляционного компонента в спектрах должен возрастать с уменьшением интенсивности регистрируемого излучения (из-за аппаратных эффектов). Отсчет углов производится от оси OZ : вверх — положительные значения, вниз — отрицательные;

— вследствие ограниченной длины рефлектора первичные γ -кванты в области углов:

- $\theta \geq \psi$, где $\psi = (X_{Gi} - \Delta X_G/2)/(Z_{Gi} - Z_{Ri})$, должны пролететь над рефлектором,
- $\varphi \leq \theta \leq \psi$, где $\varphi = (X_{Gi} + \Delta X_G/2)/(Z_{Gi} - Z_{Ri})$, должны попасть на поверхность рефлектора (далее падающие) и либо поглотиться, либо преобразоваться в рефлекторное излучение — некогерентное (комптоновское рассеяние, аннигиляционное излучение) или когерентное (зеркальное отражение) в области $\theta > 0$,
- $\theta \leq \varphi$ должны попасть на торец или платформу рефлектора и либо поглотиться, либо преобразоваться во вторичные γ -кванты, в обратном от детектора направлении;

— подобные же процессы должны происходить и со вторичными γ -квантами, но при этом соответствующие углы $\varphi' < \varphi$ и $\psi' > \psi$, где $\varphi' = (X_{Gi} + \Delta X_G/2)/(Z_{Gi} + Z_{Ri})$ и $\psi' = (X_{Gi} - \Delta X_G/2)/(Z_{Gi} - Z_{Ri})$ (для вторичных γ -квантов, образовавшихся на краях выходной щели коллиматора G);

— детекторный коллиматор обуславливает регистрацию первичных γ -квантов в пределах углов $\Delta\theta_T = (X_D \pm \Delta X_D)/Z_D$; вторичных и рефлекторных — в пределах $\Delta\theta_{G,R} = (X_D \pm \Delta X_D)/(Z_D - Z_{G,R})$ (различиями в 1.059–1.066 mrad между $\theta_{G,R}$ и θ_T можно пренебречь) и фоновых — в пределах $\Delta\theta_f = \delta_D$.

Спектры $S_G(\alpha, \gamma, \theta)$ и $S_R(\alpha, \theta > \theta_c)$ должны заметно отличаться от расчетных распределений $C = S_\gamma P_\gamma \varepsilon_\gamma$, где S_γ — спектр Шиффа для ТИЭ с энергией $E_e = 6.25$ MeV [11], P_γ — вероятность пролета γ -квантами воздушной среды „тормозная мишень-детектор“ [12], ε_γ — эффективность их регистрации детектором [13] в области аннигиляционного излучения. Что касается спектров $S_R(\alpha, \theta < \theta_c)$, то их интенсивность должна превышать распределения C в области энергий рефлекторного излучения.

Угловые распределения γ -квантов $U_G(\alpha, \theta, \varepsilon)$ должны представлять собой суперпозицию первичных (расходимость δ_G), вторичных ($\delta_\gamma > \delta_G$) и фоновых ($\delta_f = \delta_D$) γ -квантов.

Угловые распределения $U_R(\alpha, \theta, \varepsilon)$ должны состоять из распределений $U_G(\alpha, \theta \geq \psi, \varepsilon)$, накладывающихся на них в области $\theta > -\psi$ рефлекторного излучения и фона в области $\theta < \psi$ (вторичные γ -кванты экранируются рефлектором). В случае положения окон в области $\varepsilon < E_c$ рефлекторное излучение в интервале углов $-\psi \leq \theta \leq -\varphi$ (если $\psi \geq \min\theta_c$, $\varphi \leq \max\theta_c$, где $\min\theta_c = 17 \mu\text{rad}$ (для $E_\psi = 4$ MeV) и $\max\theta_c = 330 \mu\text{rad}$ (для $E_\varphi = 0.2$ MeV)) должно включать в себя распределение зеркально отраженных первичных и вторичных γ -квантов с вершинами пиков в позициях $\theta = -\alpha$. При перемещении окон в высокоэнергетическую область их верхние границы должны смещаться в сторону малых углов, а при $\varepsilon > E_c$ отражение должно исчезнуть.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

2.1. Спектры и угловые распределения γ -квантов

На рис. 4 и 5 приведены спектры $S_G(\alpha, \theta)$ и $S_R(\alpha, \theta)$, измеренные при $\alpha = -83 \mu\text{rad}$ и $\theta = \alpha, \psi, -\alpha$ и ω , и угловые распределения $U_G(\alpha, \theta, \varepsilon)$ и $U_R(\alpha, \theta, \varepsilon)$, измеренные при углах $\alpha = -37, -83$ и $-140 \mu\text{rad}$, и отсортированные по отдельным окнам ε . В соответствии с ожидаемым (см. рис. 3):

— спектры квантов, не взаимодействующих с рефлектором $S_G(\alpha, \theta)$, $S_r(\alpha, \theta = \alpha, \psi$ и $\omega)$, заметно отличаются от расчетных распределений C наличием аннигиляционного компонента, а спектр γ -квантов, взаимо-

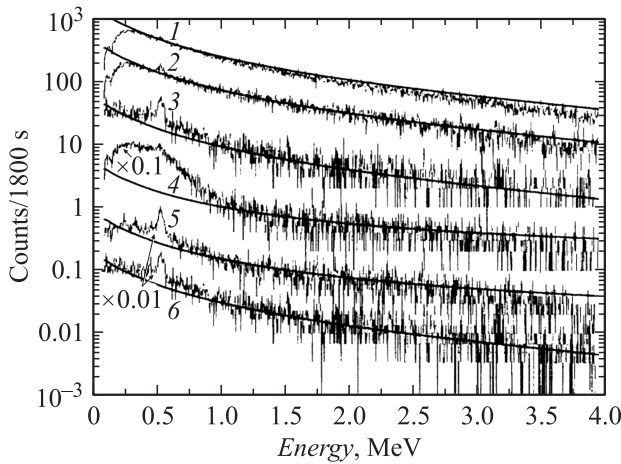


Рис. 4. Спектры γ -квантов сформированного пучка ТИЭ: 1 — $S_g(\alpha, \theta = \alpha)$; 2 — $S_g(\alpha, \theta = \psi) \approx S_r(\alpha, \theta = \psi)$; 3 — $S_g(\alpha, \theta = \omega) \approx S_r(\alpha, \theta = \omega)$, $\alpha = -83 \mu\text{rad}$; 4 — $S_r(\alpha, \theta = -\alpha)$; 5 — $S_g(\alpha, \theta = -\alpha)$; 6 — $S_r(\alpha, \theta = \alpha)$.

действующих с рефлектором $S_R(\alpha, \theta = -\alpha)$ — и повышенной интенсивностью в области $E_\gamma \leq E_\alpha \approx 0.9 \text{ MeV}$;

— угловые распределения $U_G(\alpha, \theta, \varepsilon)$ представляют собой пики с вершинами в позициях $\theta = \alpha$ и расходимостью $\delta_\gamma \approx \pm 60 \mu\text{rad}$, накладывающиеся на распределения фоновых γ -квантов, интенсивность которых слабо спадает по мере удаления от пиков. При смещении окон ε в высокоэнергетическую область интенсивность распределений $U_G(\alpha, \theta, \varepsilon)$ спадает;

— распределения $U_R(\alpha, \theta, \varepsilon)$ состоят из фона в области $\theta < \psi$, распределений $U_G(\alpha, \theta \geq \psi, \varepsilon)$ и налагающегося на них в области $\theta \geq -\psi'$ рефлекторного излучения; при окнах $\varepsilon \leq E_\psi$ проявляются пики с вершинами в позициях $\theta = -\alpha$ и размытыми границами. По мере перемещения окон в высокоэнергетическую область их верхние границы смещаются в область малых углов, и при окнах $\varepsilon \geq E_\psi$ рефлекторное излучение практически исчезает.

2.2. Коэффициенты отражения γ -квантов

Набор угловых позиций и набранная статистика ограничили возможность анализа экспериментальных результатов оценкой значений коэффициента отражения γ -квантов в зависимости от энергии — по спектрам, измеренным в позиции $\theta = -\alpha = 83 \mu\text{m}$ и в зависимости от углов рассеяния — по угловым распределениям в относительно широких энергетических окнах, в интервале углов $-\psi \leq \theta \leq -\varphi$.

Коэффициенты отражения γ -квантов по соотношениям:

$$R(\alpha, \alpha, E_\gamma) = K(\alpha, \alpha, E_\gamma) - S_N(\alpha, -\alpha)/S_G(\alpha, \alpha)$$

и

$$R(\alpha, \theta, \varepsilon) = K(\alpha, \theta, \varepsilon) - U_N(\alpha, \theta \geq 0, \varepsilon)/^*U_G(\alpha, \theta \geq 0, \varepsilon),$$

где

$$K(\alpha, \alpha, E_\gamma) = S_R(\alpha, -\alpha)/S_G(\alpha, \alpha)$$

и

$$K(\alpha, \theta, \varepsilon) = U_R(\alpha, \theta, \varepsilon)/^*U_G(\alpha, \theta, \varepsilon)$$

— отношения спектров и угловых распределений рефлекторного и падающего излучений;

— $S_R(\alpha, \alpha) = S_R(\alpha, -\alpha) - S_G(\alpha, -\alpha)$ и $S_G(\alpha, \alpha) = S_G(\alpha, \alpha) - S_R(\alpha, \alpha)$ — спектры рефлекторного и падающего на рефлектор излучений;

— $U_R(\alpha, \theta, \varepsilon) = U_R(\alpha, \theta \leq 0, \varepsilon) - U_G(\alpha, \theta \leq 0, \varepsilon)$ и $^*U_G(\alpha, \theta, \varepsilon)$ — угловые распределения зеркального отражения и инвертированного по знаку θ распределения $U_G(\alpha, \theta, \varepsilon) = U_G(\alpha, \theta \leq 0, \varepsilon) - U_R(\alpha, \theta \leq 0, \varepsilon)$;

— $S_M(\alpha, -\alpha)$ и $U_N(\alpha, \theta, \varepsilon)$ — спектры и угловые распределения некогерентной составляющей рефлекторного излучения, значения которых оценены в предположении постоянства коэффициентов отражения и изотропности некогерентной составляющей рефлекторного излучения по усредненным значениям отношений разностей величин $K(\alpha, \theta, \varepsilon)$ в позициях $\theta = -\alpha$ и $-\psi \leq \theta \leq \psi$ как

- $U_N(\alpha, \theta, \varepsilon) = [K(\alpha, \alpha, \varepsilon) - K(\alpha, \theta_1, \varepsilon)] / \{ [1/U_G(\alpha, \alpha, \varepsilon)] - [1/U_G(\alpha, \theta_1, \varepsilon)] \}$,
- $S_N(\alpha, -\alpha) = S_R(\alpha, -\alpha)U_N(\alpha, \theta, \varepsilon)/U_G(\alpha, -\alpha, \varepsilon)$.

На рис. 6 приведены угловые распределения $U_R(\alpha, \theta, \varepsilon)$ и $^*U_G(\alpha, \theta, \varepsilon)$ рефлекторного и падающего излучений, их отношения $K(\alpha, \theta, \varepsilon)$ и расчетные распределения $^cU_R(\alpha, \theta, \varepsilon) = R(\alpha, \theta, \varepsilon)^*U_G(\alpha, \theta, \varepsilon) + U_N(\alpha, \theta, \varepsilon)$, а на рис. 7 — зависимость отношения спектров зеркально отраженного и падающего излучений для случая $\alpha = -83 \mu\text{rad}$. Рассмотрение этих данных свидетельствует:

— расчетные распределения $^cU_R(\alpha, \theta, \varepsilon)$ удовлетворительно согласуются с экспериментальными значениями $U_R(\alpha, \theta, \varepsilon)$;

— значения коэффициентов отражения γ -квантов $R(\alpha, \theta, \varepsilon)$ в окнах $\varepsilon \leq E_\alpha$ с ростом угла α снижаются в последовательности 0.17, 0.11 и 0.07 соответственно для углов $\alpha = -37, -83$ и $-140 \mu\text{rad}$;

— при смещении окон в высокоэнергетическую область $E_\alpha \leq \varepsilon \leq E_\psi$ значения коэффициентов отражения γ -квантов спадают и в области $\varepsilon \geq E_\psi$ обращаются в нуль;

— в случае $\alpha = -83 \mu\text{rad}$ коэффициенты отражения γ -квантов с энергиями $E_\gamma \leq 0.65 \text{ MeV}$ в первом приближении постоянны $R(\alpha, -\alpha, E_\gamma) = 0.11$, а с дальнейшим ростом энергии начинают спадать и достигают нулевого значения при $E_\gamma \leq E_\alpha = 0.9 \text{ MeV}$.

Очевидно, что все вышеуказанные факты соответствуют проявлению зеркального отражения γ -квантов.

Относительно низкие значения коэффициентов отражения γ -квантов и характер их спада в области энергий

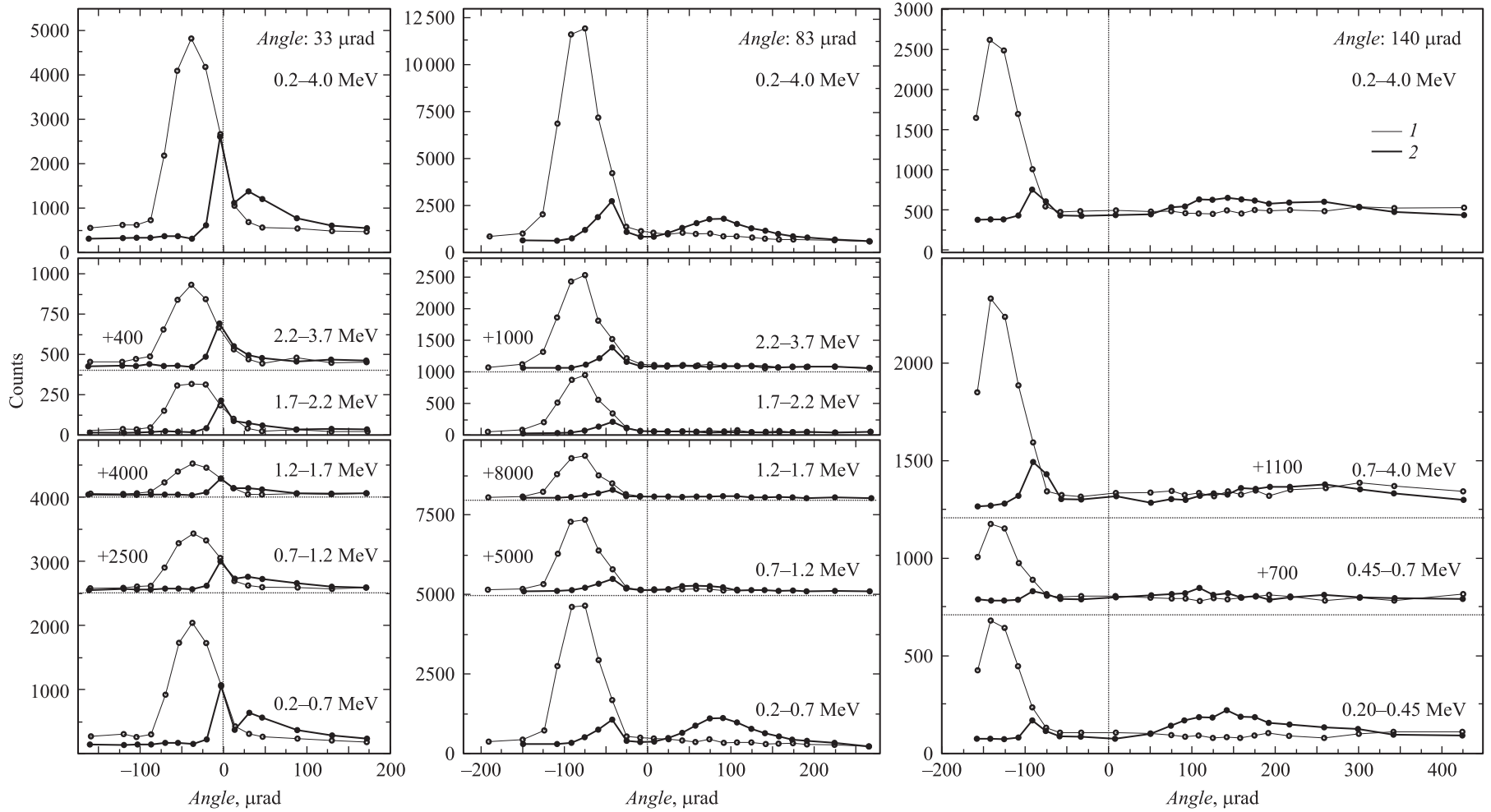


Рис. 5. Угловые распределения интенсивности γ -квантов сформированного пучка, измеренные при отсутствии U_g (1) и наличии U_r (2) рефлектора.

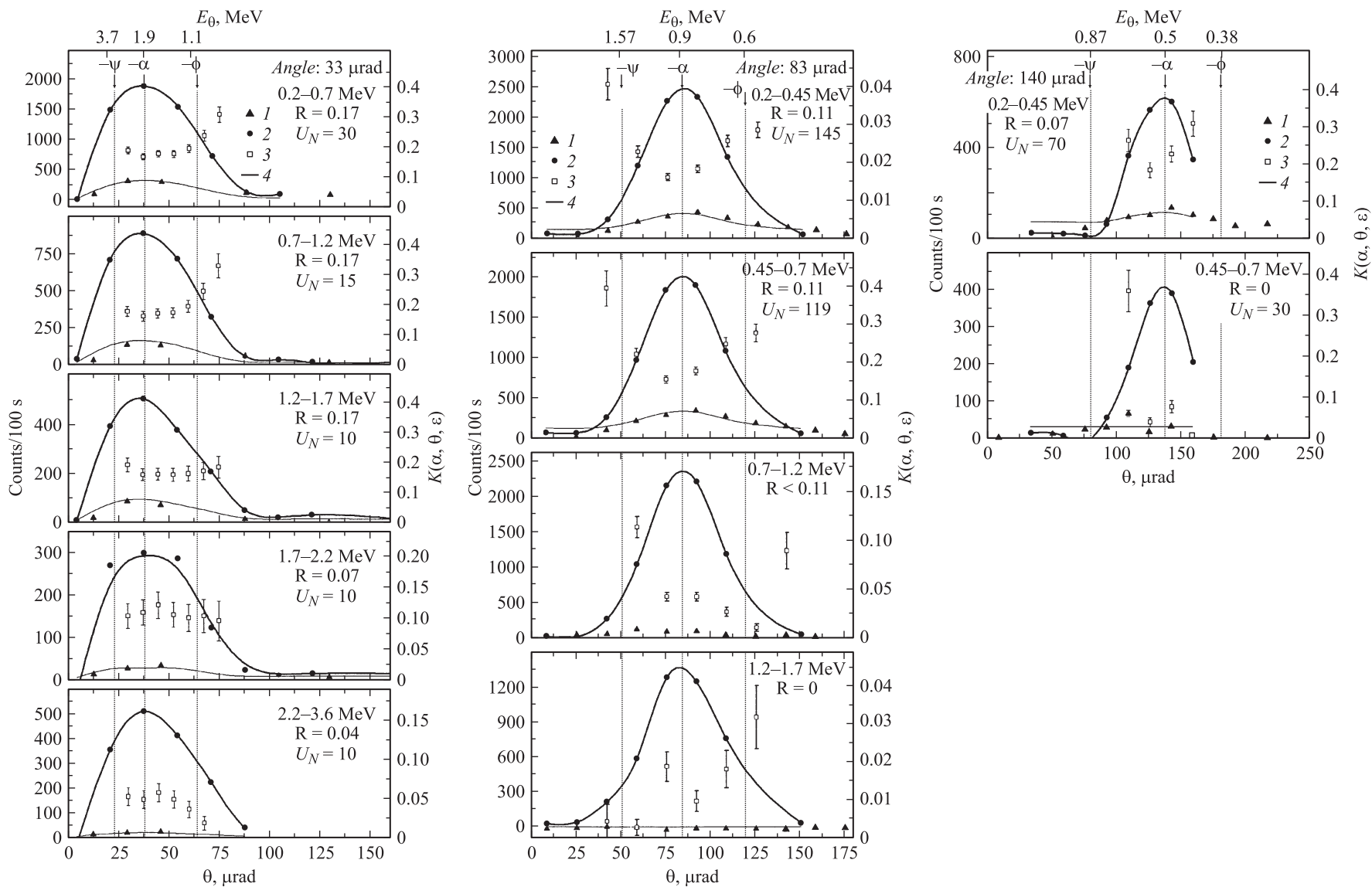


Рис. 6. Угловые распределения $U_R(\alpha, \theta, \varepsilon)$ рефлекторного (1) и падающего (2) излучений, их отношения $K(\alpha, \theta, \varepsilon)$ (3) и расчетные значения ${}^C U_R(\alpha, \theta, \varepsilon)$ (4).

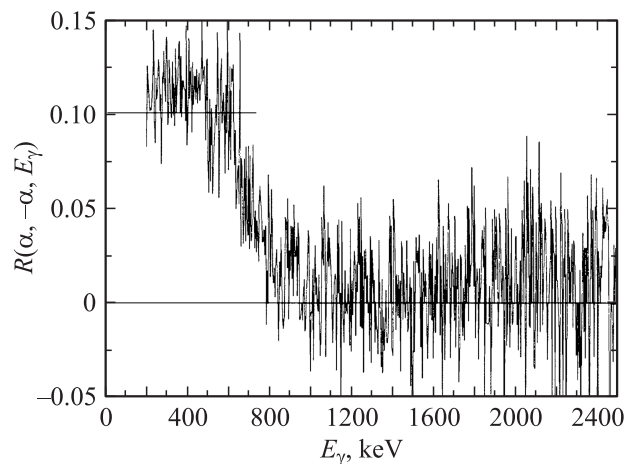


Рис. 7. Коэффициент отражения γ -квантов на угол $\theta = -\alpha = 83 \mu\text{rad}$.

$0.7E_c \leq E_\gamma \leq E_c$ обусловлены неровностями [1], создаваемыми на поверхности ртутного отражателя окисной пленкой, сейсмическими и тепловыми микроволнами [14].

Заключение

Полученные в проведенных экспериментах результаты подтверждают предсказанную теорией возможность зеркального отражения жестких ($\lambda \ll d$) γ -квантов при углах падения θ меньше критического θ_c .

В заключение выражаем благодарность проф. М.А. Кумахову за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. М.: Гостехиздат, 1953. С. 206–233.
- [2] Глебов В.И., Денисов Э.И., Жеваго Н.К., Пшонкин Ю.Н., Циноев В.Г. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 9. С. 1785.
- [3] Аркадьев А., Кумахов М.А., Огнев Л.И. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 21. С. 1307.
- [4] Joesen K.D. et al. // Proceeding of SPIE. 1994. Vol. 2011. P. 1257–1274.
- [5] Conf „X-ray and Neutron Capillary Optics II“. 22–26 September 2004, Zvenigorod. Ru // Proceeding of SPIE. Vol. 54943.
- [6] Aliev F.K., Alimov G.R., Ikramov A., Inoyatov A.Kh., Kumakhov M.A., Muminov A.T., Muminov T.M., Salikhbaev U.S., Safarov A.N., Skvortsov V.V., Usmanov R.R., Yuldashev B.S. // Proceeding of SPIE. Vol. 4765. P. 145–148.
- [7] Алимов Г.Р., Иванов Н.Е., Кумахов М.А., Муминов А.Т., Муминов Т.М., Норбоев К.М., Османов Б.С., Салихбаев У.С., Сафаров А.Н., Скворцов В.В., Сулейманов Р.Д., Юлдашев Б.С. // 2005. ДАН РУз. № 4. С. 20.
- [8] Kumakhov M.A., Muminov A.T., Muminov T.M., Osmanov D.S., Safarov A.N., Skvortsov V.V., Suleymanov R.D. // Proceeding of SPIE. 2005. Vol. 5943. P. 46.
- [9] Alimov G.R., Kumakhov M.A., Muminov A.T., Muminov T.M., Osmanov B.S., Salikhbaev U.S., Safarov A.N., Skvortsov V.V., Norboev K.N., Suleymanov R.D. // Technical Physics. 2007. Vol. 52. N 9. P. 1225–1228.
- [10] 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. // NIMB. 2004. Vol. 222. P. 681.
- [11] Schiff L.I. // Phys. Rev. 1951. Vol. 83. N 252.
- [12] NIST report 5632, „Tables of X-ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy Absorption Coefficients 1 keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest“, by Hubbell and S.M. Seltzer.
- [13] Mathematica Package „X-Ray Attenuation and Energy Absorption“ for Mathematica 6 (<http://library.wolfram.com/infocenter>).
- [14] Shyrko O.I. Experimental X-Ray studies of liquid surfaces. PhD thesis. Harvard Univ. Dept. of Physics. 2004.