

УДК 539.171:539.12

Количественный анализ влияния различных факторов на интенсивность рентгеновского сигнала, обратно рассеянного полубесконечными отражателями

ГЕРЧИКОВ Ф. Л.

В настоящее время в отечественной и зарубежной литературе имеется значительное число экспериментальных и теоретических работ по исследованию интегральных характеристик обратно рассеянного γ -излучения. Однако эти расчеты охватывают моноэнергетическое излучение с $E_\gamma > 0,1 \div 0,3$ МэВ [1]. В последние годы в системах автоматического управления и регулирования различными объектами и технологическими процессами все большее применение находят устройства, источником информации в которых служит тормозное импульсное рентгеновское излучение с $E_\gamma < 150$ кэВ [2, 3]. Такие устройства включают в себя импульсный или непрерывный излучатель, генерирующий рентгеновское излучение, и приемник, состоящий из детектора, воспринимающего прямое или обратно рассеянное рентгеновское излучение, и блока обработки информации, вырабатывающего сигнал в систему автоматического управления объектом.

Пусть импульсный рентгеновский излучатель генерирует в направлении полубесконечного отражателя, находящегося в воздушной среде на расстоянии H от него, энергию E_0 [Мэв/имп.]. При этом излучение в пределах диаграммы направленности, характеризуемой углом коллимации $2\Psi_0$, изотропно, линейные размеры излучателя и детектора много меньше H , линия излучатель — детектор (база d) параллельна ровной поверхности отражателя (рис. 1).

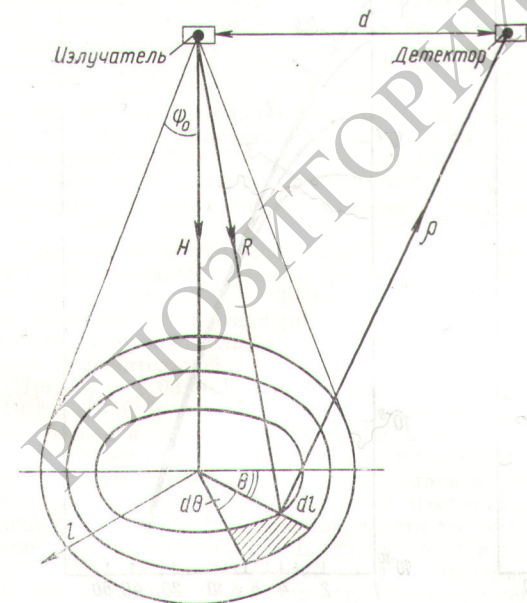


Рис. 1. Геометрия эксперимента

Энергия рентгеновского излучения, падающего на элементарную площадку поверхности отражателя $dS = ldl d\theta$:

$$dE_{\text{пад}} = E_0 R^{-2} \exp(-\mu_1 R) dS,$$

где $R^2 = H^2 + l^2$; μ_1 — коэффициент поглощения рентгеновского излучения в воздухе на трассе излучатель — отражатель. Энергия сигнала, отраженного элементарной площадкой отражателя:

$$dE_{\text{отр}} = \frac{dE_{\text{пад}}}{2\pi\rho^2} A_E \exp(-\mu_2 \rho),$$

где $\rho = H^2 + d^2 + l^2 - 2dl \cos \theta$; μ_2 — коэффициент поглощения рентгеновского излучения на трассе отражатель — детектор; A_E — энергетическое альbedo отражателя.

Интегрируя по всей поверхности полубесконечного отражателя, получаем на входе детектора

$$E_{\text{пр}} = E_0 A_E \int_{l=0}^{l_0} \int_{\theta=0}^{\pi} \frac{\exp(-\mu_1 \sqrt{H^2 + l^2}) \exp(-\mu_2 \sqrt{H^2 + l^2 - 2dl \cos \theta})}{(H^2 + l^2)(H^2 + l^2 + d^2 - 2dl \cos \theta)} d\theta dl \quad (1)$$

Пусть

$$A_E \int_{l=0}^{l_0} \int_{\theta=0}^{\pi} \frac{\exp(-\mu_1 \sqrt{H^2 + l^2}) \exp(-\mu_2 \sqrt{H^2 + l^2 - 2dl \cos \theta})}{(H^2 + l^2)(H^2 + l^2 + d^2 - 2dl \cos \theta)} d\theta dl = L_S$$

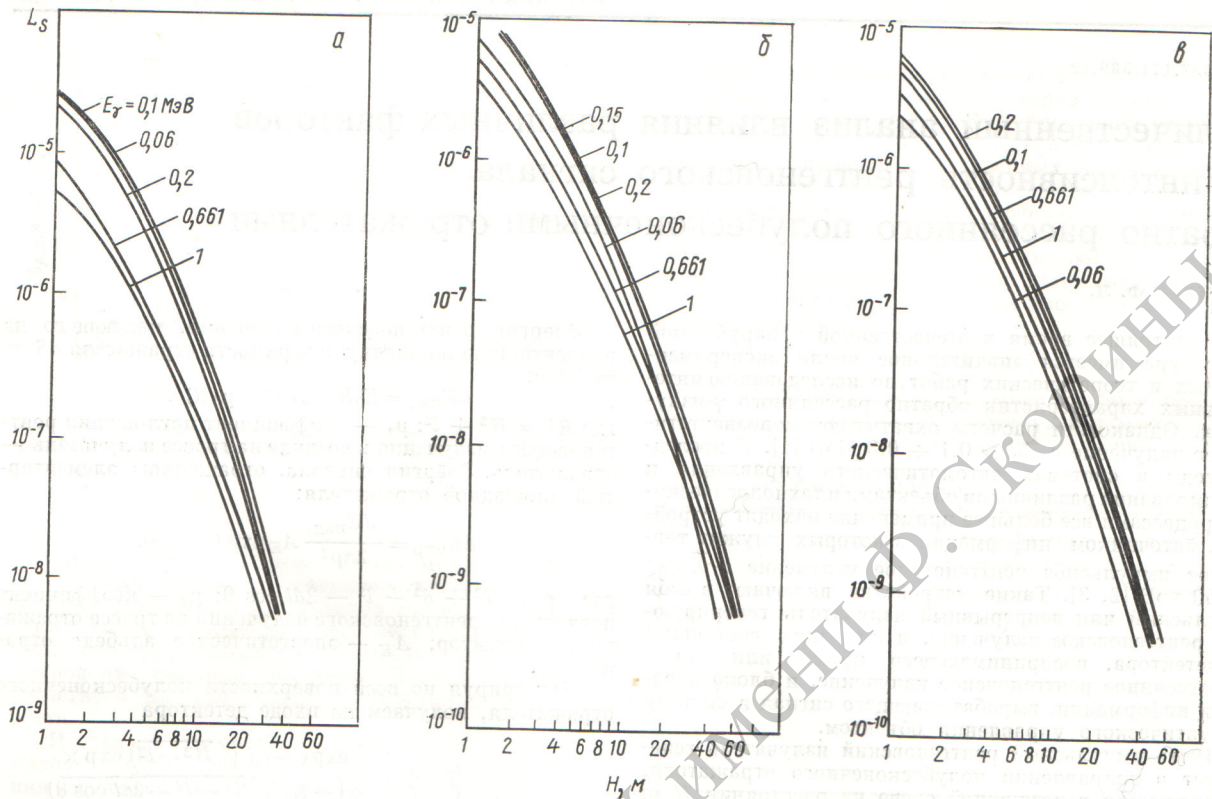
— коэффициент передачи сигнала на трассе излучатель — отражатель — детектор.

Тогда выражение (1) запишем в виде $E_{\text{пр}} = E_0 L_S$. В общем случае

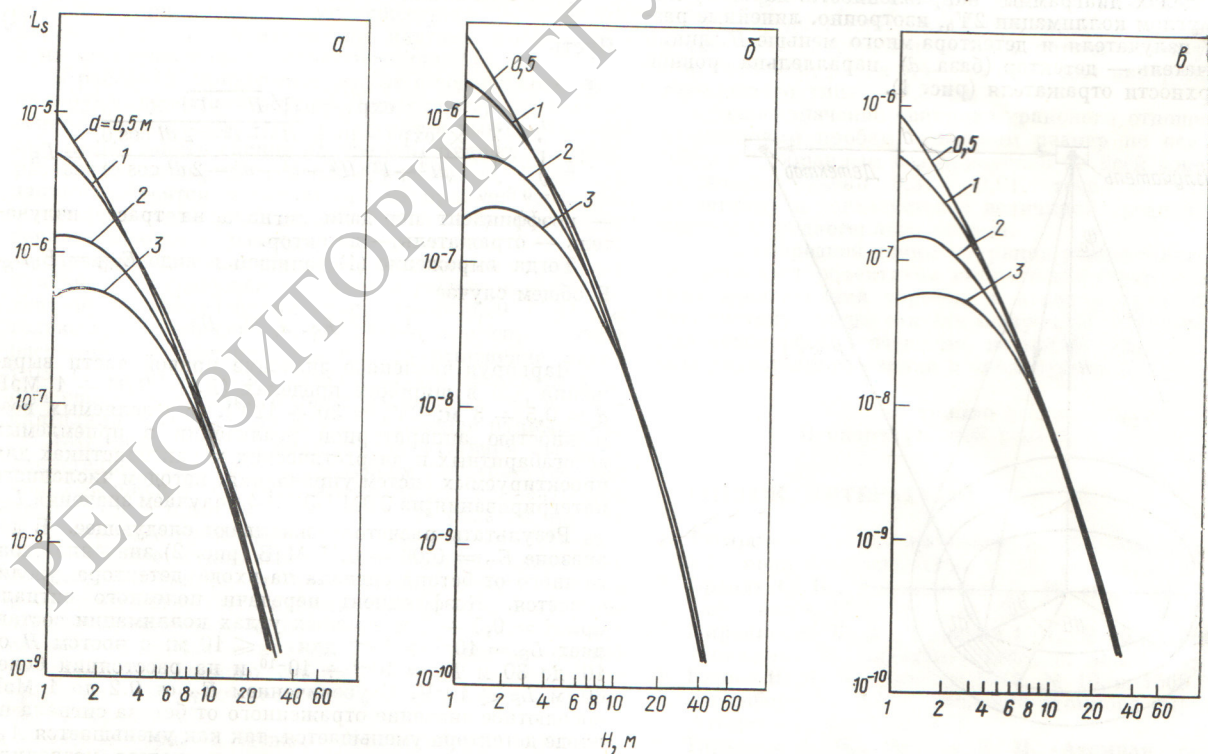
$$L_S = f(E_\gamma, d, \Psi_0, H).$$

Варьируя численное значение правой части выражения (2) в широких пределах ($E_\gamma = 0,06 \div 1$ МэВ $d = 0,5 \div 3$ м; $2\Psi_0 = 30 \div 120^\circ$), определяемых возможностью аппаратной реализации в приемлемых весогабаритных и энергетических характеристиках для проектируемых систем управления, методом численного интегрирования на ЭВМ БЭСМ-4 получаем значения L_S .

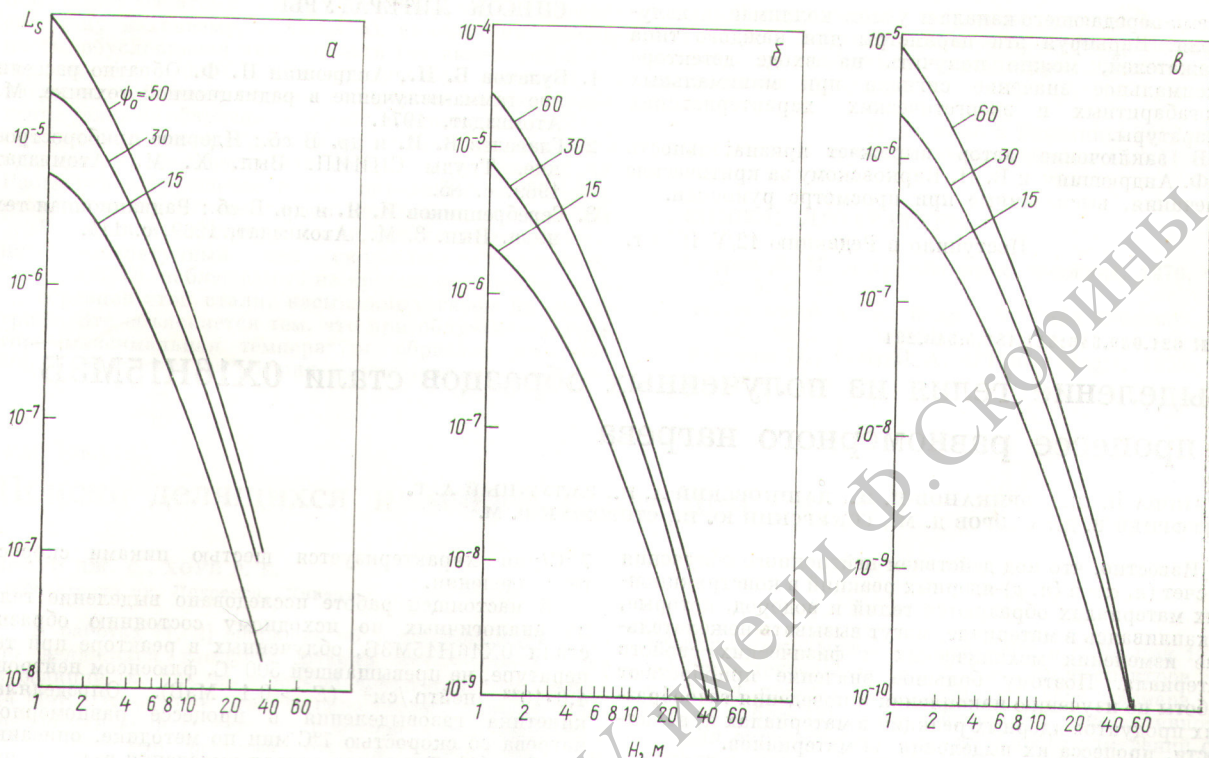
Результаты расчетов показывают следующее. В диапазоне $E_\gamma = 0,06 \div 0,15$ МэВ (рис. 2) значение отраженного от бетона сигнала на входе детектора увеличивается. Коэффициент передачи полезного сигнала при $d = 0,5 \div 3$ м и малых углах коллимации составляет $L_S = 10^{-7} \div 10^{-8}$ для $H \leq 10$ м; с ростом H от 10 до 30 м $L_S = 10^{-9} \div 10^{-10}$ и на расстоянии более 60 м $L_S < 10^{-11}$. С увеличением E_γ от 0,2 до 1 МэВ абсолютное значение отраженного от бетона сигнала на входе детектора уменьшается, так как уменьшается A_E . Аналогичные расчеты для воды и железа позволили



Р и с. 2. Изменение отраженного от воды (а), бетона (б) и железа (в) сигнала в зависимости от E_γ



Р и с. 3. Изменение отраженного от воды (а), бетона (б) и железа (в) сигнала в зависимости от d



Р и с. 4. Изменение отраженного от воды (а), бетона (б) и железа (в) сигнала в зависимости от $2\Psi_0$.

определить оптимальную с точки зрения максимального значения сигнала на входе детектора энергию для воды, бетона и железа: 0,1; 0,15 и 0,2 МэВ соответственно.

С уменьшением расстояния между излучателем и детектором значение сигнала на входе детектора растет. В диапазоне 0,06—0,2 МэВ при $2\Psi_0 = 30 \div 120^\circ$ $L_S = 5 \cdot 10^{-8} \div 3 \cdot 10^{-5}$ для баз 0,5—3 м при расстояниях до бетонного отражателя меньше 10 м. При $H > 10$ м зависимость сигнала от базы нивелируется (рис. 3). Для энергии 0,06 МэВ и $H = 1 \div 10$ м $L_S = 10^{-5} \div 10^{-7}$; $5 \cdot 10^{-6} \div 10^{-7}$; $10^{-6} \div 2 \cdot 10^{-8}$ соответственно для воды, бетона и железа при $d = 0,5$ м и $2\Psi_0 = 30^\circ$.

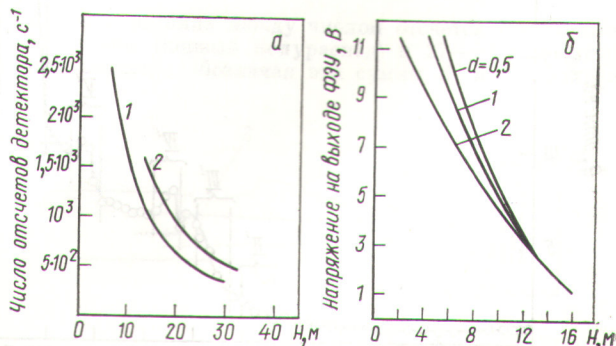
С увеличением угла коллимации излучателя значение полезного сигнала растет. При $E_\gamma = 0,06 \div 0,2$ МэВ, $d = 0,5 \div 3$ м и $2\Psi_0 = 30 \div 120^\circ$ $L_S = 10^{-4} \div 10^{-6}$ для бетонного отражателя (рис. 4). С увеличением расстояния до отражателя зависимость $L_S = f(\Psi_0)$ становится незначительной.

При $E_\gamma = 0,06$ МэВ и $d = 1$ м $L_S = 10^{-7} \div 6 \cdot 10^{-6}$; $5 \cdot 10^{-8} \div 2 \cdot 10^{-6}$; $6 \cdot 10^{-9} \div 9 \cdot 10^{-7}$ соответственно для воды, бетона и железа при $2\Psi_0 = 30^\circ$ и $H = 1 \div 10$ м.

Эксперименты на стендах и объектах подтвердили правильность теоретических предпосылок и расчетов (рис. 5). В частности, практические измерения, приведенные в работе [1], показывают, что расчеты коэффициента передачи сигнала L_S для квантов с энергией $E_\gamma = 0,661$ МэВ хорошо совпадают с экспериментом сигнала. Максимум интенсивности обратно рассеянного излучения в расчетах и эксперименте наблюдается при отражении от воды. Измеренное значение обратно рассеянного излучения от воды и бетона [1], эффектив-

но зарегистрированное при $H = 0 \div 30$ м, хорошо согласуется с расчетом коэффициента передачи сигнала L_S в этом диапазоне расстояний. Практические измерения обратно рассеянного рентгеновского излучения при различных базах хорошо согласуются с расчетными значениями. В обоих случаях видно, что с расстояния $H \geq 10$ м влияние базы на значение обратно рассеянного сигнала на входе детектора нивелируется.

Итак, значение сигнала на входе детектора в рентгеновских системах управления определяется энергией зондирующего рентгеновского излучения, геометрией



Р и с. 5. Экспериментальные значения обратно рассеянного излучения: а — от бетона (1) и воды (2) при $E_\gamma = 0,661$ МэВ [1]; б — от бетона для различных баз при $E_\gamma = 0,06$ МэВ

приемо-передающего канала и углом коллимации излучателя. Варьируя эти параметры для каждого типа отражателей, можно получить на входе детектора максимальное значение сигнала при минимальных весогабаритных и энергетических характеристиках аппаратуры.

В заключение автор выражает признательность Н. Ф. Андриюшину и В. Н. Барковскому за критические замечания, высказанные при просмотре рукописи.

Поступило в Редакцию 12/V 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Булатов Б. П., Андриюшин Н. Ф. Обратное рассеянное гамма-излучение в радиационной технике. М., Атомиздат, 1971.
2. Глаголев В. И. и др. В сб.: Ядерное приборостроение. Труды СНИИП. Вып. X. М., Атомиздат, 1969, с. 85.
3. Серебренников И. Я. и др. В сб.: Радиационная техника. Вып. 3. М., Атомиздат, 1969, с. 114.

УДК 621.039.546:541.183.5:546.291

Выделение гелия из полученных образцов стали 0X16N15M3B в процессе равномерного нагрева

АГАПОВА Н. П., АФРИКАНОВ И. Н., ДАШКОВСКИЙ А. И., ЗАЛУЖНЫЙ А. Г., ОНУФРИЕВ В. Д., СКОРОВ Д. М., СОКУРСКИЙ Ю. Н., СТОРОЖУК О. М.

Известно, что под действием нейтронного облучения за счет (n, α)- и (n, p)-ядерных реакций в конструкционных материалах образуются гелий и водород, которые, накапливаясь в материале, могут вызывать нежелательные изменения механических и физических свойств материала. Поэтому большое значение приобретают работы по изучению накопления и поведения газообразных продуктов ядерных реакций в материалах и, в частности, процесса их выделения из материалов.

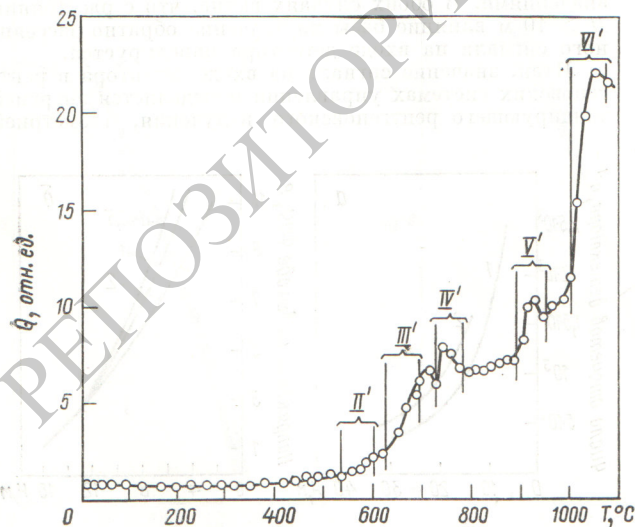
В работе [1] описана методика и приведены результаты изучения кинетики выделения гелия из образцов никеля и стали 0X16N15M3B (в исходном состоянии — фольги толщиной ~ 100 мкм с рекристаллизованным зерном размером 30—50 мкм), в которые гелий вводился бомбардировкой α -частицами на циклотроне. Было показано, что выделение гелия из данных образцов в процессе их равномерного нагрева со скоростью

7 °C/мин характеризуется шестью пиками скорости газовыделения.

В настоящей работе исследовано выделение гелия из аналогичных по исходному состоянию образцов стали 0X16N15M3B, облученных в реакторе при температуре, не превышавшей 500 °C, флюенсом нейтронов $4,0 \cdot 10^{22}$ нейтр./см² ($E > 0,1$ МэВ). Определялась кинетика газовыделения в процессе равномерного нагрева со скоростью 7 °C/мин по методике, описанной в работе [1]. Типичная кривая выделения гелия в процессе равномерного нагрева со скоростью 7 °C/мин, полученная при постоянной скорости откочки этого газа, показана на рисунке (II'—VI'). На кинетической кривой при температуре выше 500 °C можно обнаружить пять высокотемпературных пиков скорости выделения гелия. Сравнивая приведенные кривые с кривыми, полученными для циклотронных образцов, можно установить тождественность этих кривых в области температур выше 500 °C (пики скорости газовыделения обозначены в соответствии с работой [1]).

При температуре выше 500 °C выделение гелия из образцов стали, в которых гелий образовался за счет (n, α)-реакций при облучении быстрыми нейтронами в реакторе, имеет те же стадии, что и выделение гелия из образцов, в которые атомы газа были введены путем облучения на циклотроне. Следовательно, выделение гелия из стали при температурах 600—700 °C соответствует диффузии атомов газа по вакансионному механизму, а выделение при 900 °C и более высоких температурах — миграции пузырьков газа к поверхности образца [1].

Исследование облученных образцов стали методом трансмиссионной электронной микроскопии показало наличие пор с заметной огранкой. Размер пор лежит в пределах 50—250 Å и в среднем равен 150 Å; концентрация пор составляет $\sim 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Расчет показывает, что для создания в порах равновесного давления гелия необходимо в 35 раз большее содержание гелия, чем обнаружено экспериментально при помощи установки и согласно методике, описанной в работе [2]. Это означает, что поры имеют вакансионный характер, т. е. не заполнены атомами гелия. Вакансионные поры, естественно, являются стоками для атомов гелия, находящихся в решетке материала, но, видимо, они не



Кинетика выделения гелия из облученного образца стали 0X16N15M3B ($4,0 \cdot 10^{22}$ нейтр./см²) в процессе равномерного нагрева со скоростью 7 °C/мин