

МНОГОПУЧКОВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АТОМНОГО НОМЕРА

Б.С. Ишханов¹, А.С. Курилик¹,

Д.С. Руденко², К.А. Стопани², В.И. Шведунов².

¹Физический факультет Московского государственного университета
им. М.В. Ломоносова; ²Научно-исследовательский институт ядерной физики
им. Д.В. Скобельцына.

E-mail: kurilik@depni.sinp.msu.ru

A multi-beam method of scanning large objects is proposed based on using multiple bremsstrahlung beams with different energies. Numeric and analytical simulations were carried out to compare multi-beam method with double-beam method. An advantage over conventional double-beam method is shown.

В настоящее время в сфере обеспечения безопасности ведутся разработки систем неразрушающего контроля содержимого транспортных средств (железнодорожных вагонов, контейнеров, грузовых автомобилей и т.п.) на наличие в них потенциально опасных объектов (взрывчатых веществ, наркотиков, оружия и радиоактивных веществ).

Для исследования крупных объектов наиболее эффективным является метод просвечивания пучками тормозного гамма-излучения в диапазоне энергий 1 - 10 МэВ. Тормозные спектры фотонов получают используя торможение электронов с энергией E_{γ}^{\max} на мишени из вещества с большим зарядом ядра Z (например вольфрам $Z=74$). Тормозное излучение имеет высокую интенсивность и проникающую способность. Проникающая способность пучка тормозного излучения с верхней границей 9-10 МэВ составляет ~ 400 мм. стали. [1]

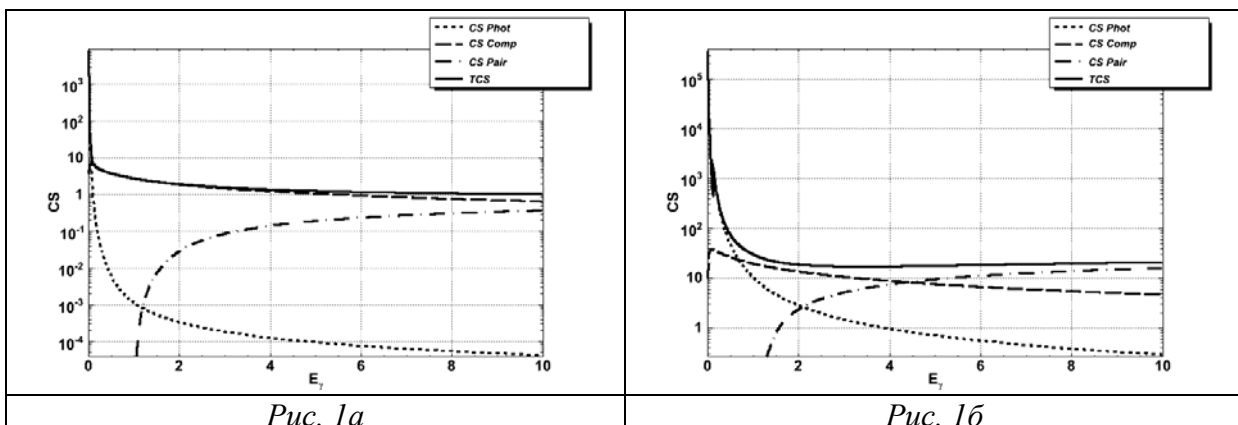


Рис. 1а

Рис. 1б

Сечения фотоэффекта (точечная кривая), эффекта Комптона (пунктирная кривая), и рождения электрон-позитронных пар (штрих-пунктирная кривая). Сплошной кривой обозначено полное сечение. рис. 1. а - для алюминия ($Z=13$), рис. 1. б - урана ($Z=92$).

Прохождение гамма-квантов через вещество приводит к уменьшению их интенсивности. В области энергий до 10 МэВ наиболее существенными процессами взаимодействия являются фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар (рис. 1).

Гамма-кванты, прошедшие через исследуемый объект, выделяют в детекторе энергию T , которая вычисляется по следующей формуле (1):

$$T = \int_{E_{\gamma}=0}^{E_{\gamma}^{\max}} N(E_{\gamma}) \cdot e^{-\sigma(Z, E_{\gamma})Nx} \cdot \varepsilon_P(E_{\gamma}) \cdot \varepsilon_E(E_{\gamma}) dE_{\gamma} \quad (1)$$

где $N(E_{\gamma})$ – количество γ -квантов с энергией E_{γ} в тормозном спектре, σ – полное сечение взаимодействия γ -квантов с энергией E_{γ} с веществом поглотителя с зарядом ядра – Z , N – количество атомов вещества в единице объема поглотителя, x – толщина поглотителя, ε_P – вероятность того, что γ -квант с энергией E_{γ} провзаимодействует с детектором, ε_E – средняя энергия, выделяемая γ -квантом с энергией E_{γ} , при взаимодействии с детектором, E_{γ}^{\max} – энергия электронов ускорителя (верхняя граница спектра тормозного излучения).

Отношение энергии T , выделенной в детекторе гамма-квантами прошедшими через объекты, к энергии T_0 выделенной в детекторе при отсутствии объектов называется коэффициентом прохождения или прозрачностью и обозначается K .

$$K = \frac{T}{T_0} = \frac{\int_{E_{\gamma}=0}^{E_{\gamma}^{\max}} N(E_{\gamma}) \cdot e^{-\sigma(Z, E_{\gamma})Nx} \cdot \varepsilon_P(E_{\gamma}) \cdot \varepsilon_E(E_{\gamma}) dE_{\gamma}}{\int_{E_{\gamma}=0}^{E_{\gamma}^{\max}} N(E_{\gamma}) \cdot \varepsilon_P(E_{\gamma}) \cdot \varepsilon_E(E_{\gamma}) dE_{\gamma}} \quad (2)$$

Изображение содержимого исследуемого объекта можно получить при просвечивании пучком с одной энергией.

В случае использования пучков с двумя разными верхними границами энергий появляется возможность разделять вещества по атомному номеру. В этом случае можно составить систему из двух уравнений (3):

$$\left\{ \begin{array}{l} T_1 = \int_{E_\gamma=0}^{E_\gamma^{\max 1}} N_1(E_\gamma) \cdot e^{-\sigma(Z, E_\gamma) N x} \cdot \varepsilon_P(E_\gamma) \cdot \varepsilon_E(E_\gamma) dE_\gamma \\ T_2 = \int_{E_\gamma=0}^{E_\gamma^{\max 2}} N_2(E_\gamma) \cdot e^{-\sigma(Z, E_\gamma) N x} \cdot \varepsilon_P(E_\gamma) \cdot \varepsilon_E(E_\gamma) dE_\gamma \end{array} \right. \quad (3)$$

где индексы 1 и 2 обозначают две верхние границы тормозного спектра.

Имея два уравнения и используя известные энергетические зависимости сечений взаимодействия для различных Z можно найти искомый атомный номер Z и соответствующее ему $N \cdot x$ (здесь и далее произведение N на x представлено в виде одной переменной $N \cdot x$), т.е. кроме изображения содержимого получить информацию о заряде и количестве вещества из которого состоит исследуемый объект. Следует уточнить что при наличии расположенных друг за другом нескольких поглотителей из разных веществ, искомые Z и $N \cdot x$ являются усредненными и обозначаются как Z_{eff} и $N \cdot x_{eff}$.

Основной обеспечивающей возможностью реализации методов определения атомного номера является различная энергетическая зависимость полных эффективных сечений для различных веществ, которая обусловлена различной зависимостью от Z сечений фотоэффекта, эффекта Комптона и сечений рождения пар.

Однако, метод двух пучков, имеет характерную особенность, заключающуюся в том, что данная система уравнений (3) может иметь два равновероятных решения соответствующих двум разным Z . [3]. Т.е., даже в случае достаточно большого тока пучка и большого времени просвечивания, одной паре T_1 и T_2 (или K_1 и K_2) будут соответствовать разные Z .

Покажем это для энергий пучков 5 и 9 МэВ [2]. Выберем какое-нибудь значение прозрачности K_1 для пучка 9 МэВ и найдем соответствующие значения прозрачности K_2 для пучка 5 МэВ для веществ с атомными номерами от 1 до 97. Полученная зависимость K_2 от Z при фиксированном K_1 изображена на рис. 2. В области Z от 1 до 44, имея экспериментально измеренные K_1 и K_2 , можно однозначно определить атомный номер вещества. В области Z от 44 до 97 паре K_1 и K_2 будут соответствовать 2 существенно отличающихся решения.

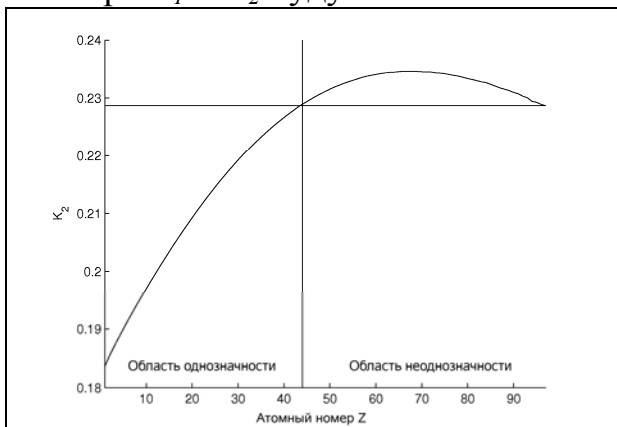


Рис. 2. Область неоднозначности ($Z = 44-97$) для системы двух пучков с верхними

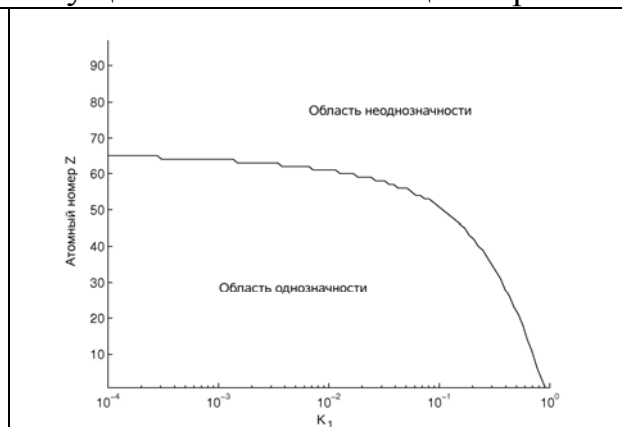


Рис. 3 Область неоднозначности для системы двух пучков с верхними

<p>границами энергии гамма-квантов $E_{\gamma}^{\max 1} = 9 \text{ МэВ}$ и $E_{\gamma}^{\max 2} = 5 \text{ МэВ}$ при фиксированном $K_1 = 0.28$.</p>	<p>границами энергии гамма-квантов $E_{\gamma}^{\max 1} = 9 \text{ МэВ}$ и $E_{\gamma}^{\max 2} = 5 \text{ МэВ}$ для всех K_1.</p>
---	---

Построим зависимости K_2 от Z для всех K_1 в диапазоне K_1 от 1 до 10^{-4} и в каждой найдем границу области неоднозначности. Зависимость полученных граничных Z от K_1 изображена на рис. 3. Так как при линейном увеличении толщины поглотителя, прозрачность уменьшается как $e^{-\sigma N \cdot x}$, прозрачность для пучка 9 МэВ представлена в логарифмическом масштабе.

Область неоднозначности занимает существенную часть площади рисунка и соответствует 44% всех возможных случаев произвольного заполнения контейнера. Таким образом при использовании двух пучков с разными верхними границами энергии тормозного излучения, во многих случаях Z будет определяться неоднозначно.

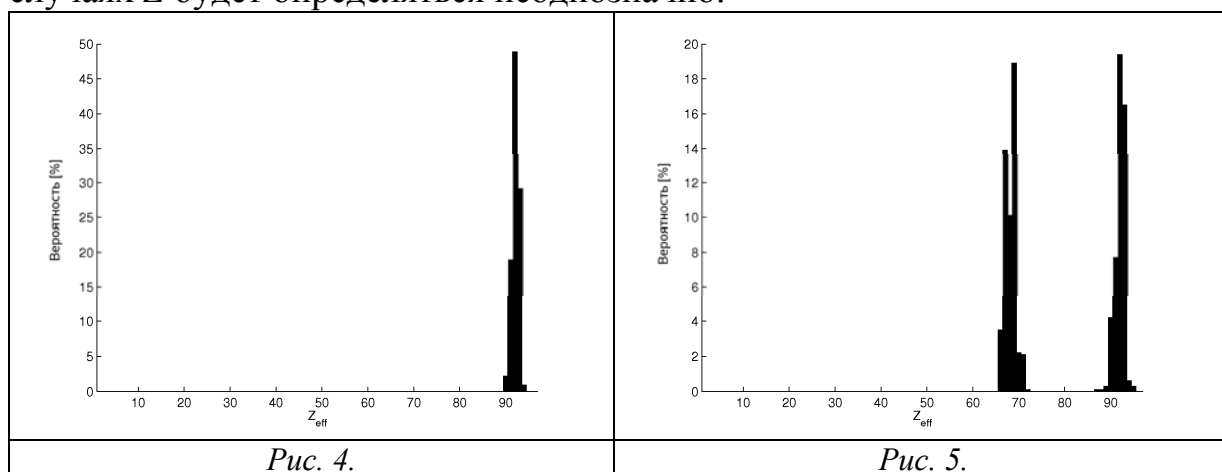


Рис. 4.

Рис. 5.

Распределение вероятности определения Z_{eff} для объекта из урана ($Z=92$) размером $2,5 \times 2,5 \times 2,5$ см.: рис. 4. - многопучковый метод, рис. 5. - метод 2-х пучков.

При просвечивании тремя и более пучками тормозного гамма-излучения с разными верхними границами энергий, Z_{eff} и $N \cdot x_{\text{eff}}$ можно вычислить однозначно в пределах статистической точности определяемой параметрами установки.

Для сравнения возможностей многопучкового метода и метода двух пучков был проведен ряд численных экспериментов.

Как видно из рис. 4. использование нескольких энергий позволяет однозначно определить, что исследуемый объект изготовлен из урана. На рис. 5. показано, что использование 2-х энергий в большом количестве случаев недостаточно для однозначной идентификации объекта, изготовленного из урана.

1. Paul J. Bjorkholm // Port Tech. Int., 2002. V.17-08. P.36.
2. Paul Bjorkholm // Port Tech. Int., 2004. V.22-06. P.1.
3. S. Ogorodnikov, V. Petrunin // Phys Rev STAB. 2002 V.5. 104701.