

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ РАДИОИЗОТОПНОГО ПЛОТНОМЕРА

Ермакович О.Л., Лисовский Г.А., Кучинский П.В., Титовицкий И.А.

НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белорусского государственного университета, г. Минск, Республика Беларусь
e-mail: ligeal@mail.ru

Проведены экспериментальные исследования пространственного распределения рассеянных бета-частиц в измерительном зазоре радиоизотопного плотнмера. Предложена схема измерений, основанная на использовании локальной области входного окна ионизационной камеры. Определены средние углы рассеяния в пленках полиэтилентерефталата. Предложено техническое решение, позволяющее более чем в 3 раза снизить погрешность измерений радиоизотопного плотнмера.

Ключевые слова: бета-частицы, радиоизотопный плотномер, измерительный зазор, полиэтилентерефталат (ПЭТФ).

Введение

Одной из проблем при использовании радиоизотопного плотнмера в составе сканирующей системы для непрерывного контроля массы квадратного метра бумажного полотна является проблема по минимизации систематической погрешности $\Delta_{\text{сист}}$ прибора при вертикальном смещении полотна в измерительном зазоре. Указанный сдвиг вызывает нежелательное изменение сигнала детектора, которое обрабатывающая программа ошибочно воспринимает как изменение массы. Причина изменения сигнала – уширение первичного пучка бета-частиц в результате их рассеяния в контролируемом материале и, как следствие, выход части потока в малочувствительную область детектора или вовсе за его пределы. Именно рассеяние бета-частиц обуславливает чувствительность получаемой информации к геометрии измерительного тракта, что нашло подтверждение в экспериментах по измерению коэффициента поглощения бета-частиц [1].

Снижение указанной погрешности можно реализовать путем локализации рассеянного излучения в более узком телесном угле. При этом не следует забывать, что любое ограничение потока бета-частиц вызывает рост случайной составляющей $\Delta_{\text{сл}}$ основной погрешности Δ , вызванной статистическим характером радиоактив-

ного распада источника Кг-85. В этой связи необходимо находить оптимальное соотношение между снижением $\Delta_{\text{сист}}$ и ростом $\Delta_{\text{сл}}$. Одним из способов уменьшения погрешности плотнмера является коллимация излучения непосредственно перед входным окном камеры. Однако без детального изучения процессов рассеяния в измерительном тракте радиоизотопного плотнмера, невозможна целенаправленная разработка конструкции такого коллиматора.

Цель работы – выработать техническое решение по уменьшению погрешности измерений радиоизотопного плотнмера путем определения средних углов в пространственном распределении рассеянного излучения в пленках мер поверхностной плотности (МПП) и исследования угловой зависимости отклика камеры при зондировании узким лучом бета-излучения в радиальном направлении.

Методика эксперимента

В качестве датчика потока бета-частиц использовался блок детектирования радиоизотопного плотнмера ЛЕБ-1 с цилиндрической токовой ионизационной камерой LND 52024. Входное окно камеры диаметром 70 мм представляло собой стальную фольгу толщиной 25 мкм. Выходной сигнал усиливался предварительным усилителем и далее поступал на

вход АЦП. Сигнал камеры (десятичный код АЦП) пропорционален суммарной энергии потока частиц, проникающих в ее рабочий объем. В качестве источника бета-излучения использовался блок излучателя плотномер с закрытым источником ВКг.Р02, заполненного радионуклидом Кг-85 активностью 10 ГБк. Средняя энергия излучаемых бета-частиц – 0,246 МэВ, максимальное значение в спектре – 0,674 МэВ. В конструкцию блока излучателя установлены дополнительные коллиматоры, формирующие узкий поток бета-частиц с углом раствора $\sim 12^\circ$. Вплотную к выходному окну коллиматоров помещались калиброванные МПП на основе пленок полиэтилентерефталата (лавсана) с номинальными значениями плотности, г/м^2 : 69, 178 и 400. Для оценки изменения погрешности при коллимации излучении производилась градуировка плотномер в штатном снаряжении с помощью набора МПП [2].

Достаточно большой радиус входного окна ионизационной камеры, равный 35 мм, позволяет с помощью отверстия с радиусом 1 мм сканировать в радиальном направлении ее отклик на поток рассеянного излучения. Указанное отверстие выполнено в стальной экранирующей пластине, перекрывающей входное окно камеры и оставляющей свободной для прохождения излучения лишь малую область (рисунок 1а). Пластина сдвигалась в плоскости, параллельной входному окну, с шагом 1 мм с одновременной регистрацией сигнала. Далее сигнал нормировался на свое максимальное значение при радиальной координате сканирующего отверстия $\rho = 0$.

Результаты и их обсуждение

Экспериментальная угловая зависимость нормированного сигнала ионизационной камеры $N(\theta)$ несет в себе лишь частичную информацию об угловом распределении рассеянного излучения и требует внесения корректирующих поправок, вызванных следующими двумя обстоятельствами. Первое связано с пропускной способностью в схеме измерения и обусловлено тем, что с ростом ρ усиливается влияние стенок отверстия.

Это влечет за собой появление теневой области от падающего потока (заштрихованная область на рисунке 1б) и, как следствие, сокращение площади зоны «засветки» в области дна отверстия, а также телесного угла, под которым видна площадка в направлении угла θ .

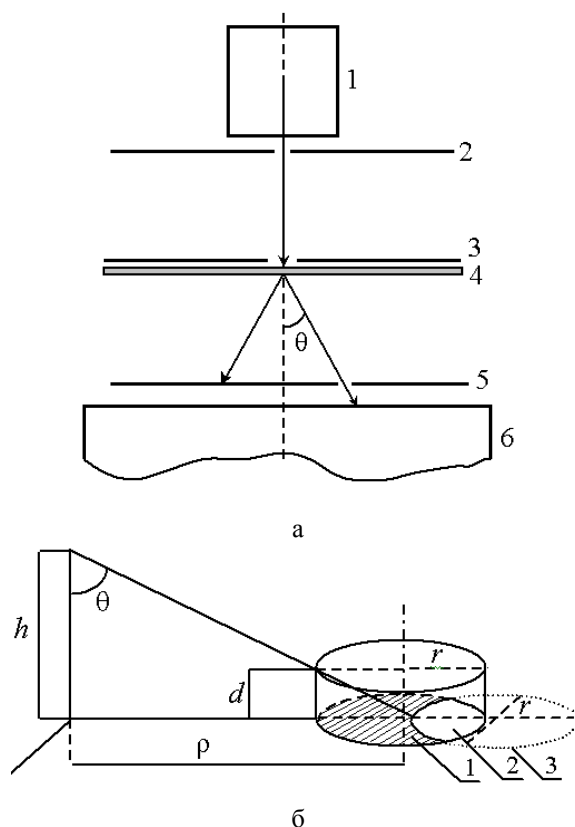


Рисунок 1 – Схема измерений (а) и зона пропускания (б). а: 1 – источник Кг-85; 2,3 – коллиматор блока излучателя; 4 – пленка полиэтилентерефталата; 5 – экранирующая пластина со сканирующим отверстием; 6 – ионизационная камера. б: 1 – область тени; 2 – область пропускания; 3 – проекция верхней кромки отверстия на плоскость наблюдения в направлении угла θ

В геометрическом смысле зона «засветки» представляет собой фигуру в форме двух круговых сегментов, образованных пересечением двух одинаковых окружностей радиусом 1 мм с центрами, сдвинутыми относительно друг друга. Суммарная площадь сегментов определяется соотношением:

$$S = r^2 \cdot (\gamma - \sin(\gamma)), \quad (1)$$

где r – радиус сканирующего отверстия; γ – угол между двумя линиями, проведенными из центра окружности к точкам пересечения с другой окружностью. Угол γ зависит от радиальной координаты сканирующего отверстия ρ (рисунок 1б) и определяется соотношением:

$$\gamma = a \cos\left(\frac{d}{2 \cdot r} \cdot \frac{\rho}{H}\right), \quad (2)$$

где d – глубина сканирующего отверстия; H – расстояние (7 мм) от рассеивающей пленки МПП до плоскости наблюдения. Угол рассеяние θ связан с геометрией измерений: $\theta = \text{atan}(\rho/H)$. Телесный угол, под которым видна область «засветки», приближенно можно определить:

$$\Omega(\theta) = \frac{S \cdot \cos(\theta)}{\rho^2 + H^2} \quad (3)$$

Нормирование телесного угла на его максимальное значение при нулевом значении угла θ определяет корректирующий коэффициент $\xi_1(\theta)$ в величине регистрируемого сигнала:

$$\xi_1(\theta) = \Omega(\theta)/\Omega(0) \quad (4)$$

Результаты расчета представлены на рисунке 2а (кривая 1). Как видим, с ростом θ пропускная способность отверстия уменьшается.

Второй фактор, который необходимо учитывать при обработке результата измерений, связан с угловой зависимостью ослабления потока материалом входного окна камеры по причине изменения эффективной толщины окна:

$$d_{\text{эфф}} = d_{\text{ок}} / \cos(\theta), \quad (5)$$

где $d_{\text{ок}}$ – толщина материала входного окна ионизационной камеры, см.

Кроме того, часть рассеянного излучения может попасть в периферийную зону рабочего объема камеры, где пробег частиц ограничен боковыми стенками камеры. В этой связи, изучался отклик камеры на сканирование ее входного окна узким коллимированным бета-лучом, направленным под разными углами θ . Результаты измерений показаны на рисунке 3.

Применительно к рассеянному излучению из рисунка 3 видно, что в диапазоне от 0 до 37° излучение локализовано в круге радиуса 22 мм. Для углов больших 37° излучение затрагивает периферийную зону камеры и при смещении МПП по направлению к блоку излучателя картина будет усугубляться, что вызывает появление систематической (позиционной) погрешности.

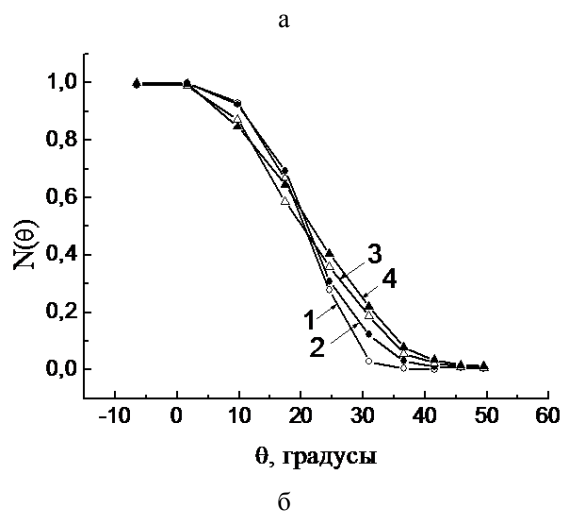
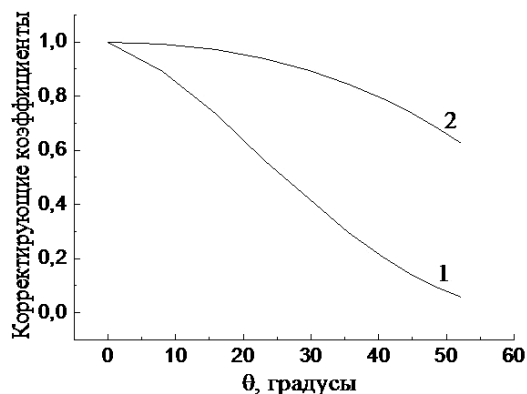


Рисунок 2 – Корректирующие коэффициенты (а) и нормированный сигнал камеры $N(\theta)$ (б) в зависимости от положения сканирующего отверстия для пленок лавсана различной плотности, $\text{г}/\text{м}^2$. а: 1 – 0; 2 – 69; 3 – 178; 4 – 400. б: 1 – ξ_1 ; 2 – ξ_2

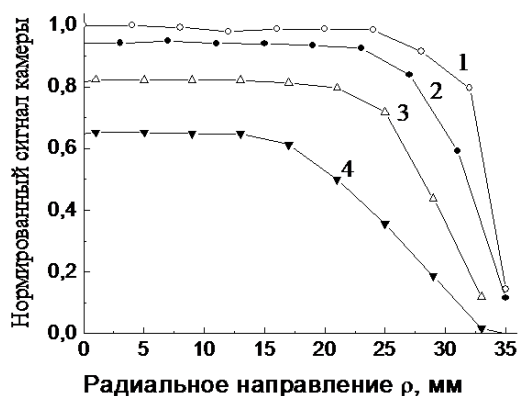


Рисунок 3 – Зависимость выходного сигнала ионизационной камеры от радиальной координаты сканирующего отверстия ρ для различных углов θ : 1 – 0° (нормальное падение); 2 – 17°; 3 – 37°; 4 – 52°

Последовательное уменьшение сигнала на плато представленных кривых связано с увеличением эффективной толщины входного окна с ростом угла. В приближении экспоненциального закона ослабления, угловой коэффициент оконного ослабления ξ_2 запишется в нормированном виде как отношение расчетного потока, проникающего под углом в рабочий объем камеры, к аналогичному значению для случая нормального падения:

$$\xi_2(\theta) = \exp\left(\mu \cdot \eta \cdot d_{ок} \cdot \left(1 - \frac{1}{\cos(\theta)}\right)\right), \quad (6)$$

где μ – массовый коэффициент ослабления излучения, $\text{см}^2/\text{г}$; η – удельная плотность ($\text{г}/\text{см}^3$) материала входного окна ионизационной камеры. Массовый коэффициент ослабления бета-излучения ($\text{см}^2/\text{г}$ [3]):

$$\mu = 15,2 \cdot \frac{Z^4}{A} \cdot \frac{1}{E_{max}^{1,485}}, \quad (7)$$

где Z, A – атомный номер и атомная масса материала входного окна; E_{max} – максимальное значение энергии в спектре бета-излучения, МэВ. Результаты расчета $\xi_2(\theta)$ показаны на рисунке 2а (кривая 2).

На рисунке 2б представлены экспериментальные результаты нормированного сигнала камеры при радиальном сканировании отверстием для следующих рассеивающих материалов: воздушная среда и система «воздух – МПП». Сканирование осуществлялось в диапазоне по ρ от 0 до 9 мм, что соответствует углам θ от 0 до $52,1^\circ$. Разделив экспериментальные значения $N(\theta)$ на корректирующие коэффициенты, получим функцию распределения потока рассеянной энергии бета-частиц в единичном телесном угле, описанном вокруг направления θ :

$$f(\theta) = \frac{N(\theta)}{\xi_1(9) \cdot \xi_2(\theta)}. \quad (8)$$

Принимая во внимания аксиальную симметрию рассеянного излучения, полный поток в полусферу равен:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} f(\theta) \cdot d\Omega = 2\pi \int_0^{\pi/2} f(\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta = 2\pi \int_0^{\pi/2} F(\theta) \cdot d\theta. \quad (9)$$

Для вероятностной трактовки функции $F(\theta)$ необходимо (9) умножить на нормировочный коэффициент, который обратит результат интегрирования в единицу. Поскольку в нашем случае аналитический вид функции $f(\theta)$ неизвестен, а известны лишь ее дискретные значения, то операцию интегрирования можно заменить на операцию суммирования. Запишем условие нормировки:

$$k \cdot \sum_{i=1}^n F(\theta_i) = k \cdot \sum_{i=1}^n f(\theta_i) \cdot \sin(\theta_i) = 1, \quad (10)$$

где $n = 9$ – число сканирующих шагов. Отсюда находим нормировочный коэффициент k . Тогда средний угол рассеяния определяется суммированием первых моментов дискретного распределения:

$$\theta_{cp} = \frac{1}{k} \cdot \sum_{i=1}^n \theta_i \cdot f(\theta_i) \cdot \sin(\theta_i). \quad (11)$$

Результаты вычисления средних углов рассеяния по формуле 11 приведены в таблице 1.

Таблица 1

Средние углы рассеяния

Масса мер поверхностной плотности, $\text{г}/\text{м}^2$	0	69	178	400
Средний угол рассеяния θ_{cp} , градусы	<8	26,6	29,3	30,8

Следует отметить сравнительно слабое рассеяние в случае отсутствия МПП на пути пучка бета-частиц, что вызвано рассеянием в столбе воздуха с расчетной массой $\sim 9 \text{ г}/\text{м}^2$. Так как при расчетах предполагается локализация рассеивателя вплотную к выходному коллиматору блока излучателя, то для воздуха они не применимы. Можно лишь оценить верхний предел угла рассеивания из следующих соображений. Геометрия коллиматора обеспечивает конус, радиус основания которого в плоскости наблюдения равен 3,8 мм, что соответствует в схеме отсчета углов (рисунок 1) $\sim 28^\circ$. Выход излучения за пределы этого конуса обусловлен процессами непрерывного расширения пучка за счет рассеивания в воздухе. Действительно, как

видно из рисунка 2б (кривая 1), сигнал на уровне 0,1 соответствует углу $\theta \sim 35^\circ$. Разность между этими величинами соответствует углу рассеивания 7° . Представленные результаты по среднему углу рассеивания $\theta_{ср}$ в пленках лавсана справедливы также для бумаги, поскольку эффективные атомные номера этих материалов близки.

Полученные экспериментальные данные требуют выполнения следующих условий при коллимации рассеянного излучения на входе ионизационной камеры:

– радиус бета-«засветки» на входном окне не должен превышать 22 мм;

– для верхнего значения предела измерений 400 г/м^2 коллиматор должен быть прозрачным для прохождения излучения рассеянного в угол, немного превышающий его среднее значение ($30,8^\circ$) не более, чем на $3-4^\circ$.

Последнее условие препятствует чрезмерному ограничению потока частиц и, как следствие, неоправданному возрастанию случайной составляющей погрешности. Указанные условия реализованы в представленном ниже решетчатом коллиматоре (рисунок 4а). Решетка представляет собой круглую пластину толщиной 6 мм с набором плотно упакованных отверстий диаметром 4 мм, обеспечивающих угол коллимации 34° . Принцип действия коллиматора, обрезающего рассеянное излучение на больших углах, схематически показан на рисунке 4б.

Положительный эффект по снижению позиционной погрешности демонстрирует рисунок 5.

Экспериментальные данные получены при смещении каждой МПП от середины зазора на 3 мм. Максимальное значение позиционной погрешности для случая коллиматора и без него равны 0,3 и 1,5 г/м^2 соответственно. При этом случайная погрешность, связанная с уменьшением коллиматором потока излучения, возросла с 0,15 до 0,26 г/м^2 . Следует заметить, что при штатном использовании плотномеров в составе сканирующего устройства сдвиг полотна в измерительном зазоре нельзя предсказать.

В этой связи позиционная погрешность будет носить случайный характер, поэтому основную погрешность следует представить в виде:

$$\Delta = \sqrt{\Delta_{сист}^2 + \Delta_{случ}^2} \quad (12)$$

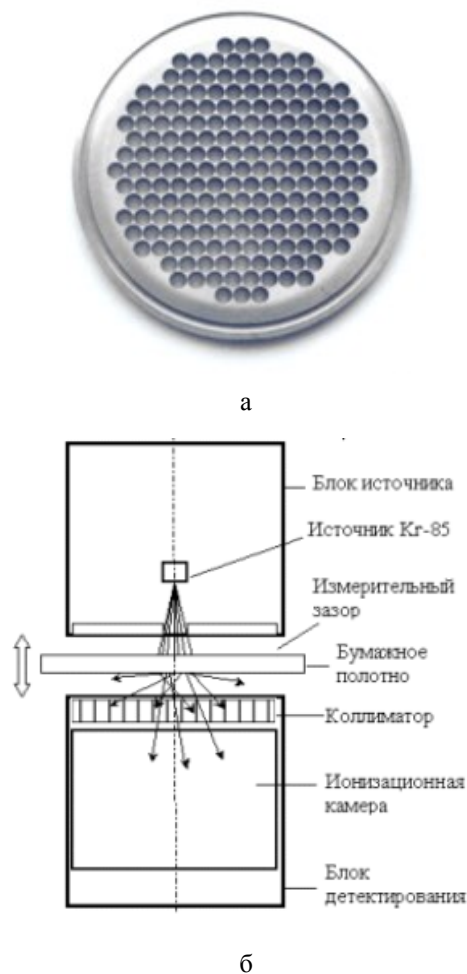


Рисунок 4 – Коллиматор (а) и блок-схема плотномер (б)

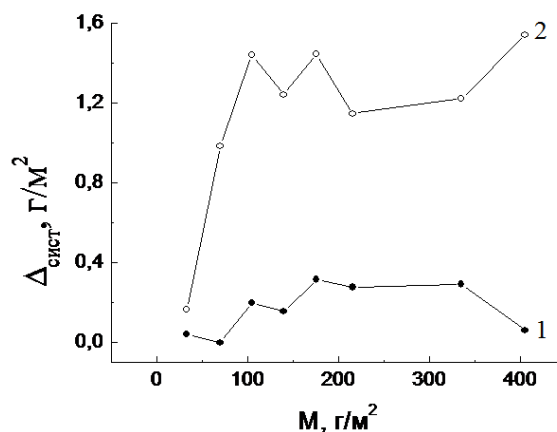


Рисунок 5 – Систематическая (позиционная) погрешность плотномеров с установленным коллиматором (1) и без него (2)

В соответствии с (12) применение коллиматора на входе ионизационной камеры снижает основную погрешность с 1,5 до 0,4 г/м^2 .

Заключение

Предложенная в работе методика позволяет оценить параметры ячейки решетчатого коллиматора в виде сот или отверстий в зависимости от диапазона измерений массы и уменьшить погрешность измерений радиоизотопного плотномера более чем в 3 раза. Отношение диаметра ячейки такого коллиматора к ее глубине должно обеспечивать угол со значением, превышающем средний угол рассеяния θ_{cp} на 3–4°.

Предлагаемая схема оценки углов рассеяния не требует применения дополнительной аппаратуры, и задача решается заменой штатного коллиматора в блоке излучателя на коллиматор, формирующий узкий пучок излучения.

Список использованных источников

1. *Vapirev, E.* Variations of the absorption coefficients in experiments with beta-particles / E. Vapirev, P. Grovez, N. Klasteva, T. Jordanov // *Bulgarian Journal of Physics.* – 1996. – Vol. 23, № 1/2. – P. 17–26.
2. Меры поверхностной плотности для радиоизотопных толщиномеров. Общие технические условия: ГОСТ 8.171-75. – Введ. 1977-01-01 – М. : Изд-во стандартов, 1975. – 36 с.
3. *Mahajan, C. S.* Mass attenuation coefficients of beta particles in elements / C. S. Mahajan // *Science Research Reporter.* – 2012. – Vol. 2, № 2. – P. 135–141.

INCREASING OF ACCURACY FOR DENSITY MEASUREMENT MAKING BY A RADIOISOTOPIC BASIS WEIGHT SENSOR

Ermakovich O.L., Lisovsky G.A., Kuchynski P.V., Titovitsky I.A.

Research Institute of Applied Physical Problems, Belarusian State University, Minsk, Belarus
e-mail: ligeal@mail.ru

Abstract. The experimental investigations of spatial energy distribution for beta particles in a measuring gap of a basis weight sensor are described. We propose the measurement procedure, which employs a local domain of the ionization chamber input window. The average scattering angles in polyethylenterephthalate films are determined. Suggested technical solutions allow more than three times to reduce the error of measuring of radioisotope densitometer.

Keywords: beta-particles, basis weight sensor, measurement gap, polyethylenterephthalate (PETF).

References

1. Vapirev E., Grovez P., Klasteva N., Jordanov T. Variations of the absorption coefficients in experiments with beta-particles. *Bulgarian Journal of Physics*, 1996, vol. 23, № 1/2, pp. 17–26.
2. State system of ensuring the uniformity of measurements. Actual measures of the surface density for radiation thickness gauges. General specifications: GOST 8.171-75, Moscow, Standartinform Publ., 1975, 36 p. (In Russian).
3. Mahajan C. S. Mass attenuation coefficients of beta particles in elements. *Science Research Reporter*, 2012, vol. 2, № 2, pp. 135–141.

Поступила в редакцию 27.01.2015.