

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИВОЙ ПРОПУСКАНИЯ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПРОТОННОЙ РАДИОГРАФИИ

А. Ю. Архипов, А. В. Богомолов, Е. И. Валекжанина, А. А. Городнов, М. И. Иванов, С. А. Картанов, К. Л. Михайлюков, А. Н. Субботин, М. В. Таценко

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Введение

Высокоэнергетичная протонная радиография является одним из основных методов исследования в области быстропротекающих процессов и высоких плотностей энергии. Метод реализован на протонном радиографическом комплексе ПРГК-100, созданном на базе синхротрона У-70 [1]. Одним из направлений исследований, проводимых на комплексе, является измерение поверхностной и объемной плотностей объектов.

Канал формирования и регистрации протонных изображений комплекса ПРГК-100 состоит из магнитооптической системы, формирующей протонное изображение объектов, и трех пунктов регистрации протонных изображений (ПРПИ-1, 2 и 3), расположенных последовательно друг за другом. В каждом ПРПИ находятся по 16 оптических регистраторов.

Схема постановки радиографических экспериментов на ПРГК-100 представлена на рис. 1. Магнитные линзы 1 формируют пучок протонов с требуемым распределением протонов $N_0(x,y)$ в объектной плоскости квартета магнитных линз 4. Сцинтиллятор 2 конвертирует протонное изображение пучка в оптическое изображение, которое регистрируется цифровым регистратором 3. Магнитный квартет 4 работает по принципу «-1» оптики и переносит распределение протонов $N_0(x,y)$ из плоскости сцинтиллятора 2 в плоскость исследуемого объекта 6. Таким образом, регистрируя изображение пучка на сцинтилляторе 2, мы тем самым регистрируем распределение протонов падающих $N'_{прп}$ на объект.

Протонографическое изображение, регистрируемое комплексом, являются теневыми, т. е. фор-

мируется за счет выбывания частиц из протонного пучка, проходящего через объект и магнитооптическую систему, вследствие ядерного и кулоновского взаимодействия протонов с ядрами вещества объекта. При этом неупругое ядерное взаимодействие приводит к однозначному выбыванию протонов из пучка, поскольку угол и энергия протонов после данного типа взаимодействия не позволяют магнитооптической системе захватить их в режим формирования изображения в фокальной плоскости 10. Протоны, участвующие в упругом ядерном и кулоновском взаимодействии, приобретают углы рассеяния и энергию, позволяющую им, в зависимости от величины акцептанса магнитооптической системы, участвовать в формировании изображения в фокальной плоскости магнитооптических квартетов 5 и 6. Важной особенностью радиографии с применением магнитной оптики является возможность изменять форму кривой пропускания, а, следовательно, и контраст изображения объекта, за счет коллимирования пучка протонов в центре магнитооптических квартетов 5 и 6. Для повышения контраста протонных изображений используются коллиматоры 8 и 17. При попадании на коллиматор, из пучка выбывают протоны, рассеянные в объекте на углы больше заданного. Величина угла отсечки протонов в коллиматоре оптимизируется по критерию максимальной чувствительности к перепаду плотности в данной области исследуемого объекта [2]. Магнитные линзы 5 и 6 формируют протонное изображение объекта в плоскостях сцинтилляторов 10 и 14. Регистраторы 9 и 16 фиксируют оптическое изображение объекта $N_{отсОб}$.

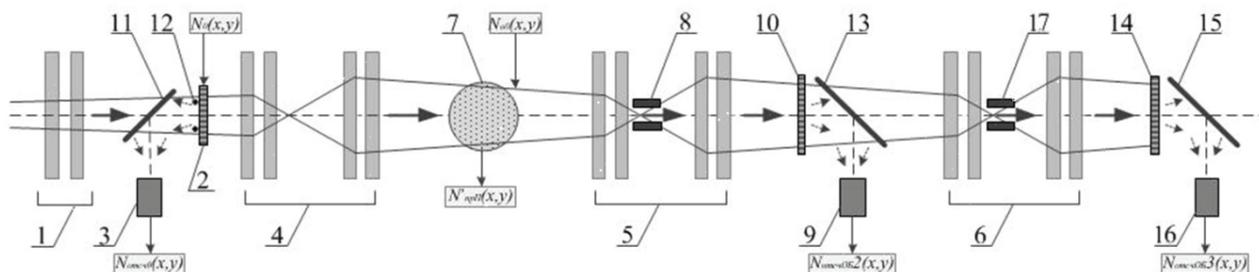


Рис. 1. Схема эксперимента на комплексе ПРГК-100: 1 – магнитные линзы перед ПРПИ-1; 2 – сцинтиллятор; 3 – регистратор ПРПИ-1; 4 – магнитные линзы; 5, 6 – магнитные линзы перед системами регистрации ПРПИ-2 и 3; 7 – объект; 8 – коллиматор; 9 – регистратор ПРПИ-2; 10 – сцинтиллятор; 11 – зеркало; 12 – реперные объекты; 13 – зеркало; 14 – сцинтиллятор; 15 – зеркало; 16 – регистратор ПРПИ-3

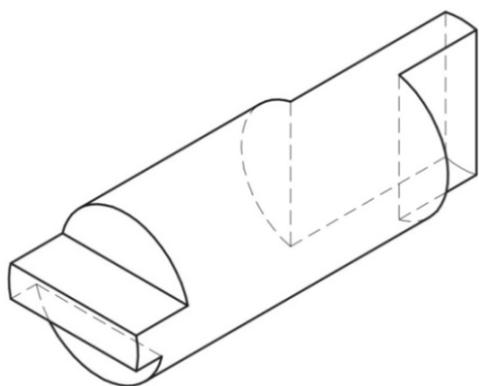
Для корректной реализации измерений поверхностной и объемной плотностей исследуемых объектов необходимо знать зависимость коэффициента пропускания (кривую пропускания) магнитооптической системы, формирующей протонное изображение, от поверхностной плотности материала, из которого изготовлен исследуемый объект. Данную зависимость удобно измерять, используя в качестве объекта радиографирования многоступенчатые клинья.

Экспериментальное определение зависимости коэффициента пропускания магнитооптической системы от поверхностной плотности материалов

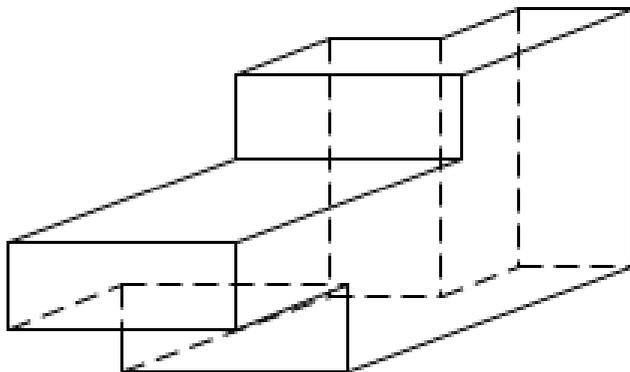
Для экспериментального измерения кривой пропускания проводится протонографирование объектов

с известными значениями толщин. В качестве таких объектов использовались клинья с 6 и 9 градациями толщин из следующих материалов: капрлон, дюралюминий, медь, сталь, свинец и сплав ВНЖ. Такой набор клиньев позволяет получить кривые пропускания для материалов с малой, средней и высокой плотностью. На рис. 2 представлены схематичные изображения 9-ти и 6-ти секционных клиньев.

Протонное изображение несет в себе информацию не только об исследуемом объекте, но и о распределении протонов в пучке, падающем на объект. На рис. 3а представлена исходная протонограмма и профиль сигнала, взятый вдоль линии, отмеченной на протонограмме. Очевидно, что форма профиля сигнала сильно зависит от распределения протонов в пучке.

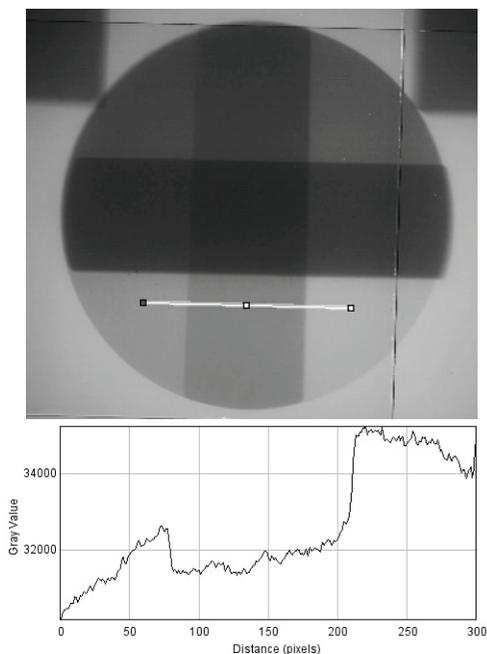


а

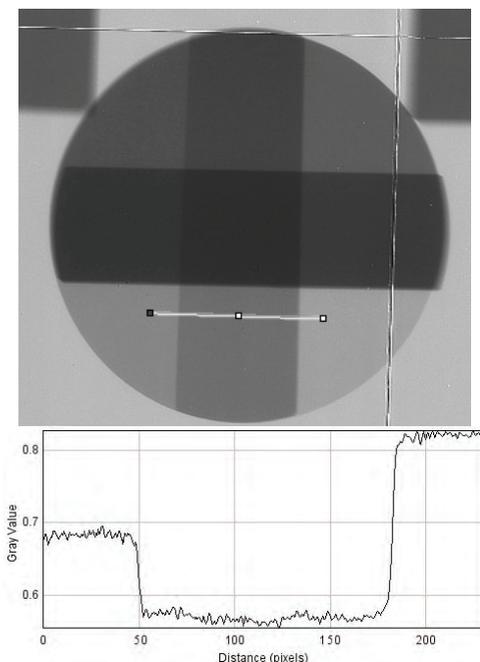


б

Рис. 2. Схематичное изображение исследуемых клиньев: а – 9-ти секционного, б – 6-ти секционного



а



б

Рис. 3. Протонографические изображения клина: а – исходное, б – после коррекции и профили сигнала, взятые вдоль линий, отмеченных на протонограммах

Проведя деление (нормирование) матрицы сигналов изображения объекта на матрицу сигналов изображения падающего на объект пучка, с учетом разницы в чувствительности систем регистрации изображений, получаем величину пропускания магнитооптической системы. Величина сигнала в нормированной протонограмме каждой ступени клина является величиной пропускания магнитооптической системы для данного материала с данными массовыми толщинами. Скорректированная протонограмма и соответствующий профиль сигнала представлены на рис. 3б.

Для построения искомой зависимости на нормированном изображении в каждой секции клина выбиралась область, внутри которой определялось среднее значение величины коэффициента пропускания, а также ее среднеквадратичное отклонение. Величина среднеквадратичного отклонения бралась в качестве погрешности измерения. Полученные экспериментальные значения аппроксимируются функцией вида:

$$y = A_0 * e^{-l_\lambda * x}. \quad (1)$$

где параметр A – коэффициент пропускания без объекта, l_λ – коэффициент ослабления, x – поверхностная плотность.

На рис. 4 представлен сводный график экспериментальных значений коэффициента пропускания в зависимости от поверхностной плотности и аппроксимированные кривые пропускания для всех исследуемых материалов с коллиматором 150 мм. Такой диаметр коллиматора позволяет магнитной системе захватывать и доводить до плоскости регистрации более 95 % протонов, рассеявшихся в результате многократного кулоновского взаимодействия.

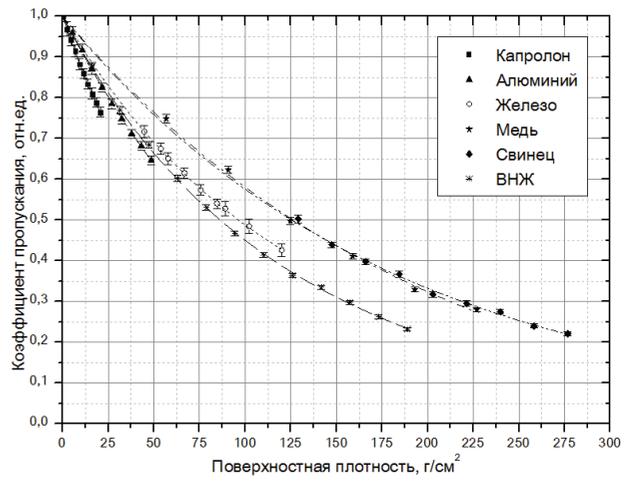


Рис. 4. Сводный график кривых пропускания, полученных по экспериментальным данным

На рис. 5 представлены кривые пропускания для алюминия и ВНЖ, полученные при разных коллиматорах.

Из графиков рис. 5 видно, что с уменьшением диаметра коллиматора увеличивается угол наклона кривой пропускания, что увеличивает контраст протонограмм и повышает чувствительность метода к изменению толщин, однако, одновременно снижается статистика протонов в изображении, что приводит к увеличению шума и снижению чувствительности. Таким образом, при выборе коллиматора необходимо оптимизировать его диаметр по максимальному значению величины сигнал/шум в изображении для заданного значения перепада толщин.

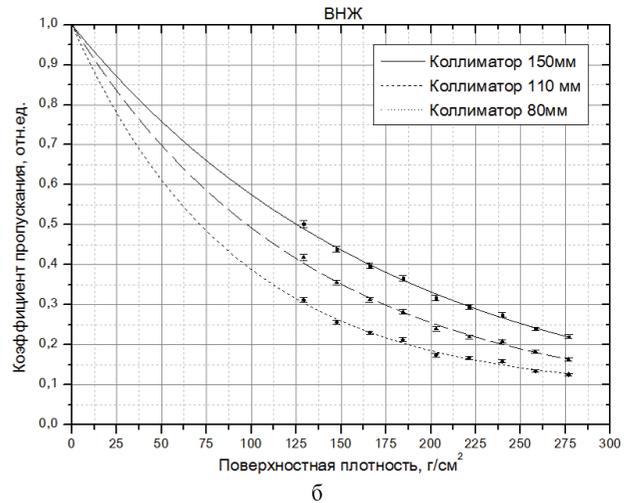
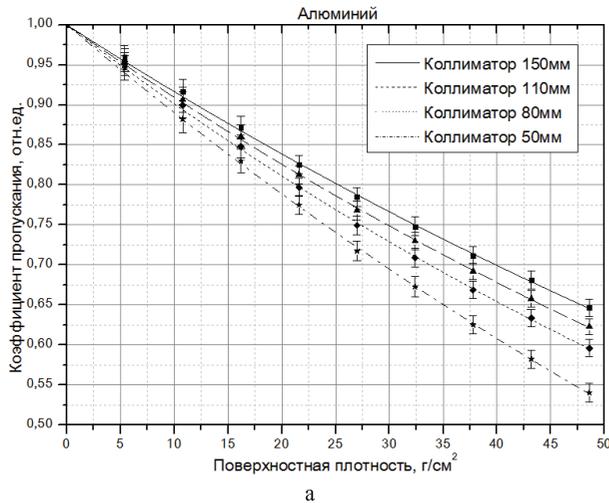


Рис. 5. Кривые пропускания, полученные при разных коллиматорах: а – для алюминия, б – для ВНЖ

Аналитический расчет кривой пропускания

Коэффициент пропускания магнитооптической системы определяется тремя физическими процессами, в которых при прохождении через объект участвуют протоны: неупругое ядерное рассеяние, кулоновское рассеяние и упругое рассеяние протонов на ядрах объекта, а также акцептансом магнитной системы. Часто, полагая, что угловая зависимость упругого рассеяния близка к угловому распределению кулоновского рассеяния и находится в его пределах, коэффициент пропускания описывается следующей аналитической функцией:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\frac{\rho l}{\lambda} \left(1 - e^{-\frac{\theta_{\text{КОЛЛ}}^2}{2\theta_{\text{МКР}}^2}} \right)}, \quad (2)$$

где N_0 – число частиц в налетающем потоке, N – число частиц, прошедших через слой вещества толщиной l , λ – длина неупругого ядерного взаимодействия ($\text{г}/\text{см}^2$), ρ – плотность вещества ($\text{г}/\text{см}^3$), $\theta_{\text{КОЛЛ}}$ – угол обрезки коллиматора, $\theta_{\text{МКР}}$ – среднеквадратичный угол многократного кулоновского рассеяния, который определяется по формуле (3):

$$\theta_{\text{МКР}} = \frac{13,6}{E} \sqrt{\frac{\rho l}{X_0}}, \quad (3)$$

где E – энергия протонов, X_0 – радиационная длина вещества объекта.

Расчет кривых пропускания с использованием формул (2) и (3) проведен для следующих материалов: алюминий, медь, железо, свинец и вольфрам. На рис. 6 представлен сводный график, полученный с коллиматором 150 мм.

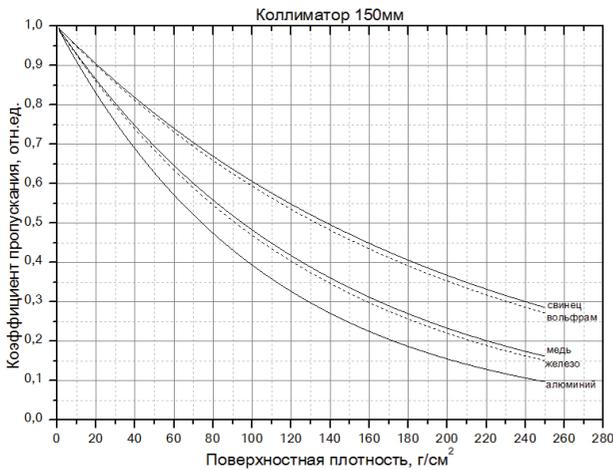


Рис. 6. Сводный график кривых пропускания, полученных аналитически

Для алюминия и вольфрама проведен расчет коэффициентов пропускания с коллиматорами 150, 110, 80 и 50 мм. Результаты расчетов приведены на рис. 7.

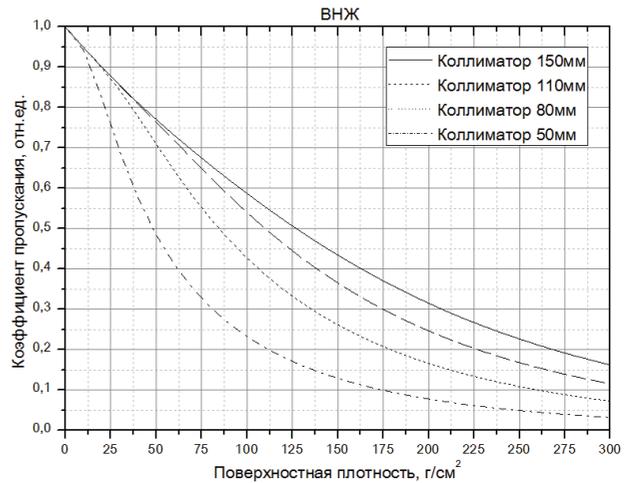
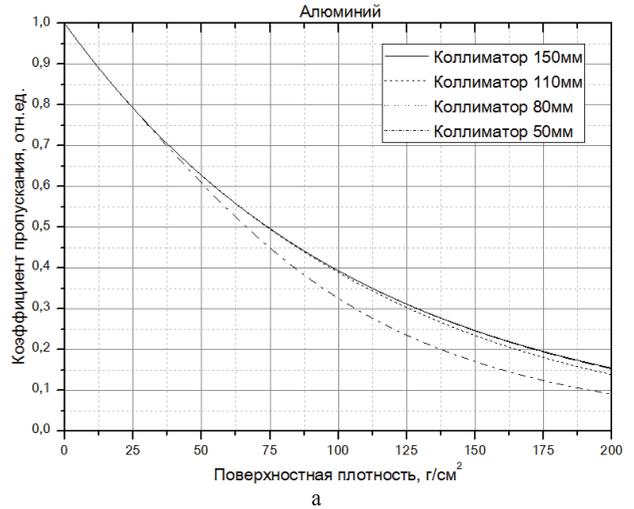
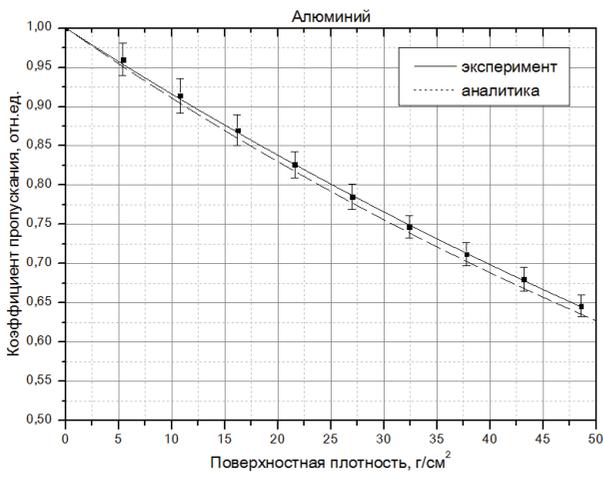


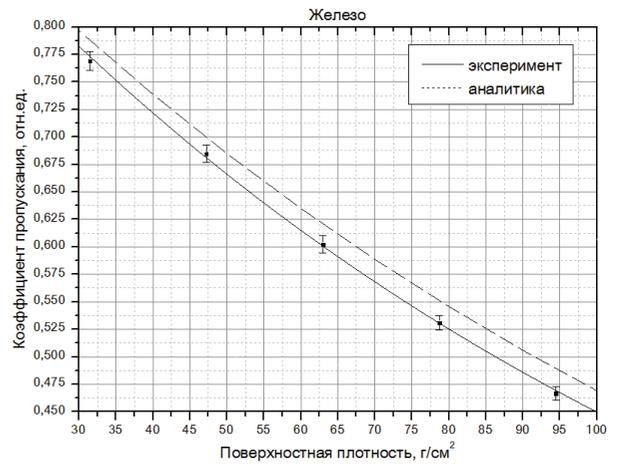
Рис. 7. Кривые пропускания, рассчитанные с разными коллиматорами: а – для алюминия, б – для ВНЖ

Сравнение экспериментальных и расчетных кривых пропускания

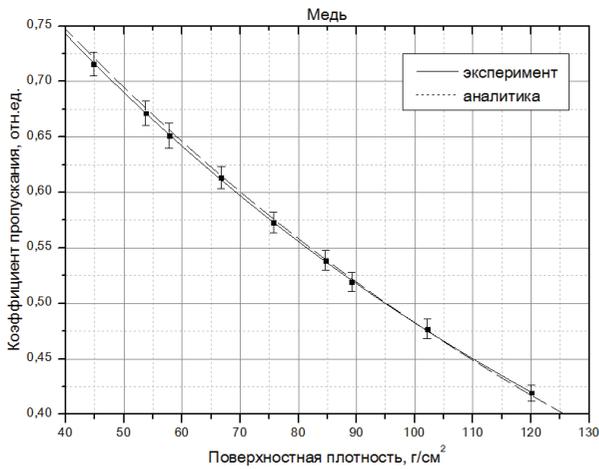
На рис. 8 а–8г представлено сравнение кривых пропускания для алюминия, железа, меди, свинца и ВНЖ при коллиматоре диаметром 150 мм. Хорошее согласие аналитических кривых и экспериментальных данных получены для алюминия и меди (рис. 8а и 8в).



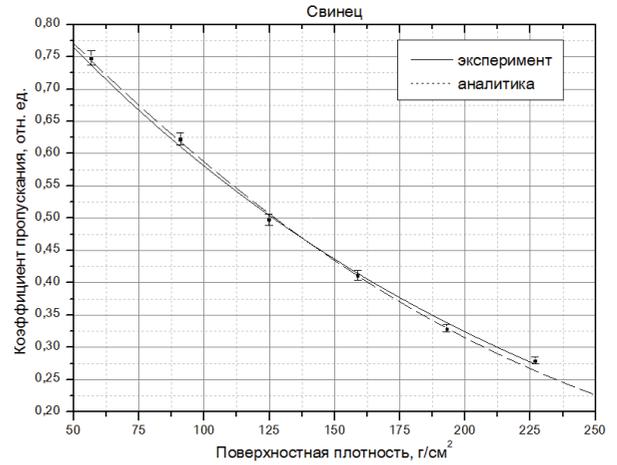
а



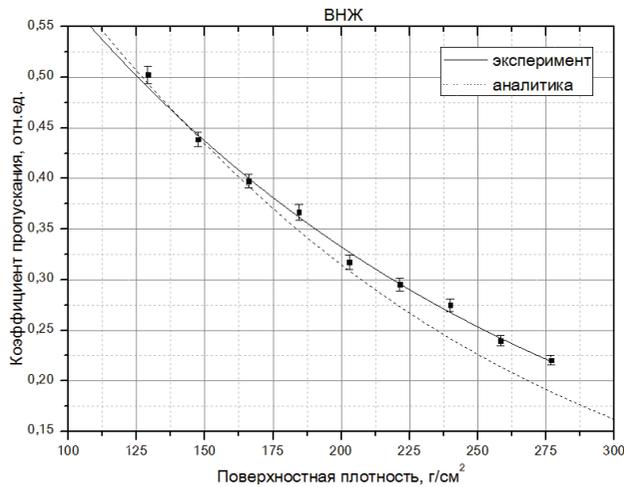
б



в



г



д

Рис. 8. Сравнение кривых пропускания, полученных аналитически и экспериментальным путем для: а – алюминия, б – железа, в – меди, г – свинца, д – ВНЖ

Разницу в кривых пропускания можно объяснить несколькими факторами. Во-первых, на профиль нормированной протонограммы объекта большее влияние оказывает размытие в сцинтилляторе, обусловленное вторичными частицами, возникающими при взаимодействии протонов с веществом сцинтиллятора, а также перерассеянием света внутри

сцинтиллятора. Этот фактор учитывается путем де-конволюции протонного изображения с функцией размытия точки (ФРТ), которая определяется экспериментально. При измерении кривых пропускания, описанных выше, протонные изображения регистрировались с применением сцинтиллятора толщиной 5 мм, а для компенсации использовалась ФРТ, экс-

периментально измеренная для сцинтиллятора толщиной 2 мм [3] Экспериментальных данных по сцинтиллятору толщиной 5 мм на настоящий момент нет. Вероятно, применение при обработке известной ФРТ, полностью не компенсирует завышенный уровень сигнала в области больших толщин и заниженный в области малых толщин. На рис. 9 представлено сравнение аналитических кривых и экспериментальных данных для ВНЖ при разных коллиматорах. Видно, что в районе толщин свыше 150 г/см² отклонение экспериментальных данных от аналитики для коллиматора диаметра 150 мм доходит до 15 %, для коллиматора 80 мм – до 30 %, что является очень существенной величиной.

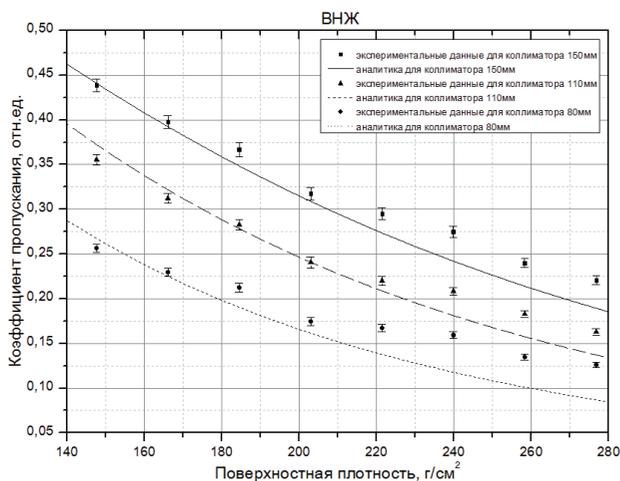


Рис. 9. Сводный график кривых пропускания для ВНЖ с разными коллиматорами: точки – экспериментальные данные, линии – расчетные кривые

Вторым фактором, вызывающим расхождение экспериментальных и аналитических кривых, является отсутствие учета в аналитической формуле (2) упругого ядерного взаимодействия протонов, которое приводит к увеличению общего угла рассеяния протонов и уменьшению коэффициент пропускания.

Для проверки влияния упругого рассеяния на результаты протонографирования было проведено сравнение экспериментальных кривых пропускания для железа и алюминия с кривыми, полученными путем моделирования методом Монте-Карло с помощью программы Geant4, учитывающего все взаимодействия протонов с веществом, кроме того при моделировании произведен учет магнитной системы протонографического комплекса. Также проведено сравнение с аналитическими расчетами, учитывающими упругое ядерное взаимодействие. Такие расчеты базируются на аппроксимации угла упругого ядерного рассеяния с помощью двух гауссианов с последующей их сверткой с гауссианом, описывающим угол многократного кулоновского рассеяния. Сводный график кривых пропускания с коллиматором 50 мм, полученных разными способами, приведен на рис. 10.

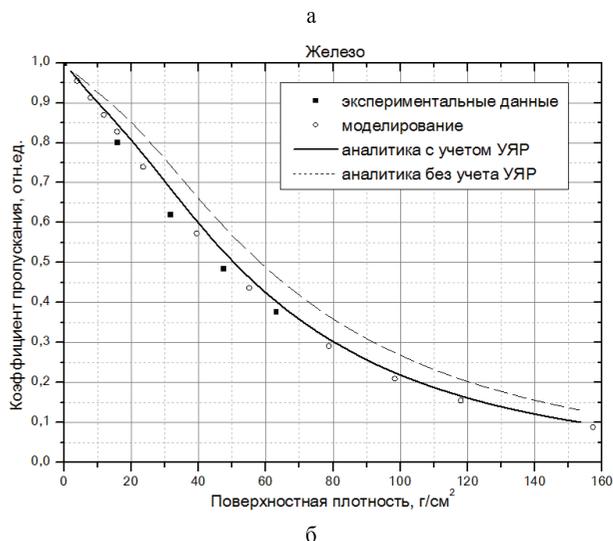
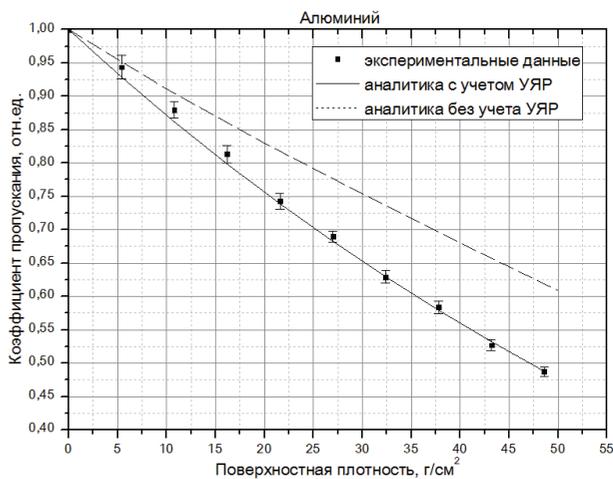


Рис. 10. Сводный график кривых пропускания, полученных разными способами: а – для алюминия, б – для железа

Видно, что наиболее точно экспериментальные данные описываются кривой, учитывающей упругое ядерное рассеяние.

Заключение

В настоящей работе представлены результаты измерений зависимости коэффициента пропускания магнитооптической системы от поверхностной плотности для ряда материалов (капролон, дюралюминий, медь, сталь, свинец и сплав ВНЖ), а также проведено сравнение полученных результатов с расчетами. Хорошее согласие экспериментальных и расчетных кривых получено при коллиматоре максимального диаметра 150 мм для материалов малых и средних плотностей.

Экспериментальные кривые для материалов высокой плотности имеют более существенные отличия от аналитических расчетов, что, вероятнее всего, связано с большим влиянием формы ФРТ на результат эксперимента.

При учете упругого ядерного взаимодействия различия между экспериментальными данными и аналитическими уменьшаются. Исследования в данном направлении будут продолжаться.

Литература

1. Андриянов А. И. и др. Ввод в эксплуатацию протонорадиографического комплекса на ускорителе У-70 // Приборы и техника эксперимента. 2016, № 3. С. 61–68.

2. Трутнев Ю. А., Картанов С. А., Таценко М. В. и др. Радиографическая установка ускорителя протонов с энергией 70 ГэВ ГНЦ ИФВЭ // Приборы и техника эксперимента. 2010, № 3. С. 5–12.

3. Пат. № 2529454 РФ, 27.09.2014, МПК G03B42/08. Способ определения экспериментальным путем функции размытия точки (ФРТ) в конвертере для регистрации протонного излучения / Михайлюков К. С., Картанов С. А., Таценко М. В.