

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ СТРУКТУРЫ СРЕДЫ НА ОСЛАБЛЕНИЕ ПОТОКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Т. Абросимов, В.А. Буц, В.А.Винокуров, Е.А. Корнилов

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина*

E-mail: vbuts@kipt.kharkov.ua

Изложены соображения о физических процессах, позволяющих использовать механизм рассеяния для ослабления рентгеновского излучения, проходящего через неоднородные среды. Описаны результаты экспериментальных исследований по ослаблению потоков рентгеновского излучения, проходящего через соль (NaCl). Обнаружено, что солевые растворы с большей эффективностью ослабляют потоки излучения, чем сплошные монокристаллы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Во всем мире все большую роль начинает играть атомная энергетика. Вместе с нею все большее применение находят радиоактивные материалы. Они находят свое применение практически во всех областях человеческой деятельности. Кроме того, значительно возрастает количество радиоактивных отходов атомных электростанций. Все это приводит к необходимости разработки и создания новых методов и технологий радиационной защиты, особенно от жесткого ионизирующего излучения. Обычная оценка защитных свойств разнообразных радиационных экранов основывается на формуле:

$$I = I_0 \exp(-\mu \cdot d), \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность падающего излучения на экран; I – интенсивность излучения, прошедшего через экран; d – толщина экрана; μ – коэффициент фотопоглощения.

Если частота падающего излучения не совпадает ни с одной из собственных частот среды экрана (атомов вещества экрана), то этот коэффициент определяется формулой (см., например, [1]):

$$\mu = \rho \cdot Z \left(\alpha Z^3 \lambda^3 + 8\pi r_0^2 / 3 \right), \quad (2)$$

где Z – атомный номер, ρ – плотность вещества, r_0 – классический радиус электрона, α – постоянная.

Из этого соотношения видно, что для фиксируемой величины λ , коэффициент ослабления рентгеновского излучения, падающего по нормали к поверхности вещества, определяется только величинами Z и ρ . Отношение μ/ρ должно быть постоянной величиной, независимой от структуры вещества, т.е. формулы (1) и (2) определяют степень ослабления потока излучения, которая обусловлена только поглощением излучения материалом экрана. Однако хорошо известно, что значительное ослабление потока излучения может быть обусловлено не только поглощением излучения, но также его рассеянием. В этом случае рассеяние не только отводит часть излучения из общего потока, расширяя этот поток, но и приводит к росту эффективного пути, который проходит кванты излучения в среде. Увеличение пути автоматически ведет за собой увеличение степени поглощения. Такая особенность рассеяния хорошо изучена в оптическом диапазоне. На первый взгляд, кажется,

что рассеяние жесткого излучения будет столь незначительным, что им можно пренебречь. Однако в последнее время появились работы (см. [2,3] и цитируемую там литературу), в которых приведены результаты как теоретических, так и экспериментальных исследований, показывающих существенную роль процесса рассеяния рентгеновского излучения. В этих исследованиях рассеяние рассматривалось на наноструктурных материалах. Эти материалы содержат металлические включения, размер которых менее 0,1 мкм. Такие композиционные материалы, как оказалось, обладают рядом уникальных физико-химических свойств. В частности, было показано, что они могут быть использованы для существенного ослабления потоков рентгеновского излучения.

В настоящей работе мы рассмотрим эти и некоторые другие возможности ослабления потоков рентгеновского излучения, которые обусловлены структурой материала экранов. Во втором разделе мы сформулируем общие физические соображения, позволяющие использовать структуру материала для ослабления потоков излучения. В третьем разделе изложены результаты экспериментальных исследований по прохождению рентгеновского излучения через различные экраны, содержащие соль. В этом разделе показано, что солевые растворы могут значительно эффективнее экранировать потоки излучения. В последнем – в четвертом разделе – формулируются выводы.

2. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Опишем кратко возможный механизм влияния структуры материала, который может быть использован для ослабления потоков рентгеновского излучения. Прежде всего, рассмотрим наиболее простую идеализированную модель. Пусть, из верхнего однородного полупространства ($z < 0$) на неоднородный диэлектрический слой падает электромагнитная волна. Электрическое поле этой волны запишем в виде:

$$E = A_0 \exp \left[i \left(\vec{k}_0 \vec{r} - \omega t \right) \right], \quad (3)$$

где ω – частота волны; \vec{k}_0 – её волновой вектор; A_0 – амплитуда волны.

Диэлектрический слой имеет толщину L . Диэлектрическую проницаемость слоя представим в

виде:

$$\varepsilon = 1 + q \cos(\vec{k}\vec{r}), \quad (4)$$

где $q = \omega_p^2 / \omega^2 \ll 1$, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n / m}$ – плазменная частота; \vec{k} – вектор обратной решетки ($|\vec{k}| = 2\pi / d$).

Нас, прежде всего, будет интересовать достаточно жесткое излучение ($\lambda \ll d$). Поэтому отраженной волной от слоя в верхнем полупространстве мы будем пренебрегать. Ограничимся приближением теории двухволновой динамической дифракции. В этом случае электрическое поле излучения в слое будем искать в виде:

$$E = A_0 \exp[i(\vec{k}_0\vec{r} - \omega t)] + A_1 \exp[i(\vec{k}_1\vec{r} - \omega t)]. \quad (5)$$

Эффективное взаимодействие падающей волны происходит с волной минус первого порядка дифракции, волновой вектор которой должен удовлетворять условиям $\vec{k}_1 = \vec{k}_0 - \vec{k}$, $|\vec{k}_0| = |\vec{k}_1| = \omega / c$. Для жесткого излучения из этих условий находим, что волновой вектор падающей волны должен быть практически перпендикулярен вектору обратной решетки. А угол между волновым вектором падающей волны и волны минус первого порядка дифракции должен быть равен $\psi = \lambda / d$. Подставляя выражение для полей (5) в уравнение Максвелла, легко получить следующую систему укороченных дифференциальных уравнений, которые описывают динамику амплитуд взаимодействующих волн в диэлектрическом слое:

$$\frac{\partial A_0}{\partial z} = \frac{q}{4ik_{0z}} A_1, \quad \frac{\partial A_1}{\partial z} = \frac{q}{4ik_{1z}} A_0. \quad (6)$$

Решение этих уравнений представим в виде:

$$A_0 = A \cos(z / L_{ext}), \quad A_1 = A \sin(z / L_{ext}), \quad (7)$$

где $L_{ext} \approx 4/kq$ – длина экстинкции.

Решение (7) удовлетворяет граничным условиям на поверхности $z = 0$ диэлектрического слоя. Из этого решения видно, что на расстоянии $z = L_{ext}$ энергия падающей волны полностью переходит в энергию волны минус первого порядка дифракции. Если толщина слоя будет равна длине экстинкции, то на выходе из слоя мы будем наблюдать излучение, интенсивность которого совпадает с интенсивностью падающей волны, но направление которого слегка изменено на угол $\psi = \lambda / d$. Представим себе идеализированную ситуацию, которая заключается в том, что мы можем изготовить второй диэлектрический слой, который, в свою очередь, отклонит волну минус первого порядка дифракции от первого слоя на такой же угол $\psi = \lambda / d$. При достаточно большом количестве таких слоев, несмотря на малость отклонения в каждом слое, отклонение потока может составить угол π . В этом случае излучение через такой экран не пройдет. Легко оценить толщину такого экрана и количество слоев. Эти величины равны $L = 2d/q$, $N = \pi d / \lambda$. Так, для $\lambda \sim 10^{-9}$ см имеем: $q \sim 10^{-7}$, $L \sim 10^2$ см, $N \sim 30$, $L \sim 0,2$ см. Описанная выше модель, безусловно, является крайней идеализацией. Её трудно реализовать. Однако она указывает на потенциальную возможность крайнего влияния механизмов рассеяния.

Рассмотрим теперь значительно более реалистичную модель. Пусть однородный материал экрана содержит малые частицы с характерным размером a . При прохождении излучения через экран эти частицы будут рассеивать излучение. Сечение рассеяния излучения такой частицей хорошо известно (см., например, [4]):

$$d\sigma = \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \left\langle \left| \sum \exp(-i\vec{q}\vec{r}) \right|^2 \right\rangle \sin^2 \theta \cdot d\Omega, \quad (8)$$

где $\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_s$ – вектор, равный разности волнового вектора падающей волны и вектора рассеянной волны; $\theta = \text{angle}(\vec{E}_i, \vec{k}_s)$ – угол рассеяния; $d\Omega$ – элемент телесного угла.

В формуле (8) суммирование производится по всем электронам, находящимся в частице. Из формулы (8) следует, что если размер частицы значительно меньше длины волны ($\lambda \gg a$), то сечение рассеяния будет пропорциональным квадрату числа электронов, находящихся в частице ($d\sigma \sim N^2$). В другом предельном случае ($\lambda \ll a$) сечение рассеяния сильно падает и оказывается пропорциональным первой степени числа электронов в частице ($d\sigma \sim N$). Однако такое уменьшение характерно только для достаточно больших углов рассеяния. Для малых углов рассеяния, когда волновой вектор рассеянной волны мало отличается от волнового вектора падающей волны, сечение рассеяния может оставаться большим и пропорциональным квадрату числа электронов в частице. Этот случай, в частности, рассматривался в работах [2,3]. В них показано, что процесс рассеяния может вносить заметный вклад в ослабление потоков рентгеновского излучения через экраны, содержащие мелко-дисперсные металлические включения. Ещё более существенное влияние рассеяние может иметь, если в качестве рассеивающих элементов будут использованы нитевидные кристаллы. Такая задача была рассмотрена в работе [3]. В ней, в частности, определено сечение рассеяния на одном нитевидном кристалле. Это сечение можно представить в виде:

$$\sigma_i \approx \frac{\lambda^2}{a} q^2 \left(\frac{(ka)^2}{4\pi} \right)^2, \quad (9)$$

где a – радиус цилиндрического нитевидного кристалла; λ – длина волны падающего излучения.

Формула (9) выписана для случая достаточно жесткого излучения ($\lambda \ll a$). Отметим, что размерность сечения рассеяния в этом случае пропорциональна длине, а не квадрату длины, как это имеет место при рассеянии на сферах. Используя формулу (9), легко найти минимальную толщину композиционного слоя L_c , который содержит нитевидные кристаллы и который, в результате процессов случайного рассеяния, приведет к отклонению излучения на угол π . Эту толщину можно оценить из условия $(\lambda/a)(N_i\sigma_i)L_c = \pi$, где $(N_i\sigma_i)$ – вероятность рассеяния излучения на единицу длины. Здесь $N \sim 1/\alpha^2$ – число нитевидных кристаллов, находящихся в единичной площади поперечного сечения экрана. Из этих соображений можно дать следующую оценку минимальной

толщины экрана, поворачивающего излучение на угол π : $L_c \approx \lambda/q^2$.

Еще одна возможность, на которую мы хотим обратить внимание, заключается в использовании материалов, которые находятся в условиях, близких к фазовым переходам, т.е. в окрестности критических точек. Известно, что в этих условиях амплитуда флуктуаций различных фаз резко возрастает. Сечение рассеяния излучения, проходящего через такую среду, становится аномально большим. Это явление известно как критическая опалесценция. Формула для полного коэффициента экстинкции, из которой видна эта особенность, была получена А.Эйнштейном еще в 1910 году. Вблизи критической точки эта формула может быть записана в виде [5]:

$$h \approx \frac{\omega^4}{6\pi c^4} \rho T \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_T \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T. \quad (10)$$

Отметим, что эта формула в самой критической точке несправедлива. Однако тенденция к существенному росту сечения рассеяния при приближении к критической точке ($\frac{\partial \rho}{\partial P} \rightarrow \infty$) из нее хорошо видна. В оптическом диапазоне явление критической опалесценции хорошо изучено (см., например, [6]). Аналогичные эффекты должны наблюдаться и при рассеянии рентгеновского и гамма-излучения. Отметим, что рассеяние нейтронов вблизи критических точек является одним из основных инструментов исследования критических явлений, в частности, в ферромагнетиках и антиферромагнетиках (см., например, [7]).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Ниже мы приведем результаты исследований рассеяния и ослабления тормозного рентгеновского излучения при прохождении через соль $NaCl$ в виде монокристалла, мелкодисперсного порошка, водного раствора с различной плотностью.

3.1. СТЕНД

Для выполнения экспериментальных исследований был создан стенд с источником рентгеновского излучения, основанным на торможении сильноточного электронного пучка на вольфрамовой мишени. Пучок током $1 \dots 10$ кА с энергией $100 \dots 300$ кэВ в импульсе длительностью 1 мкс на его полуширине формировался с использованием сильноточного индукционного ускорителя. При указанных энергиях электронов коротковолновая граница спектра рентгеновского излучения принадлежала длинам волн $0,123 \dots 0,041$ Å. Высокая плотность потока рентгеновского излучения позволяла путем коллимации формировать тонкие, не расходящиеся пучки рентгеновского излучения высокой интенсивности и использовать для их регистрации простую, стандартную диагностическую аппаратуру.

Схема диагностического стенда представлена на Рис.1. На данном рисунке цифрой 1 отмечена секция индукционного ускорителя, нагруженного на диод с автоэмиссионным эмиттером "Е" и анодом "А". Пучок электронов в диоде осаждается на коллектор –

мишень в виде толстостенной пластины из вольфрама. Для измерения тока электронов и пространственного его распределения по мишени в ней просверлена серия отверстий диаметром 2 мм, за которыми размещается протяженный цилиндрический коллектор "К". Путем подачи напряжения от источника (4) осуществляется подавление вторичной эмиссии с коллектора. По величине падения напряжения на сопротивлении R , измеряемого с помощью осциллографа, определяется осаждаемый ток на мишени. С помощью пояса Роговского (2) фиксируется общий ток в секции ускорителя. Анод-катодный промежуток размещается в соленоиде (3), обеспечивающий магнитное поле на оси до 4 кГс. Рентгеновское излучение формируется на мишени "К", сориентированное под углом 40° к оси пучка электронов, выводится через окно из фторопласта диаметром 50 мм и толщиной 5 мм, после чего оно пропускается через регулирующую щель между двумя массивными параллельно расположенными брусками – пластинами из свинца (7) протяженностью 6 см. Величина щели меж пластинами определяет ширину пучка сформированного излучения, используемого в эксперименте. Ее величина могла варьироваться в пределах $0,1 \dots 0,5$ мм, что позволяло иметь угол расходимости излучения на облучаемом образце (8) не превышающий 1° . Высота щели составляла 20 мм, т.е. сечение рентгеновского излучения из источника, направляемого на облучаемый образец, не превышало $(20 \times 0,5)$ мм².

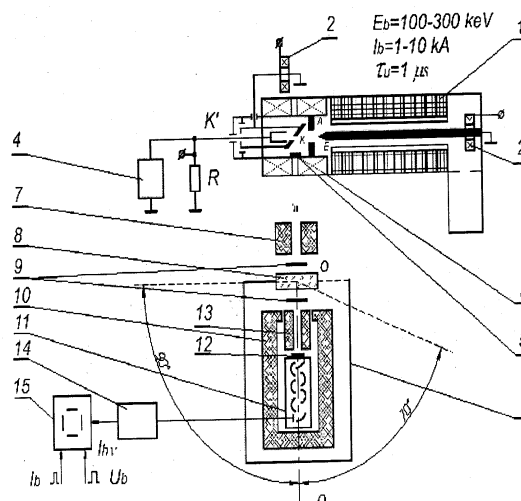


Рис.1. Экспериментальный стенд

Чтобы избежать влияния рассеянного паразитного рентгеновского излучения на регистратор, представляющий блок в виде сцинтиллятора из кристалла NaJ (12) и фотоумножителя ФЭУ-82 (11), он размещается в толстостенном контейнере из свинца с толщиной стенки 5 см (10). Излучение, прошедшее через образец (8), попадает на сцинтиллятор (12) через свинцовый коллиматор (13) такого же типа, как и (7). Первичное положение регистратора излучения задается таким, что коллиматоры (7), (13), фотоумножитель (11) вместе с сцинтиллятором находятся на одной оси. Регистратор излучения размещается на платформе (6), которая имеет возможность плавно изменять угол между направлением распространения пучка рентгеновского излучения, формируемого источни-

ком, и осью регистратора на 90 и 70° относительно сечения, указанного на Рис.1. Это позволяет определить диаграмму направленности излучения перед и за облучаемым образцом. Амплитуда импульса рентгеновского излучения регистрируется после предварительного усиления многолучевым осциллографом, на экране которого регистрируются ток и ускоряющее напряжение электронного ускорителя, что позволяет провести корреляцию излучения с параметрами рентгеновского источника. Путем размещения перед облучаемым образцом и за ним набора тонких пластин различных металлов (9) и измерения интенсивности излучения за пластинами производилась оценка энергетического спектра излучения.

Эксперименты проводились в условиях, когда анод-катодный промежуток представлял активную согласованную нагрузку ускорителя. В этом режиме, как это видно из представленных осциллограмм Рис.2, импульс ускоряющего электроны напряжения (верхние осциллограммы фотографий, отмеченных индексами *a* и *b*), тока пучка, осаждаемого на мишени (нижняя осциллограмма Рис.2,а), интенсивности формируемого рентгеновского излучения (нижняя осциллограмма Рис.2,б) имеют идентичную форму. Максимум рентгеновского излучения соответствует максимуму импульса тока и ускоряющего напряжения.

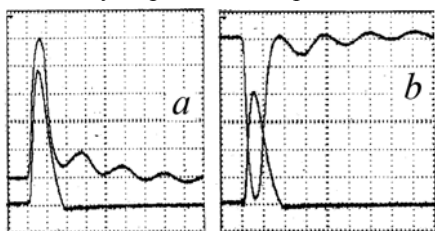


Рис.2. Осциллограммы ускоряющего электроны напряжения, тока электронов на катоде и интенсивности рентгеновского излучения источника: а) верхняя осциллограмма – импульс ускоряющего электроны напряжения 120 кВ, нижняя – ток 10 кА; б) верхняя осциллограмма – импульс ускоряющего напряжения, нижняя – интенсивность рентгеновского излучения источника. Масштаб развертки лучей осциллографа 1 мкс на клетку

3.2. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследования выполнялись в два этапа. На первом – проводилось измерение коэффициента ослабления рентгеновского излучения при облучении: монокристаллов соли $NaCl$ толщиной 8,5 и 16,1 мм, россыпи соли с размером крупинок 0,5 мм в полиэтиленовом пакете, формирующим слой 12 мм (толщина стенки пакета 0,2 мм), в водном растворе соли толщиной 13 и 85 мм при выпадении кристаллов на дне кюветы из полиэтилена. На втором этапе исследовалось ослабление рентгеновского излучения и его угловое рассеяние в водном растворе соли в зависимости от ее содержания в воде. В этом случае раствор формировался в тонкостенном полиэтиленовом цилиндре диаметром 85 мм с объемом воды 800 см³. В верхней его части устанавливались лопатки, приводимые во вращение электромотором, на оси которого они были закреплены. С помощью этих

лопаток производилось размешивание калиброванной по весу порции соли, засыпаемой в воду. Измерения проводились последовательно после десятиминутного размешивания очередной порции соли. Основные результаты измерений представлены на Рис.3-5.

Измерения первого этапа показали, что для образца в виде монокристалла величина коэффициента ослабления совпадает с расчетной, определяемой по формулам (1) и (2). Вместе с тем для россыпи соли отношение μ/ρ оказалось, в пределах ошибки измерений (10...20%), больше. В то же время измерения величин μ и ρ для монокристалла и раствора показали отсутствие прямо пропорциональной зависимости между этими величинами. Так, уменьшение плотности соли в 27 раз по отношению к плотности монокристалла (1,927 г·см⁻³) привело к уменьшению μ лишь в 3,6 раза, т.е. отношение μ/ρ уменьшилось только в 7,5 раз (точка локального минимума на Рис.3).

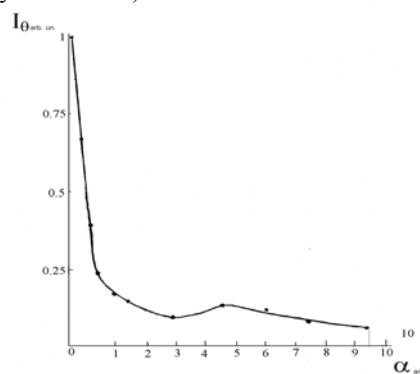


Рис.3. Влияние плотности соли в водном растворе на ослабление интенсивности рентгеновского излучения

Из Рис.3 следует, что растворение соли в небольших концентрациях ($\alpha < 0,7$) приводит к значительному ослаблению прошедшего потока излучения. Дальнейшее увеличение концентрации ($0,5 < \alpha < 3$) приводит к дальнейшему ослаблению прошедшего потока, однако с меньшей эффективностью. Цена одного деления на Рис.3 составляет $\rho = 0,079$ г·см⁻³. Интересно, что при концентрациях $3 < \alpha < 5$ наблюдается некоторое повышение прошедшего потока. Эти факты качественно можно объяснить размерами кристаллитов соли, которые образуются в растворе. При малых концентрациях образуются наиболее оптимальные для данного потока размеры. При увеличении концентрации эти размеры становятся больше, количество кристаллитов растет, общий поток прошедшего излучения падает. Однако процесс рассеяния оказывается менее эффективным. При дальнейшем росте плотности основное количество кристаллитов имеют размеры неоптимальные для рассеяния данного потока излучения.

Сопоставление импульсов тока электронов, падающих на мишень, интенсивности тормозного рентгеновского излучения, интенсивности излучения, прошедшего через раствор (см. Рис.4), в условиях существования локального минимума на графике Рис.3, и пространственное распределение интенсивности рентгеновского излучения по углам относительно направления падения излучения на раствор (Рис.5) отмечает следующую особенность.

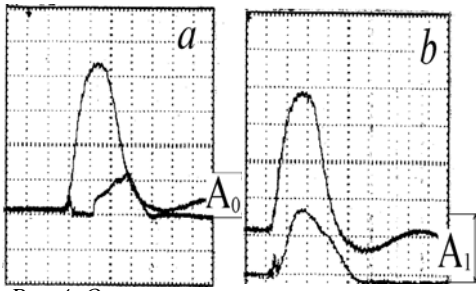


Рис.4. Осциллограммы тока на мишени и интенсивности рентгеновского излучения, прошедшего кювету с раствором соли. (Верхние осциллограммы – ток электронов. Нижние осциллограммы – интенсивность рентгеновского излучения на выходе кюветы в случае: а) – в направлении падающего луча; б) – под углом 16° к направлению падения. Масштаб развертки лучей осциллографа – 1 мкс на клетку. $A_0/A_1 = 7$)

Максимум интенсивности в прошедшем излучении соответствует приходу на мишень электронов с малой энергией. Его расположение соответствует энергии электронов 27 кэВ (по оценкам коротковолновая граница в спектре рентгеновского излучения $\sim 0,457 \text{ \AA}$), в то время как максимум токового импульса соответствует энергии электронов 120 кэВ (Рис.4 осциллограммы а).

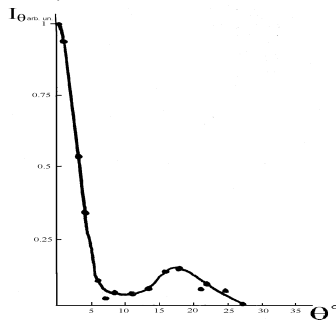


Рис.5. Угловое распределение интенсивности рентгеновского излучения на выходе из кюветы с водным раствором соли. Плотность соли соответствует локальному минимуму Рис.3

На Рис.5 представлено распределение интенсивности рентгеновского излучения по углам относительно направления падения излучения на раствор в секторе $0 \dots 90^\circ$. Видно, что значительная часть потока излучения отклонена на угол $15 \dots 20^\circ$. Максимум на графике обусловлен вкладом излучения с длинами волн $\lambda \geq 10^9 \text{ см}$, порождаемого торможением электронов с энергией $27 \leq E_b \leq 120 \text{ кэВ}$ (осциллограммы б Рис.4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В совокупности представленные результаты, по нашему мнению, дают основание утверждать, что на ослабление потока рентгеновского излучения веществом может оказывать его микроструктура.

ESTIMATION OF INFLUENCE OF STRUCTURE OF THE MEDIUM ON DECAING OF A X-RAY RADIATION FLOW

V.T. Abrosimov, V.A. Buts, V.A. Vinokurov, E.A. Kornilov

The reasons about physical processes allowing to use the mechanism of scattering for decaying of x-ray radiation which are passing through non-uniform medium are stated. The results of experimental researches on decaying flows of x-ray radiation which is taking place through salt are described. It is revealed, that the salt solutions with the greater efficiency weaken flows of radiation, than continuous monocrystals.

ОЦІНКА ВПЛИВУ СТРУКТУРИ СЕРЕДОВИЩА НА ПОСЛАБЛЕННЯ ПОТОКУ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

V.T. Abrosimov, V.A. Буц, V.A. Винокуров, Є.А. Корнілов

Викладено міркування про фізичні процеси, що дозволяють використати механізм розсіювання для ослаблення рентгенівського випромінювання, що проходить через неоднорідні середовища. Описано результати експериментальних досліджень по ослабленню потоків рентгенівського випромінювання, що проходить через сіль. Виявлено, що сольові розчини з більшою ефективністю послаблюють потоки випромінювання, чим суцільні монокристали.

Формирование в водном растворе соли кластеров – мелких кристаллов, создает условия для резонансного когерентного рассеяния на них определенной области длин волн из спектра тормозного излучения. Наблюдаемые закономерности фиксировались в растворе для излучения, формируемого торможением электронов с энергией до 200 кэВ. Это обусловлено, по всей вероятности, размером локальных неоднородностей, которые удастся сформировать в данном случае. Следует обратить внимание на тот факт, что рассеяние на нитевидных кристаллах оказывается более эффективным, чем рассеяние на сферических рассеивателях [4]. Можно ожидать, что учет внутренней микроструктуры нитевидных кристаллов в некоторых случаях даст дополнительный вклад в рассеяние. Оптимальным при этом будет случай, когда поперечные размеры кристаллов будут близки к длине экстинкции. Полезным также может оказаться использование материалов вблизи их критических точек, соответствующих фазовым переходам. Представляется, что на основе использования когерентного рассеяния рентгеновского излучения можно с успехом создавать эффективные поглотители в области длин волн $\lambda > 0,1 \text{ \AA}$, поскольку для этой области реально просматривается возможность создания резонансных структур в веществе. Для более жесткого рентгеновского излучения этот способ может встретить большие трудности. Успех его реализации будет зависеть, главным образом, от решения проблемы формирования резонансных структур и выбора матрицы – вещества, в котором они могут быть созданы.

Авторы благодарят О Ф Ковпика за помощь в проведении измерений и А.В. Мазилова за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.В. Шпольский. *Атомная физика*. М.: «ГТТЛ», 1951, т.1, с.111-121.
2. В.А. Артемьев. Оценка ослабления гамма-излучения наноструктурными материалами // *Атомная энергия*. 2002, т.93, в.2, с.1290-128.
3. В.А. Артемьев. Об ослаблении рентгеновского излучения ультрадисперсными средами // *Письма в ЖТФ*. 1997, т.23, №6, с.5-9.
4. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля*. М.: «Наука», 1967, 460 с.
5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред*. М.: «ГТТЛ». 1957, с.532.
6. Л.А. Зубков, В.П. Романов. Критическая опалесценция // *УФН*. 1988, т.14, в.4, с.615-657.
7. Ш. Ма. *Современная теория критических явлений*. М.: «Мир», 1980, 298 с.

Статья поступила в редакцию 19.05.2008 г.