

Sławomir Mackiewicz
IPPT PAN

PROMIENIOWANIE ROZPROSZONE I JEGO ROLA W BADANIACH RADIOGRAFICZNYCH

1. Wstęp

W praktyce badań radiograficznych promieniowanie rozproszone kojarzy się zwykle z ołowianą literą B umieszczaną na kasecie radiograficznej po stronie przeciwnej do strony źródła promieniowania [1]. W przypadku gdy na wywołanym radiogramie widoczny jest jasny obraz litery B twierdzimy, że zastosowana technika radiograficzna w niedostatecznym stopniu eliminuje promieniowanie rozproszone od obiektów znajdujących się poza błoną (ściana, podłoga) i stosujemy odpowiednie środki zaradcze. Środkiem takim może być np. płyta ołowiana umieszczona za błoną. Innym rozwiązaniem zabezpieczającym przed promieniowaniem rozproszonym jest stosowanie osłon i kolimatorów, które mają za zadanie ograniczać szerokość wiązki promieniowania do badanego obszaru [2]. Oba wspomniane rozwiązania dotyczą ochrony przed promieniowaniem rozproszonym powstającym na zewnątrz badanego obiektu a ich zasada jest oczywista i łatwa do praktycznego zastosowania.

Nieco inaczej przedstawia się sprawa w przypadku promieniowania rozproszonego powstającego w samym obiekcie badania. Nie można go wyeliminować w prosty sposób a jego wpływ na powstawanie obrazu radiograficznego jest bardzo istotny. Podstawowym negatywnym efektem tego promieniowania jest obniżenie kontrastu i ostrości uzyskiwanego zobrazowania i związane z tym pogorszenie wykrywalności wad [3]. Wpływ promieniowania rozproszonego trzeba uwzględniać przy planowaniu technik badań radiograficznych, w szczególności przy doborze energii źródła promieniowania oraz okładek wzmacniających. Innym, mniej znanym skutkiem występowania promieniowania rozproszonego jest konieczność korygowania czasów ekspozycji obliczanych dla radiograficznych technik powiększania projekcyjnego oraz technik prześwietlania przez dwie ścianki.

Zjawiska związane z promieniowaniem rozproszonym powstającym w badanym materiale nie zawsze są oczywiste dla praktyków badań radiograficznych. Wymaga to dobrej znajomości mechanizmów oddziaływania promieniowania z materią jak również pewnej wiedzy z zakresu teorii transportu promieniowania. Jest to tematyka wykraczająca poza ramy standardowych kursów radiografii przemysłowej. Celem niniejszego artykułu jest przybliżenie podstawowych wiadomości z tego zakresu szerszemu gronu specjalistów badań radiograficznych oraz zwrócenie uwagi na praktyczne aspekty promieniowania rozproszonego w przemysłowych badaniach radiograficznych.

W artykule omówiono podstawowe oddziaływania fizyczne prowadzące do powstawania promieniowania rozproszonego, jego charakterystykę kierunkową oraz energetyczną a także sposób opisu za pomocą współczynników narastania dawki czyli *build-up factors*. W dalszej części wyjaśniono wpływ rozpraszania na uzyskiwany kontrast radiograficzny a także na sposób obliczania czasów ekspozycji dla technik ekspozycji przez dwie ścianki.

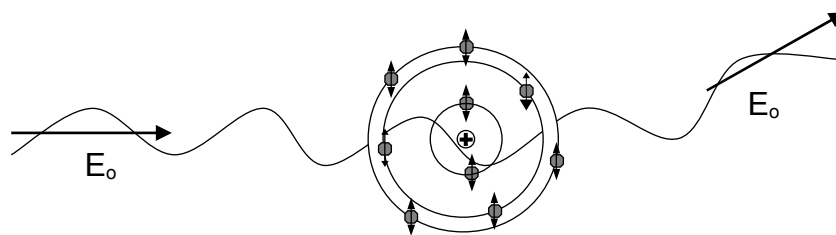
2. Mechanizmy rozpraszania promieniowania

Mechanizmy oddziaływania promieniowania z materią omawiane są zwykle w kontekście ich wpływu na osłabienie pierwotnej wiązki promieniowania. Ogólnie rzecz biorąc prowadzą one do osłabienia intensywności promieniowania pierwotnego wskutek procesów pochłaniania lub rozpraszania fotonów. Należy jednak zauważyć, że fotony, które uległy rozproszeniu, pomimo wyeliminowania ich z wiązki pierwotnej, nie znikają całkowicie a jedynie zmieniają swój kierunek i energię. W ten sposób powstaje promieniowanie rozproszone, którego intensywność narasta w miarę rozprzestrzeniania się wiązki promieniowania w materiale. Po przejściu odpowiednio długiego odcinka drogi promieniowanie rozproszone może stanowić przeważającą część promieniowania i wielokrotnie przewyższać intensywność promieniowania pierwotnego.

Poniżej przeprowadzono przegląd podstawowych mechanizmów oddziaływania promieniowania z materią pod kątem efektywności generowania promieniowania rozproszonego czy też promieniowania wtórnego. Rozpatrzone zostały mechanizmy, które mają istotne znaczenie w zakresie energii promieniowania rentgenowskiego stosowanego w badaniach nieniszczących tj. od kilkudziesięciu keV do kilku MeV. Są to w szczególności rozpraszanie Rayleigha, efekt fotoelektryczny, efekt Comptona oraz zjawisko kreacji par.

2.1. Rozpraszanie Rayleigha

Rozpraszanie Rayleigha zwane także rozpraszaniem koherentnym ma istotne znaczenie jedynie przy niższych energiach promieniowania stosowanych w badaniach nieniszczących [3]. Jest to proces, w którym padający foton „widzi” atom jako całość i jednocześnie pobudza do drgań wszystkie elektrony powłoki atomowej. Każdy z elektronów drga w fazie zgodnej z fazą fali padającej wysyłając swoją falę rozproszoną podobnie jak dipol elektryczny (rys.1). Fale rozproszone od poszczególnych elektronów interferują ze sobą tworząc wypadkową falę rozproszoną. Fala wypadkowa ma charakterystykę kierunkową określoną zarówno przez pole pojedynczego dipola jak też przez interferencję fal pochodzących od różnych dipoli. Ponieważ wszystkie elektrony drgają z jednakową częstotliwością fali padającej wypadkowa fala rozproszona ma tę samą częstotliwość ale rozchodzi się w pewnym zakresie kątowym.



Rys. 1. Schemat koherentnego rozpraszania Rayleigha.

W ujęciu kwantowym, w którym energia fali elektromagnetycznej może występować jedynie w ściśle określonych porcjach (tj. padający foton nie może się podzielić na mniejsze fotony o tej samej częstotliwości), oznacza to, że w wyniku rozproszenia jednego fotonu powstaje drugi foton o tej samej energii, którego kierunek określony jest przez prawdopodobieństwo proporcjonalne do kwadratu amplitudy fali rozproszonej obliczonej w sposób klasyczny.

Kierunkowy rozkład fotonów rozproszonych czyli tzw. różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie Rayleigha dany jest wzorem [4]:

$$\sigma_R(\theta, E) = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2 \theta) F^2(\theta, E, Z) \quad (1)$$

gdzie: $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.818 \times 10^{-15} m$ - klasyczny promień elektronu

E – energia fotonu padającego

θ - kąt między kierunkiem fotonu padającego i rozproszonego

e – ładunek elektronu

m_e – masa spoczynkowa elektronu

c – prędkość światła

$F(\theta, E, Z)$ – czynnik atomowy zależny od rozkładu ładunków w powłoce elektronowej

Z – liczba atomowa rozpraszającego atomu

Dla bardzo niskich energii fotonu padającego czynnik atomowy jest równy liczbie atomowej Z i rozkład kierunkowy rozpraszania Rayleigha określony jest przez funkcję $(1 + \cos^2 \theta)$. Prawdopodobieństwo rozproszenia fotonu w kierunku czołowym ($\theta = 0^\circ$) jest wówczas takie samo jak w kierunku wstecznym ($\theta = 180^\circ$). W miarę wzrostu energii fotonu padającego czynnik atomowy $F(\theta, E, Z)$ staje się coraz bardziej ukierunkowany w ten sposób, że wzrasta prawdopodobieństwo rozpraszania fotonu w kierunkach czołowych a maleje w kierunkach wstecznych. Przykładowo, dla promieniowania o energii 1 MeV rozpraszane koherentnie na atomach żelaza ok. 75% rozpraszanych fotonów będzie znajdować się w obrębie stożka o kącie $\theta = 4^\circ$.

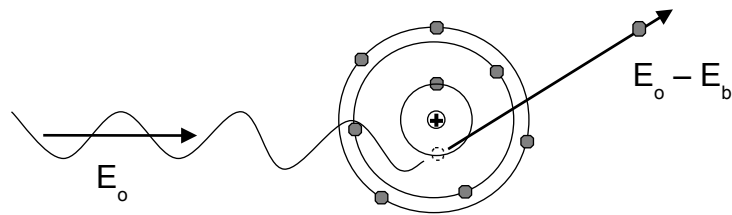
Brak zmiany energii oraz silne ukierunkowanie rozpraszanych fotonów w kierunku promieniowania padającego oznacza, że promieniowanie rozproszone koherentnie nie różni się w sposób istotny od promieniowania pierwotnego. W rozwiązaniach wielu praktycznych problemów promieniowania tego nie wlicza się do promieniowania rozproszonego traktując je jako kontynuację wiązki pierwotnej. Podejście takie ma uzasadnienie również w przypadku badań radiograficznych gdzie fotony rozpraszane pod niewielkimi kątami powodują stosunkowo niewielkie pogorszenie jakości uzyskiwanych obrazów radiograficznych.

2.2. Efekt fotoelektryczny

Dominującym rodzajem oddziaływania w zakresie niższych energii promieniowania rentgenowskiego jest efekt fotoelektryczny [3,4]. W oddziaływaniu tym padający foton wybija elektron z powłoki atomu w ten sposób, że cała energia fotonu zostaje przekazana elektronowi, częściowo na pokonanie energii wiązania częściowo zaś w postaci energii kinetycznej (patrz rys. 2). Sam foton znika w wyniku tego procesu zaś energia kinetyczna elektronu zostaje szybko zużyta na jonizację i wzbudzenie mijanych po drodze atomów.

Efekt fotoelektryczny bezpośrednio nie generuje promieniowania rozproszonego jednak może generować wtórne promieniowanie fotoluminescencyjne. Chodzi o to, że puste miejsca pozostałe po wybitych elektronach zostają szybko zapełniane przez elektrony z wyższych pasm energetycznych w wyniku czego powstają fotony promieniowania o energii równej różnicy poziomów, między którymi następuje przejście elektronu. W przypadku atomów żelaza energia wiązania elektronów w najniższej powłoce K wynosi 7,11 keV co oznacza, że wtórne promieniowanie fotoluminescencyjne będzie miało w tym materiale co najwyżej taką energię. Promieniowanie o tak małej energii jest jednak szybko pochłanianie w

najbliższym otoczeniu i w rezultacie nie wnosi istotnego wkładu do promieniowania rozproszonego rejestrowanego poza obiektem na błonie lub płycie obrazowej.

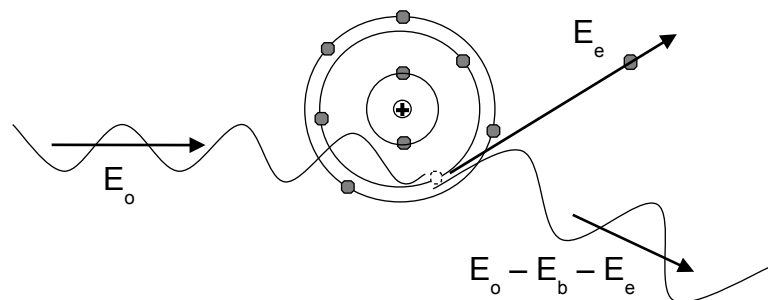


Rys. 2. Efekt fotoelektryczny.

W praktyce można więc przyjąć, że efekt fotoelektryczny nie przyczynia się do generowania promieniowania rozproszonego i w tym sensie jest nieszkodliwy dla badań radiograficznych.

2.3. Efekt Comptona

W średnim i wyższym zakresie energii promieniowania (dla żelaza powyżej 130 keV) dominującym rodzajem oddziaływania jest efekt Comptona [5] (patrz rys. 3).



Rys. 3. Schemat rozpraszania Comptona.

Efekt Comptona polega na wybiciu elektronu z zewnętrznej powłoki atomu kosztem części energii padającego fotonu. W odróżnieniu od efektu fotoelektrycznego padający foton nie znika całkowicie a jedynie zmienia swój kierunek i energię. Ponieważ energie wiązania elektronów w zewnętrznych powłokach atomu (rzędu eV) są bardzo małe w porównaniu z energią fotonu padającego można przyjąć, że rozpraszanie następuje na swobodnych elektronach i energia fotonu rozproszonego jest mniejsza od energii fotonu padającego o wartość równą energii kinetycznej wybitego elektronu.

Istnieje ścisły związek między spadkiem energii i kątem rozproszenia fotonu. Energia fotonu rozproszonego E' wyraża się wzorem [4]:

$$E' = \frac{E}{1 + (E/m_e c^2)(1 - \cos\theta)} \quad (2)$$

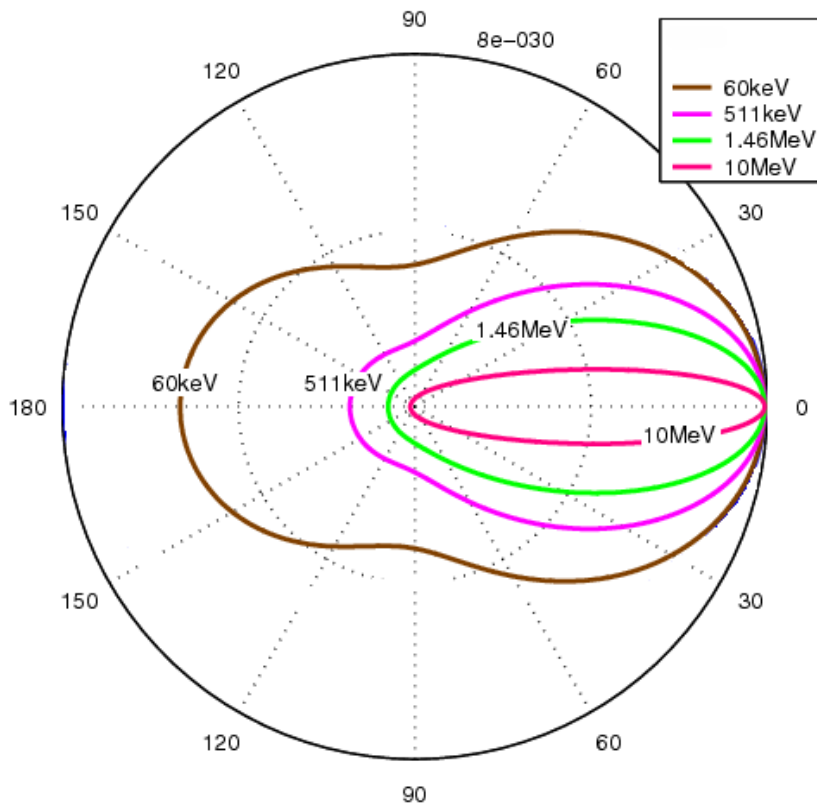
gdzie oznaczenia są takie same jak w poprzedzających wzorach.

Z przedstawionej zależności wynika, że energia fotonu rozproszonego maleje wraz ze wzrostem kąta rozproszenia osiągając wartość minimalną dla kąta $\theta = 180^\circ$. Przykładowo dla fotonu padającego o energii 250 keV minimalna energia fotonu rozproszonego wynosi 126 keV, zaś dla fotonu padającego o energii 600 keV może spaść do 179 keV. Widać więc, że w procesie rozpraszania Comptona energia fotonu może ulegać dużym zmianom uzależnionym od kąta rozproszenia. Średni, statystyczny efekt tego procesu będzie zależał od rozkładu prawdopodobieństwa rozpraszania fotonu w całym zakresie kątowym. Prawdopodobieństwo to, czyli różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie Comptona na swobodnym elektronie, określone jest znanym wzorem Kleina-Nishiny [4]:

$$\sigma_{KN}(\theta, E) = \frac{1}{2} r_e^2 q [1 + q^2 - (1 - \cos^2 \theta)] \quad (3)$$

gdzie $q = E'/E$ jest stosunkiem energii fotonu rozproszonego do energii fotonu padającego określonym wzorem (2).

Zależność powyższą zilustrowano graficznie na rys. 4 dla kilku przykładowych wartości energii fotonów padających.



Rys. 4. Różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie Comptona na swobodnym elektronie dla różnych wartości energii fotonu padającego.

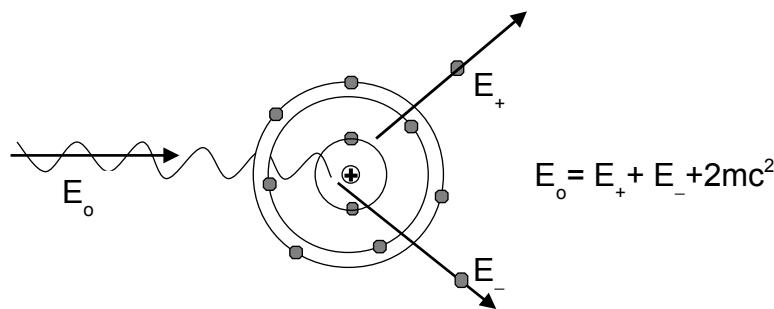
Z przedstawionych zależności wynika, że dla małych energii promieniowania ($E = 60$ keV) prawdopodobieństwo rozproszenia jest stosunkowo równomiernie rozłożone we wszystkich kierunkach. Np. prawdopodobieństwo rozproszenia wstecznego jest w tym przypadku tylko

ok. 30% mniejsze od prawdopodobieństwa rozpraszania w kierunku czołowym. Wraz ze wzrostem energii fotonów padających rozkład prawdopodobieństwa staje się coraz bardziej ukierunkowany ku przodowi jednak ukierunkowanie to jest dużo słabsze niż w przypadku rozpraszania Rayleigha. Można więc powiedzieć, że w typowym zakresie energii wykorzystywanym w badaniach nieniszczących rozpraszanie Comptona jest rozpraszaniem szerokokątowym.

Generalnie rozpraszanie Comptona prowadzi do dużych zmian zarówno energii jak i kierunku fotonów padających. Biorąc pod uwagę duży udział tego procesu w całkowitym prawdopodobieństwie oddziaływania z materią można powiedzieć, że efekt Comptona jest głównym źródłem promieniowania rozproszonego z jakim mamy do czynienia w przemysłowych badaniach radiograficznych.

2.4. Zjawisko kreacji par

Dla uzyskania pełnego obrazu zjawisk prowadzących do powstawania promieniowania rozproszonego należy wspomnieć o zjawisku kreacji par elektron-pozyton. Zjawisko to polega na całkowitej zamianie energii fotonu padającego na wytworzenie pary cząstek elektron-pozyton oraz na energię kinetyczną obu tych cząstek [4]. Zjawisko takie może zajść w silnym polu elektrycznym w pobliżu jądra atomowego (patrz rys. 5) pod warunkiem, że energii fotonu wystarczy na wytworzenie pary cząstek elektron-pozyton.



Rys. 5. Schemat kreacji pary elektron-pozyton w polu elektrycznym jądra atomowego.

W wyniku opisanego procesu foton znika zaś dwie powstałe cząstki rozbiegają się w różnych kierunkach unosząc ze sobą energię kinetyczną. Jak wynika z przedstawionego opisu warunkiem koniecznym zajścia takiego procesu jest to aby energia padającego fotonu była równa co najmniej sumie mas spoczynkowych wytworzonych cząstek czyli $E_0 \geq 2m_e c^2 = 1,02$ MeV. W odróżnieniu od omawianych wcześniej procesów prawdopodobieństwo kreacji par wzrasta ze wzrostem energii fotonów jednak efekt ten staje się dominujący (tj. przewyższa efekt Comptona) dopiero przy energiach rzędu kilku MeV. W badaniach radiograficznych wykonywanych za pomocą lamp rentgenowskich lub typowych źródeł promieniowania gamma efekt ten nie występuje wcale lub (jak w przypadku Co-60) ma marginalne znaczenie. Jest on istotny dopiero w badaniach wykonywanych za pomocą źródeł wysokoenergetycznych takich jak betatrony czy akceleratory liniowe.

Wkład efektu kreacji par do promieniowania rozproszonego ma charakter wtórny i polega na tym, że powstały pozyton po spowolnieniu i spotkaniu na swej drodze zwykłego elektronu ulega anihilacji, w wyniku której powstają dwa fotony gamma o energiach równych 512 keV. Fotony te emitowane są we wzajemnie przeciwnych kierunkach przy czym kierunki te są przypadkowe i nie mają żadnego związku z kierunkiem pierwotnego fotonu padającego. W efekcie zjawisko kreacji par prowadzi do powstawania wtórnego

promieniowania rozproszonego o izotropowym rozkładzie kątowym i energii wynoszącej dokładnie 512 keV.

3. Opis promieniowania rozproszonego

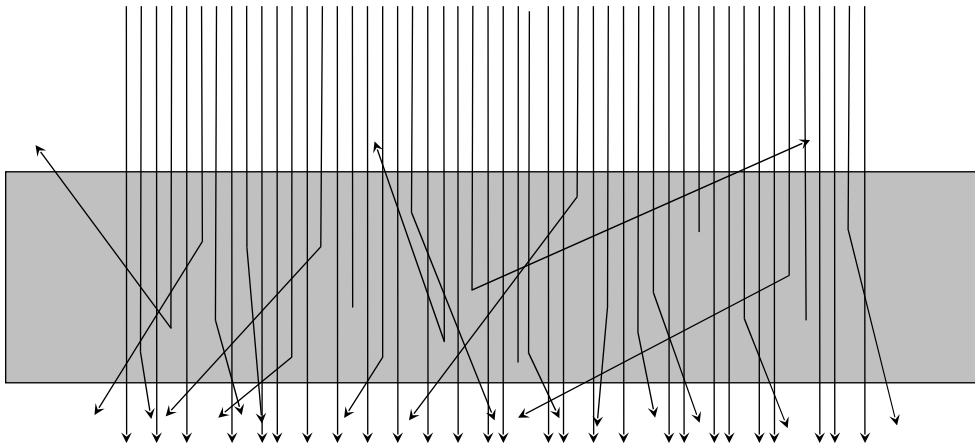
Omówione mechanizmy oddziaływania promieniowania z materią mają różny udział w generowaniu promieniowania rozproszonego zależnie od energii promieniowania padającego. Dla lepszego zilustrowania tej kwestii wykonano obliczenia symulacyjne pokazujące co stanie się z liczbą 1000 fotonów padających na płytę stalową o grubości 20 mm w zależności od ich energii.

E₀ [keV]	N_R	N_{ph}	N_C	N_{pp}	N_{un}
100	196	420	381	0	3
200	104	221	574	0	101
600	18	17	668	0	297
1250	4	4	560	1	431

Tab. 1. Liczby fotonów podlegających różnym rodzajom oddziaływań podczas przejścia przez płytę stalową o grubości 20 mm: N_R – rozpraszanie Rayleigha, N_{ph} – efekt fotoelektryczny, N_C – efekt Comptona, N_{pp} – zjawisko kreacji par, N_{un} – fotony przechodzące bez oddziaływania (wiązka pierwotna)

Z tabeli wynika, że w zakresie energii typowym dla badań nieniszczących dominującym oddziaływaniem jest efekt Comptona, który jednocześnie generuje przeważającą część promieniowania rozproszonego. Dla energii 100 keV przeważa co prawda efekt fotoelektryczny, jednak nie przyczynia się on do powstawania promieniowania rozproszonego a jedynie absorbuje promieniowanie pierwotne. Efekt kreacji par wnosi pewien minimalny wkład do promieniowania rozproszonego dopiero dla energii 1,25 MeV odpowiadającej izotopowi Co-60.

Poglądowy obraz oddziaływań zachodzących w płycie stalowej w wyniku naświetlania jej wiązką równoległych fotonów o energii rzędu kilkuset keV pokazano na rysunku 6. Przy tych energiach promieniowania pewna niewielka część padających fotonów zostanie całkowicie zaabsorbowana w wyniku efektu fotoelektrycznego jednak przeważająca część zmieni swój kierunek i energię w wyniku rozpraszania Comptona. Fotony rozproszone koherentnie w procesie Rayleigha możemy zaliczyć do wiązki pierwotnej tj. traktować podobnie jak fotony przechodzące przez płytę bez jakichkolwiek oddziaływań.



Rys. 6. Obraz oddziaływań wiązki równoległych fotonów w płycie stalowej.

Przy formowaniu obrazu radiograficznego użyteczne są zarówno fotony pierwotne jak i fotony zaabsorbowane w procesie fotoelektrycznym. Kontrast obiektu (cień wady) wynika bowiem z faktu, że liczba fotonów zaabsorbowanych na różnych torach przejścia przez obiekt jest różna w zależności od całkowitej grubości przebytego materiału. Obecność wady (pustki) powoduje spadek liczby fotonów zaabsorbowanych i odpowiedni wzrost liczby fotonów pierwotnych zwiększających zaciemnienie radiogramu.

Promieniowanie rozproszone zakłóca ten sposób budowania obrazu gdyż dochodzi do błony radiograficznej z różnych kierunków po przejściu w materiale różnych przypadkowych dróg. Zwiększa ono ogólne naświetlenie błony nie niosąc jednak żadnej informacji o wewnętrznej strukturze prześwietlanego obiektu. W rezultacie względne różnice w naświetleniu błony w miejscu wady i poza nią (kontrast radiograficzny) ulegają zmniejszeniu. Spadek kontrastu jest tym większy im większy jest udział promieniowania rozproszonego w całkowitym promieniowaniu docierającym do błony.

W tym momencie istotny staje się problem obliczania intensywności promieniowania rozproszonego w odniesieniu do intensywności promieniowania wiązki pierwotnej.

Dokładny opis pola promieniowania przechodzącego przez materiał jest bardzo skomplikowany. Z uwagi na różne energie i kierunki rozproszonych fotonów funkcje, które opisują pole promieniowania są zależne nie tylko od współrzędnej przestrzennej ale także od energii i kierunku fotonów [4]. Wielkością, która w najbardziej podstawowy sposób charakteryzuje pole promieniowania jest *fluencja* (ang. *fluence*) $\Phi(\mathbf{r}, E, \Omega)$. Wielkość ta jest zdefiniowana jako liczba fotonów o energii E , która wchodzi z kierunku Ω do sfery pomiarowej o jednostkowym przekroju zlokalizowanej w punkcie o współrzędnej \mathbf{r} .

Teoretyczne obliczenia rozkładów fluencji są bardzo skomplikowane i możliwe do przeprowadzenia jedynie zaawansowanymi technikami numerycznymi za pomocą komputerów o dużej mocy obliczeniowej. Z punktu widzenia zastosowań praktycznych taki szczegółowy opis pola promieniowania nie jest jednak na ogół potrzebny. W praktyce interesujemy się nie tyle samym polem promieniowania co raczej efektami, które to pole wywołuje w danym ośrodku. Jednym z takich efektów jest jonizacja ośrodka będąca skutkiem wybijania elektronów z ich orbit atomowych (stąd nazwa promieniowanie jonizujące). Jej praktyczne znaczenie wynika, między innymi, z faktu że to właśnie jonizacja tkanek jest bezpośrednią przyczyną szkodliwego wpływu promieniowania na organizmy żywe. Również pierwsze przyrządy służące do pomiarów promieniowania (np. liczniki Geigera-Mullera) bazowały na efekcie jonizacji rozrzedzonego gazu wypełniającego objętość pomiarową. Z

tych powodów często stosowaną miarą intensywności promieniowania jest moc dawki ekspozycyjnej dX/dt zdefiniowana poprzez zdolność jonizacji suchego powietrza. Pomimo definicji związanej z konkretnym ośrodkiem (suche powietrze) moc dawki ekspozycyjnej może być stosowana do opisu intensywności promieniowania w dowolnym innym ośrodku lub materiale. Poglądowo można to sobie wyobrazić w ten sposób, że do materiału wprowadzamy bardzo małą sferę wypełnioną powietrzem i tam mierzymy jonizację. Z formalno-matematycznego punktu widzenia operacja ta odpowiada zastosowaniu określonej funkcji odpowiedzi do przeliczenia fluencji promieniowania na określoną wielkość fizyczną (w tym przypadku jonizację suchego powietrza). Zależność powyższą można zapisać w postaci [4]:

$$\dot{X}(\mathbf{r}) = \int_0^{\infty} R(E) \dot{\Phi}(\mathbf{r}, E) dE \quad (4)$$

gdzie funkcja odpowiedzi $R(E)$ wyrażona w [$C\ cm^2\ kg^{-1}$] ma postać:

$$R(E) = 4,733 \times 10^{-12} E \left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_{air} \quad (5)$$

i gdzie $\mu_{en}(E)$ oraz ρ oznaczają odpowiednio liniowy współczynnik absorpcji energii promieniowania oraz gęstość suchego powietrza.

Zgodnie z powyżej zarysowaną koncepcją mając raz obliczone rozkłady fluencji można przeliczać je na różne inne praktycznie użyteczne wielkości fizyczne jak np. wspomniana dawka ekspozycyjna. Obliczenia rozkładów fluencji oraz wielkości pochodnych zostały wykonane dla wielu różnych materiałów przy założeniu standardowej geometrii problemu tj. punktowego źródła izotropowego w nieskończonym jednorodnym ośrodku [6]. Wyniki tych obliczeń zostały zebrane i stabelaryzowane dla potrzeb różnych dziedzin nauki, techniki w normie [7] w formie tzw. współczynników rozrostu promieniowania (*build-up factors*).

Współczynnik rozrostu promieniowania $B(x, E_0)$ określa stosunek całkowitej mocy dawki promieniowania w pewnym punkcie przestrzeni do mocy dawki pochodzącej wyłącznie od promieniowania pierwotnego. Wartości tych współczynników zależą od energii promieniowania pierwotnego E_0 oraz od długości drogi jaką promieniowanie przebyło w materiale.

$$B(x, E_0) = \frac{D_{tot}}{D_p} \quad (6)$$

gdzie: D_{tot} – całkowita moc dawki promieniowania
 D_p – moc dawki pochodzącej od promieniowania pierwotnego
 x – droga promieniowania w materiale
 E_0 – energia promieniowania pierwotnego

Stabelaryzowane wartości współczynników rozrostu mogą być wykorzystane do przeprowadzenia wielu obliczeń inżynierskich bez potrzeby bezpośredniego stosowania zaawansowanych metod obliczeniowych. Zasada postępowania polega na samodzielnym obliczeniu mocy dawki od promieniowania pierwotnego i przemnożeniu jej przez odpowiedni współczynnik $B(x, E_0)$. Obliczenie mocy dawki promieniowania pierwotnego jest zadaniem stosunkowo prostym i sprowadza się do zastosowania prawa odwrotności kwadratów oraz

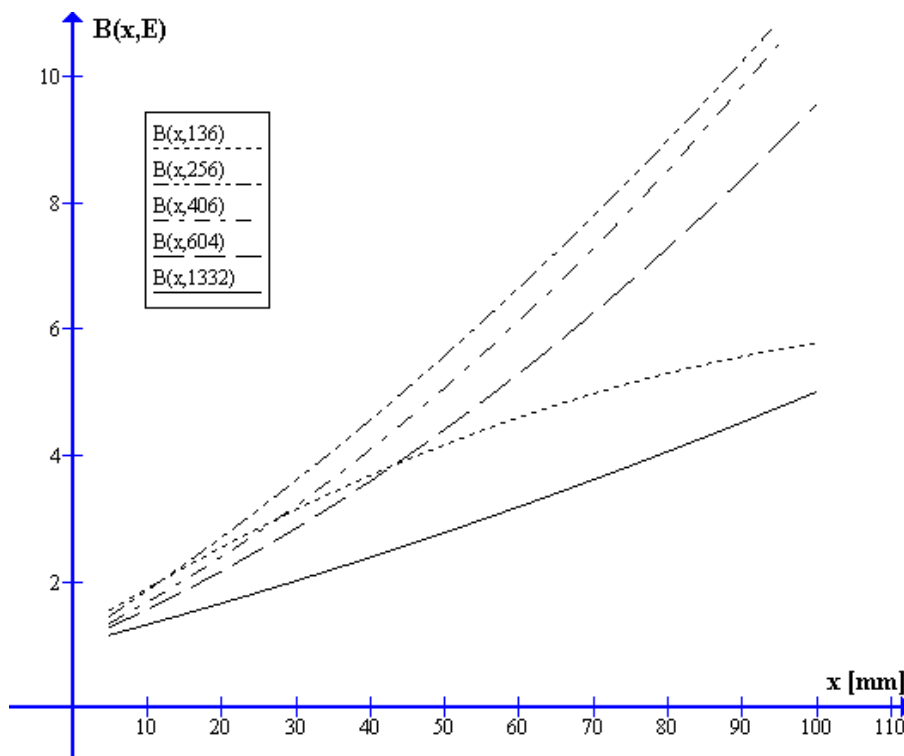
prawa wykładniczego spadku natężenia wiązki pierwotnej w materiale. Cała skomplikowana fizyka rozpraszania i transportu promieniowania rozproszonego zawarta jest we współczynniku rozrostu $B(x, E_0)$. Procedura powyższa może wymagać zastosowania dodatkowych współczynników korekcyjnych lub zmodyfikowanych wartości $B(x, E_0)$ w przypadku gdy geometria rozwiązywanego problemu znacząco odbiega od standardowej geometrii źródła punktowego w nieograniczonym ośrodku [4].

Współczynniki rozrostu promieniowania bezpośrednio uwidaczniają udział promieniowania rozproszonego w promieniowaniu przechodzącym przez określoną grubość materiału:

$$B = \frac{D_{tot}}{D_p} = \frac{D_p + D_r}{D_p} = 1 + \frac{D_r}{D_p} \quad (7)$$

Z powyższego przekształcenia wynika, że stosunek mocy dawki promieniowania rozproszonego do mocy dawki promieniowania pierwotnego D_r/D_p wynosi $B-1$.

Na rys. 7. pokazano wykresy współczynnika rozrostu w funkcji drogi promieniowania w żelazie dla podstawowych linii energetycznych typowych źródeł izotopowych stosowanych w radiografii przemysłowej (Se-75, Ir-192, Co-60).



Rys. 7. Wykresy współczynników rozrostu promieniowania $B(x, E)$ w funkcji drogi wiązki promieniowania w żelazie dla typowych energii źródeł izotopowych [6,7].

Najważniejszym wnioskiem jaki wynika z analizy przedstawionych wykresów jest to, że w typowych warunkach przemysłowych badań radiograficznych promieniowanie rozproszone stanowi przeważającą część promieniowania docierającego do błony radiograficznej lub płyty obrazowej (współczynnik $B(x, E) > 2$). Dla górnych zakresów grubości ścianki dozwolonych przez normy dla poszczególnych izotopów jego udział może nawet kilkakrotnie przewyższać udział promieniowania pierwotnego. Przykładowo, przy

prześwietlaniu źródłem Ir-192 płyty stalowej o grubości 90 mm współczynnik $B(x,604)$ osiąga wartość bliską 8 czyli dawka od promieniowania rozproszonego ok. 7-krotnie przewyższa dawkę od promieniowania pierwotnego.

Można też zauważyć, że szybkość narastania promieniowania rozproszonego z odległością jest największa dla średnich energii promieniowania (256 keV oraz 406 keV) i wyraźnie spada dla energii skrajnych (136 keV i 1332 keV). Spadek szybkości narastania promieniowania rozproszonego ze wzrostem energii wynika z faktu, że promieniowanie pierwotne o większej energii jest rzadziej rozpraszane w wyniku efektu Comptona, z kolei spadek szybkości narastania promieniowania rozproszonego dla energii mniejszych niż 200 keV jest spowodowany faktem, że dla tych energii dominującym oddziaływaniem zaczyna być efekt fotoelektryczny, który nie generuje promieniowania rozproszonego.

4. Praktyczne skutki promieniowania rozproszonego

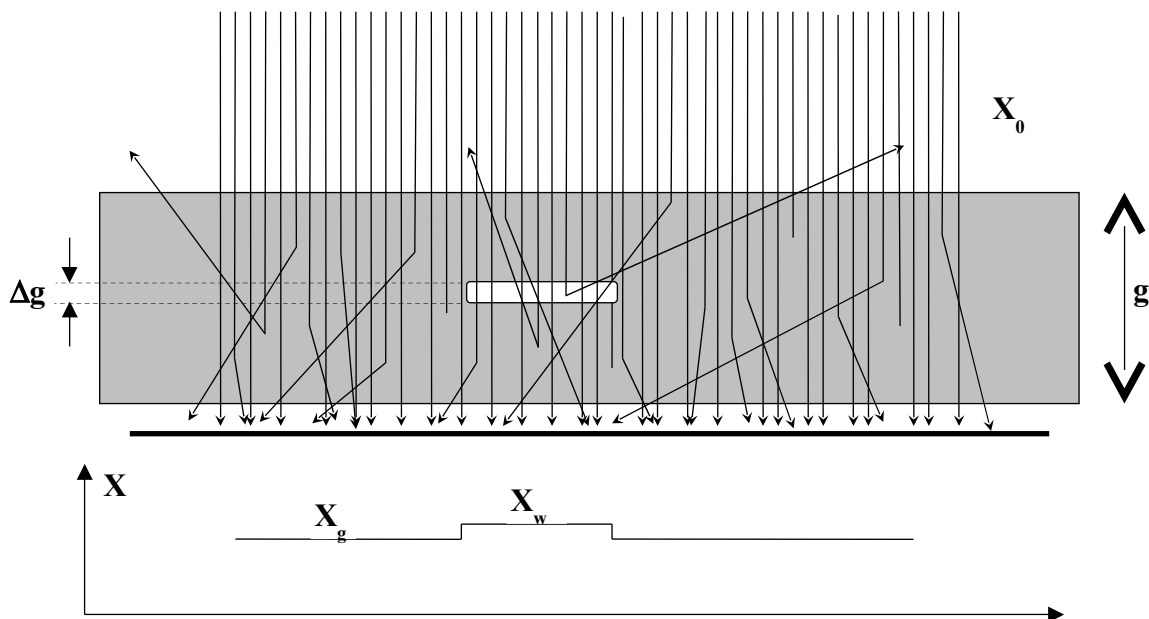
4.1. Spadek kontrastu radiograficznego

Jak już wspomniano najpoważniejszym negatywnym skutkiem występowania promieniowania rozproszonego jest obniżenie kontrastu radiograficznego uzyskiwanego na błonie radiograficznej lub płycie IP. Poniżej rozpatrzmy ten efekt w sposób bardziej szczegółowy. Kontrast radiograficzny K_r można zdefiniować jako względną różnicę mocy dawki promieniowania przechodzącego przez obiekt w miejscu występowania wady (pustki) oraz w przylegającym do niej obszarze zdrowego materiału:

$$K_r = \frac{\Delta \dot{X}}{\dot{X}_g} = \frac{\dot{X}_w - \dot{X}_g}{\dot{X}_g} \quad (8)$$

gdzie X_w oraz X_g oznaczają odpowiednio moc dawki rejestrowaną w miejscu występowania wady oraz obok w miejscu zdrowego materiału.

Schemat badania radiograficznego elementu z modelową wadą pokazano na rys 8.



Rys. 8. Schemat prześwietlania elementu z modelową wadą wraz z rozkładem mocy dawki promieniowania rejestrowanego na błonie przylegającej do powierzchni materiału.

W celu obliczenia różnicy mocy dawki pod wadą i obok (licznik wzoru (8)) należy w pierwszym rzędzie zauważyć, że różnica ta wynika wyłącznie z różnicy natężeń promieniowania pierwotnego - promieniowanie rozproszone nie wnosi do niej wkładu dodając jedynie równomierne tło. Tak więc różnicę dawek całkowitych występującą w liczniku wzoru (8) można zastąpić różnicą dawek pochodzących wyłącznie od promieniowania pierwotnego. Z kolei dawki promieniowania pierwotnego można w prosty sposób obliczyć z prawa wykładniczego zaniku wiązki pierwotnej w materiale [3], tj.:

$$\Delta \dot{X} = \dot{X}_{wp} - \dot{X}_{gp} = \dot{X}_0 e^{-\mu(g-\Delta g)} - \dot{X}_0 e^{-\mu g} = \dot{X}_0 e^{-\mu g} (e^{\mu \Delta g} - 1) \quad (9)$$

gdzie: \dot{X}_{wp} - moc dawki promieniowania pierwotnego w miejscu występowania wady

\dot{X}_{gp} - moc dawki promieniowania pierwotnego po przejściu grubości g materiału

\dot{X}_0 - moc dawki promieniowania padającego na prześwietlany obiekt

Typowe wysokości wad - Δg są rzędu pojedynczych mm, zaś wartości liniowego współczynnika osłabienia - μ są w stali rzędu $0,1 \text{ mm}^{-1}$. Oznacza to, że iloczyn $\mu \Delta g \ll 1$ i czynnik wykładniczy w ostatnim nawiasie wyrażenia (9) można rozwinąć w szereg Taylora upraszczając je do postaci:

$$\Delta \dot{X} = \dot{X}_0 e^{-\mu g} (e^{\mu \Delta g} - 1) = \dot{X}_0 e^{-\mu g} (1 + \mu \Delta g - 1) = \mu \Delta g \dot{X}_0 e^{-\mu g} \quad (10)$$

Wartość mianownika wzoru (8) obliczamy we wcześniej omówiony sposób mnożąc dawkę promieniowania pierwotnego przez odpowiedni współczynnik rozrostu promieniowania:

$$\dot{X}_g = \dot{X}_{gp} B(g, E) = \dot{X}_0 e^{-\mu g} B(g, E) \quad (11)$$

Podstawiając (10) i (11) do wzoru (8) otrzymujemy ostatecznie następujący wzór na kontrast radiograficzny modelowej wady o wysokości Δg :

$$K_r = \frac{\Delta \dot{X}}{\dot{X}_g} = \frac{\mu \Delta g \dot{X}_0 e^{-\mu g}}{B(g, E) \dot{X}_0 e^{-\mu g}} = \frac{\mu \Delta g}{B(g, E)} \quad (12)$$

Z powyższego wzoru wynika bezpośrednio, że kontrast radiograficzny jest odwrotnie proporcjonalny do wartości współczynnika rozrostu promieniowania $B(g, E)$. Czym większy współczynnik B tym mniejszy kontrast. Gdyby w jakiś sposób udało się zatrzymać promieniowanie rozproszone uzyskany kontrast byłby B razy większy. Przykładowo dla 90 mm grubości stali prześwietlanej źródłem Ir-192 promieniowanie rozproszone powoduje aż 8-krotny spadek kontrastu w porównaniu do sytuacji gdyby go nie było lub gdyby zostało w jakiś sposób zatrzymane. Dla porównania, w przypadku badania tym samym źródłem elementu stalowego o 20 mm grubości spadek kontrastu spowodowany promieniowaniem rozproszonym jest już tylko 2-krotny. Przykład ten wyjaśnia dlaczego radiogramy elementów grubościennych są tak mało kontrastowe w porównaniu z analogicznymi radiogramami wykonanymi tym samym źródłem, na tym samym materiale i przy podobnych wadach ale na elementach o mniejszej grubości.

Problem redukcji promieniowania rozproszonego powstającego w badanym materiale nie jest łatwy do rozwiązania. W badaniach medycznych dość efektywnym sposobem jego zwalczania są kratki Bucky-Pottera [2] wykorzystujące fakt, że promieniowanie to rozchodzi się pod różnymi kątami względem promieniowania pierwotnego. Niestety z uwagi na większe energie stosowanego promieniowania oraz trudniejsze warunki pracy w badaniach nieniszczących rozwiązanie to nie znalazło zastosowania.

Podstawowym sposobem redukcji promieniowania rozproszonego w badaniach nieniszczących jest stosowanie okładek metalowych wykonanych z materiałów o dużej gęstości (Pb, Cu, Fe) [2,3]. Rozwiązanie to wykorzystuje fakt, że promieniowanie rozproszone ma niższą energię niż promieniowanie pierwotne a tym samym jest znacznie silniej tłumione nawet przy stosunkowo małych grubościach okładek.

Porównując w tym kontekście radiografię konwencjonalną oraz komputerową należy podkreślić, że radiografia CR jest bardziej wrażliwa na promieniowanie rozproszone niż radiografia błonowa. Wynika to z faktu, że płyty IP są bardziej czułe na niskoenergetyczne składowe promieniowania rozproszone niż klasyczne błony radiograficzne [8]. Znalazło to odbicie w normach dotyczących radiografii CR [9] gdzie zalecanie są znacznie większe grubości okładek metalowych (np. 0,3 mm Pb tam gdzie klasyczna radiografia zaleca jedynie 0,1 mm Pb).

4.2. Niezgodności w obliczeniach czasów ekspozycji

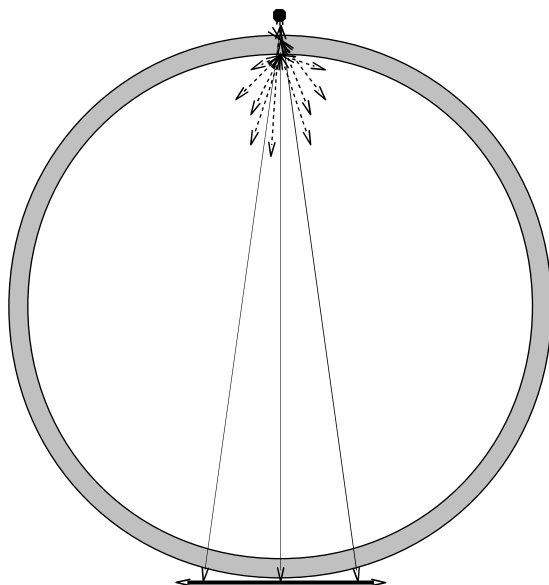
Mniej znanym ale ważnym dla praktyki badań radiograficznych efektem promieniowania rozproszonego w badanym materiale jest jego wpływ na czasy ekspozycji stosowane dla poszczególnych technik radiograficznych.

Zgodnie z zapisami norm czas ekspozycji powinien być ustalony tak aby uzyskane gęstości optyczne radiogramów zawierały się w pewnych określonych granicach. Wpływ na gęstość optyczną radiogramu ma jednak zarówno pożyteczne, budujące obraz promieniowanie pierwotne jak również szkodliwe, podwyższające tło promieniowanie rozproszone. Co gorsza, z wcześniejszych rozważań wynika, że promieniowanie rozproszone stanowi w większości przypadków przeważającą część rejestrowanego przez błonę promieniowania. Oznacza to, że przy obliczeniach czasów ekspozycji musimy uwzględnić wkład od promieniowania rozproszonego.

Wykresy ekspozycji, suwaki radiograficzne oraz proste kalkulatory ekspozycji mniej więcej prawidłowo obliczają czasy ekspozycji dla podstawowej geometrii badania, w której promieniowanie przechodzi przez jedną ściankę a błona umieszczona jest bezpośrednio przy powierzchni badanego elementu (rys. 9). Jeśli jednak błonę odsuniemy od powierzchni badanego elementu na pewną odległość, jak np. ma to miejsce w technikach projekcyjnego powiększania obrazu to spowodujemy radykalne zmniejszenie dawki docierającego do błony promieniowania rozproszonego. Wynika to z faktu, że promieniowanie rozproszone rozchodzi się pod dużymi kątami względem osi wiązki i wskutek tego szybko wychodzi ze stożka wiązki przy wzroście odległości od prześwietlanego materiału. Efekt ten jest szczególnie silny wówczas gdy stosujemy kolimatory lub osłony ograniczające szerokość wiązki do faktycznie badanego obszaru ponieważ wówczas promieniowanie rozproszone wychodzące ze stożka wiązki nie jest kompensowane przez promieniowanie rozproszone wchodzące do niego z obszarów przylegających.

W rezultacie, przy stosowaniu technik projekcyjnego powiększenia obrazu musimy znacząco korygować czasy ekspozycji obliczane w sposób standardowy przy założeniu, że błona znajduje się bezpośrednio przy powierzchni prześwietlanego materiału.

Z podobnym efektem mamy do czynienia w znacznie częściej spotykanym przypadku stosowania technik ekspozycji przez 2 ścianki. Odpowiedni schemat techniki obwodowej pokazano na rys. 10.



Rys. 10. Schemat techniki badania przez 2 ścianki pokazujący efekt wychodzenia ze stożka wiązki promieniowania rozproszonego.

W tym przypadku ze stożka wiązki wychodzi niemal całe promieniowanie rozproszone w pierwszej ściance znajdującej się w pobliżu źródła promieniowania. Promieniowanie to nie dociera do filmu i nie wnosi wkładu do zaczernienia radiogramu. Również w tym przypadku czas ekspozycji obliczony standardowymi metodami będzie zbyt krótki aby zapewnić pożądane zaczernienie radiogramu.

Dla ilościowego scharakteryzowania wielkości tego wpływu wykonano przykładowe obliczenia czasów ekspozycji za pomocą profesjonalnego programu do badań radiograficznych [10] uwzględniającego opisywane wyżej efekty.

W pierwszym przypadku obliczono czas ekspozycji wymagany dla uzyskania gęstości optycznej $D=2,5$ na błonie D7 przy prześwietlaniu źródłem Ir-192 (100 Ci) płyty stalowej o grubości 40 mm techniką podstawową. Dla odległości błona-źródło wynoszącej $f = 700$ mm uzyskano czas ekspozycji $t_1 = 5$ min 7 sek.

W drugim przypadku obliczono czas ekspozycji wymagany dla tego samego zestawu parametrów ($D=2,5$, błona D7, źródło Ir-192 (100 Ci), $f = 700$ mm) za wyjątkiem tego, że obiektem badania była rura stalowa o grubości ścianki 20 mm prześwietlana techniką obwodową (rys. 10). Ponieważ całkowita grubość prześwietlanego materiału jest w obu przypadkach taka sama ($2 \times 20 = 40$) elementarne metody obliczeń prowadzą do tego samego czasu ekspozycji dla obu rozpatrywanych przypadkach. Obliczenia wykonane za pomocą programu uwzględniającego efekty promieniowania rozproszonego prowadzą jednak do wartości $t_2 = 7$ min 40 sek większej aż o 50%. Zwiększona wartość czasu ekspozycji w drugim przypadku wynika z konieczności skompensowania utraty promieniowania rozproszonego w pierwszej (odległej od błony) ściance rury.

Z pokazanego przykładu widać, że wpływ promieniowania rozproszonego na wyniki obliczeń czasów ekspozycji jest znaczący a jego nieuwzględnianie może prowadzić do znaczących błędów (niedoświetleń) w ekspozycji radiogramów.

5. Podsumowanie

Promieniowanie rozproszone w badanym materiale stanowi istotny, często niedoceniany, czynnik wpływający na parametry oraz wyniki badania radiograficznego. W artykule dokonano przeglądu podstawowych informacji na temat promieniowania rozproszonego ze szczególnym uwzględnieniem aspektów praktycznych mających bezpośredni wpływ na sposób prowadzenia oraz jakość badań radiograficznych.

Opisano podstawowe mechanizmy oddziaływania promieniowania z materią, które przyczyniają się do powstawania promieniowania rozproszonego wskazując na ich zależność od energii promieniowania padającego oraz odmienne charakterystyki kątowe i energetyczne generowanego promieniowania rozproszonego. Podano wyniki przykładowych obliczeń symulacyjnych ilustrujące względny udział poszczególnych mechanizmów rozpraszania w warunkach badań typowych dla radiografii przemysłowej.

Omówiono podstawowe zasady teoretycznego opisu pola promieniowania w ośrodku materialnym ze szczególnym uwzględnieniem metodyki opartej na stabelaryzowanych współczynnikach rozrostu promieniowania (*build-up factors*) powszechnie wykorzystywanej w obliczeniach inżynierskich.

Na zakończenie szczegółowo omówiono dwa ważne dla praktyki skutki występowania promieniowania rozproszonego tj. obniżenie kontrastu radiograficznego oraz konieczność znaczących korekcyj czasów ekspozycji obliczanych dla niektórych rodzajów technik radiograficznych.

Literatura

1. PN-EN 444 Badania nieniszczące. Ogólne zasady radiograficznych badań materiałów metalowych za pomocą promieniowania X i gamma
2. Radiography in Modern Industry. Third Edition., Eastman Kodak Company. Rochester, New York 14650
3. Nondestructive Testing Handbook, Volume 4, Radiographic Testing, American Society for Nondestructive Testing (2002)
4. J.K. Shultis, R.E. Faw, Radiation Shielding, American Nuclear Society, Inc., La Grand Park, Illinois USA (2000)
5. A.H. Compton, A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements., Physical Review, Vol. 21, No. 5, p. 483-502 (May 1923)
6. A. Shimizu, Calculation of Gamma-Ray Buildup Factors up to Depths of 100 mfp by the Method of Invariant Embedding, (I), Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 39, No. 5, p. 477-486 (May 2002)
7. American National Standard, Gamma-Ray Attenuation Coefficients and Buildup Factors for Engineering Materials, ANSI/ANS-6.4.3. (1991)
8. A.L. Meadowcroft, C.D. Bentley and E.N. Stott, Evaluation of sensitivity and fading characteristics of an image plate system for x-ray diagnostics., Review of Scientific Instruments **79**, 113102-1 (2008)
9. PN-EN 14784-2 Badania nieniszczące – Radiografia przemysłowa z użyciem pamięciowych luminoforowych płyt obrazowych Część 2: Ogólne zasady radiograficznych badań materiałów metalowych za pomocą promieniowania X i gamma
10. <http://www.ndtsoft.pl/?go=programy/gamex>