

**INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ
im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk
ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków**

www.ifj.edu.pl/reports/2007

Kraków, lipiec 2007

Raport Nr 1998/AP

**Optymalizacja elementów układu formowania wiązki
dla stanowiska radioterapii protonowej w IFJ PAN
metodami symulacji Monte Carlo**

Joanna Dąbrowska, Paweł Olko, Urszula Sowa, Jan Swakoń

Niniejsza praca została wykonana w ramach grantu 3 T 11E 03 626

Abstract

The work is aimed at optimizing the proton beam spreading system at the IFJ PAN radiotherapy of ocular melanoma facility. Single scattering foil and double scattering foil systems have been investigated by Monte Carlo simulations. In the case of single scattering foil system dose distributions were uniform to within $\pm 1\%$ over a 4-cm-diameter region, whereas in the case of double scattering foil system the same uniformity was achieved in a region up to 3.6 cm in diameter, but its efficiency of dose rates was 5.7 times better. Since the total thickness of foils in the single and the double foil systems was equivalent, in both cases the energy loss was the same.

1. Wprowadzenie

Praca ma na celu optymalizację układu rozpraszania wiązki protonowej, pochodzącej z cyklotronu AIC 144, na stanowisku radioterapii czerniaka oka w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN. W radioterapii nowotworów oka wymagania dotyczące jednorodności rozkładu dawki w płaszczyźnie izocentrum są wyższe, niż w przypadku nowotworów innych narządów. Dopuszczalna jest niejednorodność nie przekraczająca 2 %, co oznacza, że w obszarze, w którym może się znaleźć naświetlany guz, wartość dawki w dowolnym punkcie musi się zawierać w przedziale $\bar{D} \pm 0.01 \cdot \bar{D}$, gdzie \bar{D} jest wartością średnią dawki w tym obszarze. Wymagania terapeutyczne określają moc dawki klinicznej na poziomie 1 Gy/s.

W radioterapii protonowej stosuje się dwa rodzaje układów zapewniających wymaganą jednorodność rozkładu dawki. Układy czynne, w których kierowana polem magnetycznym cienką, równoległą wiązką (*pencil beam*), skanuje obszar guza, są skomplikowane w konstrukcji i przez to drogie. Układy bierne, w których do uzyskania płaskiego rozkładu dawki wykorzystuje się zjawisko rozpraszania elastycznego protonów w cienkich foliach przez materiały o dużej liczbie atomowej, są stosunkowo proste w konstrukcji, jednak ich zastosowanie wiąże się z niewielkimi stratami energii protonów na foliach oraz „zanieczyszczeniem” wiązki wtórnym promieniowaniem powstającym podczas oddziaływania protonów z materiałem folii i innych elementów układu formującego wiązkę. Stąd, w stosowaniu biernych układów pojawia się konieczność doboru odpowiednich materiałów, oraz optymalizacji układu rozpraszania pod kątem minimalizacji strat energii na foliach rozpraszających.

2. Zasada działania układów rozpraszających wiązkę protonów

Rozpraszanie protonów odbywa się głównie na jądrach atomów ośrodka, ponieważ zderzenia z elektronami w niewielkim stopniu wpływają na odchylenie ciężkiego protonu od jego pierwotnego kierunku lotu. Najbardziej prawdopodobne są rozproszenia pod niewielkimi kątami, choć z małym prawdopodobieństwem zachodzą również rozproszenia pod dużymi kątami. Stąd wypadkowy efekt rozpraszania zdeterminowany jest głównie przez wielokrotne rozpraszanie pod małymi kątami. Zjawisko to, znane pod nazwą *wielokrotnego rozpraszania kulombowskiego*, opisuje teoria Molière’a uwzględniająca ekranowanie jądra przez elektrony w atomie. Została ona uzupełniona przez Fano, który wniósł poprawkę na rozpraszanie protonów przez elektrony atomu [2].

Dla wielokrotnego rozpraszania pod małymi kątami można stosować przybliżenie, według którego kątowy rozkład protonów ma postać rozkładu Gaussa

$$f(\alpha) = \frac{1}{2\pi\theta^2} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{\theta^2}\right),$$

gdzie θ jest charakterystycznym kątem wielokrotnego rozpraszania. W płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki, znajdującej się w odległości Z od folii rozpraszającej fluencja $\phi(r)$ ma znormalizowany do jedności rozkład

$$\phi(r) = \left(1/\pi R^2\right) \exp\left(-r^2/R^2\right), \quad (1)$$

gdzie R jest odchyleniem standardowym rozkładu, związanym z charakterystycznym kątem θ rozpraszania dla danej folii

$$R = Z \langle \theta^2 \rangle^{1/2} = Z \theta. \quad (2)$$

Zatem, dobierając odpowiednio duże Z można uzyskać w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki rozkład fluencji, który na promieniu r_0 będzie miał zadany stosunek $\phi(r_0)/\phi(0)$ określający jej niejednorodność wewnątrz koła o promieniu r_0 . Ta zależność jest wykorzystywana do otrzymywania „płaskich”, w zadanym zakresie niejednorodności, profili dawki, przy użyciu jednej folii rozpraszającej.

Koehler *et al.* [3] zaproponowali inną metodę otrzymywania płaskich profili dawek do celów radioterapii protonowej. Polega ona na zastąpieniu jednej folii układem składającym się z dwóch folii, z których druga, znajdująca się w pewnej odległości od pierwszej, poprzedzona jest bezpośrednio, umieszczonym centralnie w osi wiązki, stoperem. Jest to walec z materiału, którego grubość jest tak dobrana, by całkowicie zatrzymać protony. Pierwsza folia, znajdująca się w odległości Z_1 od płaszczyzny detekcji, tylko lekko rozprasza padającą na nią wiązkę. Stoper blokuje część centralną rozproszonej na pierwszej folii wiązki, zaś przylegająca do niego druga folia rozprasza ponownie docierające do niej protony, w ten sposób, że wypełniony zostaje obszar „cienia” za stoperem. Powstały w ten sposób rozkład fluencji w płaszczyźnie detekcji odległej o Z_2 od drugiej folii, nie ma już kształtu gaussowskiego, ale w obszarze zdeterminowanym przez promień A_1 „cienia” stopera wykazuje dobrą jednorodność. Autorzy artykułu nie podają recepty, jak optymalizować taki układ, jednak za przykład dobrego rozwiązania podają warunek

$$R_1 = 1.7 A_1 \text{ oraz } R_2 = 1.3 A_1, \quad (3)$$

gdzie R_1 i R_2 są odpowiednio odchyleniami standardowymi gaussowskich rozkładów fluencji w płaszczyźnie detekcji pochodzących od rozproszenia wiązki na pierwszej i na drugiej folii.

3. Założenia symulacji

Przyjęto, że obszar w którym niejednorodność dawki nie powinna przekraczać 2 % jest kołem o promieniu 2 cm. W tym założeniu jest pewien zapas, gdyż taka jednorodność dawki jest wymagana w obszarze, w którym może się znaleźć guz, oko zaś w przybliżeniu jest kulą o średnicy 2.4 cm. Ponieważ jednak przedmiotem badań był jedynie układ rozpraszający, zaniedbano tym samym inne elementy znajdujące się na drodze wiązki, jak koniec jonowodu, układ kolimacji i diagnostyki wiązki (komory jonizacyjne) oraz układ modulacji i regulacji zasięgu wiązki. Każdy z tych elementów może wprowadzać dodatkową niejednorodność dawki w płaszczyźnie, w której znajduje się izocentrum, stąd przyjęcie pewnego zapasu na brzegu obszaru naświetlania. Jedynie warstwa powietrza znajdującego się między końcem jonowodu i płaszczyzną izocentrum została ujęta w symulacjach, ze względu na jej wpływ na zasięg protonów w tkance, która została zastąpiona wodą. Badaniom poddano układ rozpraszający z jedną folią tantalową, oraz z dwiema foliami tantalowymi i centralnym stoperem. W tabeli 1. znajduje się skład chemiczny oraz gęstość materiałów użytych w symulacjach Monte Carlo, w których posłużono się kodem MCNPX ver. 2.6 b [4].

Tabela 1. Skład materiałów przyjętych do symulacji (w ułamkach wagowych)

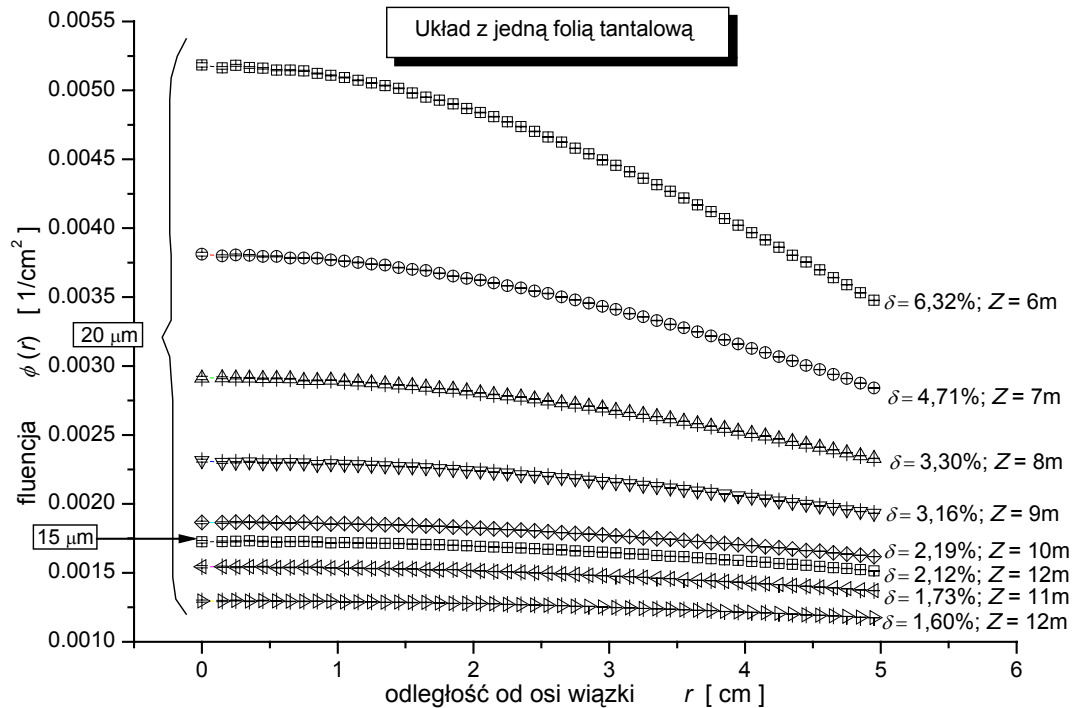
	Gęstość [g/cm ³]	C	O	N	Ar	Ta
Suche powietrze	$1.20484 \cdot 10^{-3}$	0.000124	0.231781	0.755267	0.012827	
Tantal	16.65					1

Przyjęto, że wiązka protonów padających na układ rozpraszający jest monoenergetyczna ($E_p = 60$ MeV), równoległa oraz przestrzennie jednorodna, a jej przekrój poprzeczny jest kołem o średnicy 1 cm. Planuje się, że przed układem rozpraszającym znajdzie się kolimator wstępny, który ma zapewnić zbliżone do założonych parametry przestrzenne wiązki. Jest to oczywiście pewna idealizacja, gdyż w rzeczywistości emitancja każdej wiązki jest niezerowa.

4. Układ z jedną folią rozpraszającą

Wiązka protonów z cyklotronu AIC 144 doprowadzona jest do stanowiska radioterapii przez układ transportu składający się z dwóch magnesów odchylających i dwóch soczewek kwadрупolowych. W odległości około 3 m od kwadрупoli znajduje się obecnie jedna tantalowa folia rozpraszająca o grubości 25 μ m odległa o 10 m od końca jonowodu. Planuje się, że izocentrum znajdzie się w odległości od 1 do 2 m od końca jonowodu. W tych realiach,

przy uwzględnieniu ścian budynku, przyjęto, że folia rozpraszająca może być zamontowana w odległości około 6, 7, 8, 9, 10, 11 lub 12 m od izocentrum i dla takich wariantów wykonano symulacje Monte Carlo.



Rys.1. Fluencja $\phi(r)$ w płaszczyznach położonych w odległości Z od folii rozpraszającej.

Na wstępie przyjęto, że cały transport protonów zachodzi w próżni, zaniebując tym samym obecność powietrza między końcem jonowodu a izocentrum. Dla folii o grubości 15 i 20 μm wyznaczono profile fluencji $\phi(r)$ w płaszczyźnie izocentrum w odległości r od osi wiązki z zakresu od 0 do 5 cm, w przedziałach o szerokości 1 mm. W każdym z badanych przypadków dla $r \leq 2$ cm wyznaczono niejednorodność δ fluencji. Na rysunku 1. przedstawiony jest wykres fluencji $\phi(r)$ w płaszczyźnie izocentrum dla badanych przypadków odległości Z folii o grubości 20 μm od izocentrum. Dodatkowo naniesiona jest zależność $\phi(r)$ dla folii o grubości 15 μm znajdującej się w odległości 12 m od izocentrum. Podane wartości fluencji są znormalizowane, tzn. jest to fluencja przypadająca na jeden proton źródła. Z wykresu można odczytać wyznaczone niejednorodności δ fluencji. Jak widać, folia o grubości 15 μm daje w najdalszym z możliwych położeniach niejednorodność $\delta = 2.12\%$. Dlatego zdecydowano przyjąć do dalszych badań układ z folią o grubości 20 μm , dla $Z = 11$ m, gdzie $\delta = 1.73\%$.

Przebadano dwa skrajne warianty położenia izocentrum względem końca jonowodu, uwzględniając tym samym obecność jedno- lub dwumetrowej warstwy powietrza, za którą

wyznaczono profil fluencji oraz jej wartość średnią (przypadającą na jeden proton padający na folię) i niejednorodność w zakresie $r \leq 2$ cm, które dla jedno- lub dwumetrowej warstwy powietrza wynosiły odpowiednio $\varphi_{1m} = 0.00152$ 1/cm², $\delta_{1m} = 1.96$ % oraz $\varphi_{2m} = 0.00151$ 1/cm², $\delta_{2m} = 1.96$ %. Strata energii na folii dla protonów o energii początkowej 60 MeV wyniosła 0.173 MeV. Po opuszczeniu folii protony dalej tracą energię przy przejściu przez powietrze. W przypadku warstwy powietrza o grubości 1 m ta strata wynosi 1.173 MeV, zaś dla 2 m powietrza 2.361 MeV. W końcu, do płaszczyzny izocentrum dochodzą protony o średniej energii 58.654 MeV po przejściu przez jednometrową warstwę powietrza, lub o energii 57.466 MeV za dwumetrową warstwę powietrza. Ich zasięg w wodzie wynosi odpowiednio 29.1 mm i 28.2 mm. Korzystając z zależności podanej przez Gottschalka [2], że dawka D w pikie Bragga wyraża się wzorem

$$D = \frac{S}{\rho} \varphi f_{BP}, \quad (4)$$

gdzie S/ρ jest masową zdolnością hamowania dla protonów padających na dany target, φ ich fluencją, zaś f_{BP} jest czynnikiem zdefiniowanym przez stosunek wysokości pikie Bragga do dawki na wejściu do osrodka, którego typowa wartość wynosi 3.5, dla obydwu przypadków oszacowano dawkę w wodzie przypadającą na jeden proton źródła. Za S/ρ przyjęto wartość 11.12 MeV·cm²/g, która jest masową zdolnością hamowania w wodzie dla protonów o energii 58.65 MeV, a za φ kolejno φ_{1m} i φ_{2m} . Otrzymano dawkę $9.477 \cdot 10^{-12}$ Gy dla warstwy powietrza o grubości 1 m oraz $9.415 \cdot 10^{-12}$ Gy dla warstwy powietrza o grubości 2 m. Z warunku, że moc dawki klinicznej ma wynosić 1 Gy/s wyliczono odpowiadające jej wartości prądu wiązki protonów padających na folię, które dla przypadku z warstwą powietrza o grubości 1 m i 2 m wynoszą odpowiednio 16.90 i 17.02 nA.

5. Układ z dwiema foliami rozpraszającymi i stoperem

Przy projektowaniu optymalnego układu z dwiema foliami i centralnym stoperem skorzystano z metody opisanej przez Koehlera *et al.* [3]. Ze względu na duże straty energii protonów w powietrzu przyjęto, że układ rozpraszający znajdzie się wewnątrz jonowodu (takie rozwiązanie zastosowano na stanowisku radioterapii protonowej w Clatterbridge [1]).

Założono, że pierwsza folia rozpraszająca będzie umiejscowiona w odległości $Z_1 = 300$ cm od izocentrum, gdyż wstępne symulacje pokazały, że dla uzyskania niejednorodności $\delta \leq 2$ % w płaszczyźnie odległej o $Z_1 = 200$ cm od pierwszej folii trzeba zastosować układ z dwiema foliami tantalowymi, z których pierwsza ma grubość 15 μ m a druga 25 μ m,

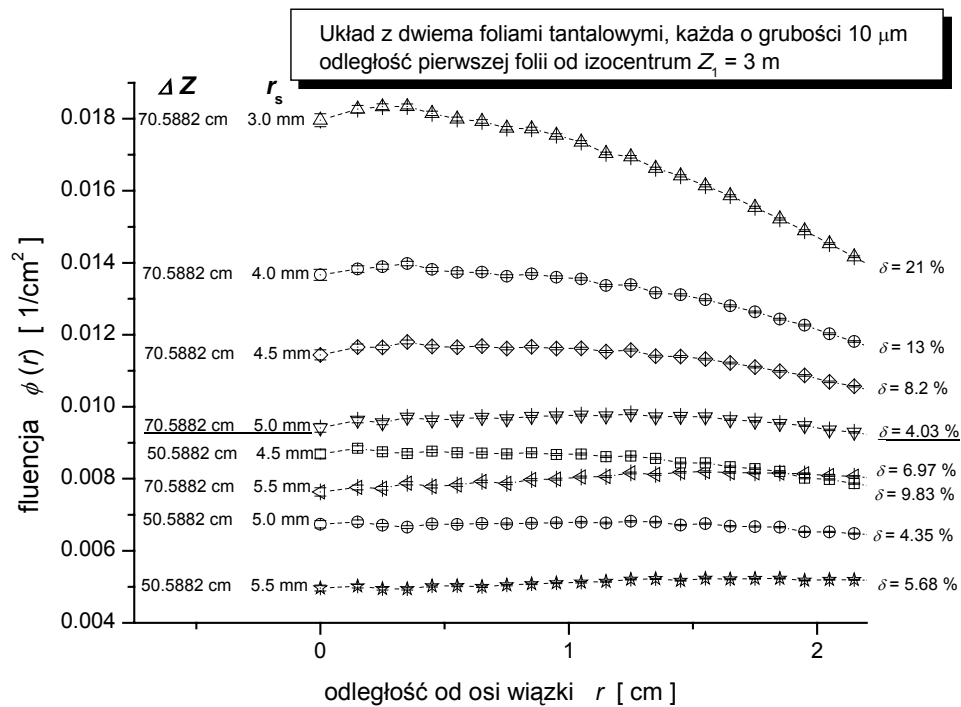
a promień stopera powinien wynosić 6 mm. W takim układzie strata energii protonów na foliach jest większa niż w przypadku stosowania jednej folii o grubości 20 μm , przy tylko dwukrotnie większej fluencji w płaszczyźnie detekcji.

Przy doborze grubości folii kierowano się możliwościami zakupu gotowych folii. W interesującym zakresie produkowane są folie tantalowe o grubości 7.5, 10, 12.5, 15, 20 i 25 μm . Żeby skorzystać z warunku (3), trzeba znać wartości R_1 i R_2 odchyłeń standardowych rozkładów (1) fluencji dla pierwszej i drugiej folii. W celu oszacowania ich wartości dla możliwych kombinacji folii, wyznaczono metodą symulacji Monte Carlo rozkłady fluencji w płaszczyźnie odległej o 300 cm od folii o grubości 7.5, 10 i 12.5 μm , otrzymane rozkłady aproksymowano funkcją (1), skąd wyznaczono wartości odchyłeń standardowych R_1 dla każdej folii w tej płaszczyźnie. Korzystając z (2) można wyznaczyć dla danej folii wartość R_2 w innej płaszczyźnie, znajdującej się w odległości Z_2 od folii. Z warunku (3) rugowano A_1 i wyznaczano R_2 , a następnie odpowiadającą jej odległość Z_2 drugiej folii od płaszczyzny detekcji. Następnie, drogą kolejnych przybliżeń dobierano promień r_s stopera. Przebadano układy, w których pierwsza folia miała grubość 7.5 μm , a druga 10 i 12.5 μm . Najlepszą jednorodność ($\delta = 5.32\%$) uzyskano dla układu z pierwszą folią o grubości 7.5 μm i drugą o grubości 12.5 μm oraz stoperem o promieniu 6 mm. Ponieważ nie udało się uzyskać żądanej jednorodności, zdecydowano zwiększyć grubość pierwszej folii do 10 μm . Zadowalające wyniki otrzymano dla układu z dwiema foliami o grubości 10 μm .

Przyjętą metodę optymalizacji ilustruje szczegółowo opisany poniżej schemat dochodzenia w kolejnych krokach do rozwiązania problemu z dwiema foliami tantalowymi, z których każda ma grubość 10 μm . W tym konkretnym przypadku, ponieważ zdolność rozpraszająca obydwu folii jest identyczna, a poprzez to charakterystyczny kąt rozpraszania $\theta_1 = \theta_2$, z zależności $R = Z\theta$, otrzymujemy natychmiast wyrażenie na odległość Z_2 drugiej folii od płaszczyzny izocentrum: $Z_2 = Z_1 R_2 / R_1$, a korzystając z warunku (3), po wyrugowaniu A_1 , dostajemy $Z_2 = Z_1 \cdot 1.3 / 1.7$. Stąd dla $Z_1 = 300$ cm, odległość między foliami $\Delta Z = Z_1 - Z_2$ wynosi 70.5882 cm.

Jak już było wspomniane wcześniej, promień A_1 cienia stopera na płaszczyźnie izocentrum determinuje zakres jednorodności fluencji $\varphi(r)$, należy zatem tak dobrać promień stopera r_s , by zminimalizować niejednorodność δ w przedziale r od 0 do 2 cm. Wykonano szereg symulacji, gdzie dla $Z_1 = 300$ cm oraz $\Delta Z = 70.5882$ cm zmieniano promień r_s stopera. W celu przyspieszenia obliczeń oraz uniezależnienia wyników od materiału stopera, podczas symulacji został on zastąpiony położoną w centrum folii komórką o promieniu r_s , która

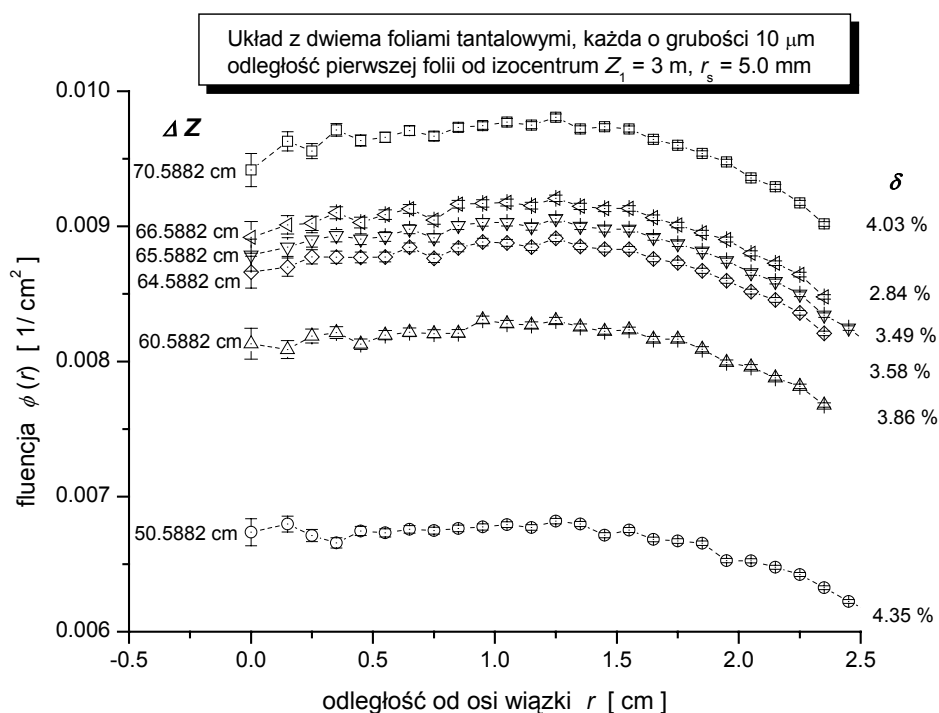
całkowicie pochłaniała protony. Było to realizowane przez natychmiastowe „zabijanie” protonu, który wpadł do tej komórki, zamiast czasochłonnego śledzenia jego historii, aż do momentu, gdy zostanie on zatrzymany po przekroczeniu jego zasięgu w materiale stopera. Na rysunku 2. przedstawiony jest wykres fluencji $\phi(r)$ w płaszczyźnie izocentrum dla stoperów o promieniach r_s : 3, 4, 4.5, 5 i 5.5 mm.



Rys. 2. Fluencja $\phi(r)$ w płaszczyźnie położonej w odległości $Z_1 = 3$ m od pierwszej folii rozpraszającej dla stoperów o różnych promieniach r_s . ΔZ – odległość między pierwszą i drugą folią.

Najlepszą jednorodność ($\delta = 4.03\%$) uzyskano dla stopera o promieniu 5 mm. W celu poprawienia wyniku, zbadano, jak przysunięcie drugiej folii ze stoperem do pierwszej folii wpływa na jednorodność fluencji. W tym celu wykonano symulacje dla $\Delta Z_{20} = \Delta Z - 20$ cm dla stoperów o promieniach r_s : 4, 5 i 5.5 mm. Okazało się, że dało to pozytywny rezultat dla stopera o promieniu $r_s = 5.5$ mm, poprzez zmniejszenie wartości δ z 6.97 % do 5.68 %. Z tego faktu wywnioskowano, że poprzez przesuwanie folii ze stoperem o promieniu 5 mm istnieje szansa na znalezienie minimum lokalnego δ dla tego układu. Wykonano szereg symulacji dla $r_s = 5$ mm, zmieniając kolejno wartość ΔZ . Na rysunku 3. przedstawiony jest wykres fluencji $\phi(r)$ w płaszczyźnie izocentrum dla stopera o promieniu 5 mm w różnych odległościach ΔZ . Najmniejszą wartość δ uzyskano dla ΔZ równego 66.5882 cm. Tak więc okazało się, że przysunięcie o 4 cm folii ze stoperem w stosunku do położenia wyjściowego poprawiło

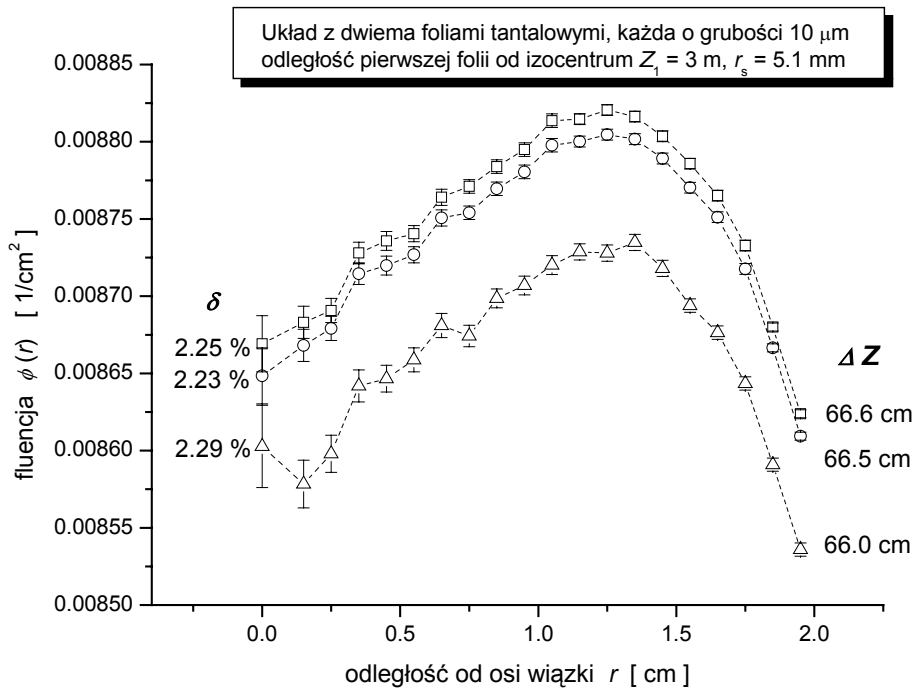
rezultat, niejednorodność zmniejszyła się z wartości 4.03 % do 2.84 %. Ponieważ nie był to jednak wynik zadowalający, nie zmieniając innych parametrów układu, powiększono promień stopera do $r_s = 5.1$ mm, co dało zmniejszenie niejednorodności z 2.84 % do 2.24 %. W końcu wykonano symulacje dla $r_s = 5.1$ mm, zmieniając minimalnie ΔZ . Na rysunku 4. przedstawione są wykresy fluencji $\phi(r)$ dla ΔZ równego 66.6, 66.5 oraz 66.0 cm. Najlepszy wynik $\delta = 2.23$ % uzyskano dla ΔZ równego 66.5 cm. Można przyjąć, że jest to wynik zadowalający, gdyż żądanie jednorodności 2 % w zakresie r od 0 do 2 cm jest przyjęte z pewnym zapasem, a odrzucenie ostatniego punktu wykresu daje w wyniku niejednorodność $\delta = 1.78$ % dla r z zakresu od 0 do 1.9 cm.



Rys. 3. Fluencja $\phi(r)$ w płaszczyźnie położonej w odległości $Z_1 = 3$ m od pierwszej folii rozpraszającej dla stopera o promieniu $r_s = 5$ mm oraz różnych odległości ΔZ między pierwszą i drugą folią.

Podobnie jak w przypadku układu z jedną folią rozpraszającą, przebadano dwa skrajne warianty położenia izocentrum względem końca jonowodu, uwzględniając tym samym obecność jedno- lub dwumetrowej warstwy powietrza, za którą wyznaczono profil fluencji oraz jej wartość średnią (przypadającą na jeden proton padający na pierwszą folię) i niejednorodność w zakresie $r \leq 2$ cm, które dla jedno- lub dwumetrowej warstwy powietrza wynosiły odpowiednio $\phi_{1m} = 0.00873$ 1/cm², $\delta_{1m} = 2.29$ % oraz $\phi_{2m} = 0.00867$ 1/cm², $\delta_{2m} = 3.0$ %. Zawężając przedział, w którym żądamy, by niejednorodność była mniejsza od 2 % do

$r \leq 1.9$ cm dla jednometrowej warstwy powietrza oraz $r \leq 1.8$ cm dla dwumetrowej warstwy powietrza, otrzymano odpowiednio $\delta_{1m} = 1.63$ % oraz $\delta_{2m} = 1.82$ %.



Rys. 4. Fluencja $\phi(r)$ w płaszczyźnie położonej w odległości $Z_1 = 3$ m od pierwszej folii rozpraszającej dla stopera o promieniu $r_s = 5.1$ mm oraz różnych odległości ΔZ między pierwszą i drugą folią.

Strata energii na pierwszej folii dla protonów o energii początkowej 60 MeV wyniosła 0.087 MeV. Wobec tego na drugą folię poprzedzoną stoperem padają protony o energii 59.913 MeV. Energia ta determinuje grubość stopera, która musi być nieco większa od zasięgu protonów. I tak na przykład, zasięg protonów o energii 59.91 MeV w tantalum wynosi 3.94 mm, można więc przyjąć, że stoper wykonany z tantalum powinien mieć grubość 5 mm. Strata energii na drugiej folii wynosi 0.087 MeV. W końcu pokonując jednometrową warstwę powietrza protony tracą 1.167 MeV, a w przypadku warstwy powietrza o grubości 2 m ta strata wynosi 2.207 MeV. Do płaszczyzny izocentrum docierają protony o średniej energii 58.659 MeV po przejściu przez jednometrową warstwę powietrza, lub o energii 57.466 MeV za dwumetrową warstwę powietrza. Ich zasięg w wodzie wynosi odpowiednio 29.1 mm i 28.2 mm.

Korzystając ze wzoru (4) oszacowano dawkę w wodzie przypadającą na jeden proton źródła ($5.443 \cdot 10^{-11}$ Gy dla warstwy powietrza o grubości 1 m oraz $5.406 \cdot 10^{-11}$ Gy dla warstwy powietrza o grubości 2 m). Z warunku, że moc dawki klinicznej ma wynosić 1 Gy/s

wyliczono odpowiadające jej wartości prądu wiązki protonów padających na pierwszą folię, które dla przypadku z warstwą powietrza o grubości 1 m i 2 m wynoszą odpowiednio 2.94 i 2.96 nA.

6. Podsumowanie

Tabela 2. prezentuje wyniki zoptymalizowanych układów rozpraszania w wariantach z jedną i dwiema foliami rozpraszającymi.

Tabela 2. Zestawienie wyników zoptymalizowanych wariantów układów rozpraszania

Układ	Odległość pierwszej folii od izocentrum [m]	Zakres r , w którym $\delta \leq 2\%$ [cm]	Energia protonów dochodzących do płaszczyzny izocentrum [MeV]	Dawka [Gy/proton]	Wymagany prąd wiązki padającej na pierwszą folię [nA]
Jedna folia Ta, $d_f = 20 \mu\text{m}$; 1 m powietrza	11	$0 \div 2.0$	(a) 58.6542 ± 0.0010	$9.477 \cdot 10^{-12}$	16.90
Jedna folia Ta, $d_f = 20 \mu\text{m}$; 2 m powietrza	11	$0 \div 2.0$	(b) 57.4656 ± 0.0003	$9.415 \cdot 10^{-12}$	17.02
Dwie folie Ta, po $d_f = 10 \mu\text{m}$; Stoper, $r_s = 5.1 \text{ mm}$; 1 m powietrza	3	$0 \div 1.9$	(a) 58.6592 ± 0.0001	$5.443 \cdot 10^{-11}$	2.94
Dwie folie Ta, po $d_f = 10 \mu\text{m}$; Stoper, $r_s = 5.1 \text{ mm}$; 2 m powietrza	3	$0 \div 1.8$	(b) 57.4657 ± 0.0002	$5.406 \cdot 10^{-11}$	2.96

d_f – grubość folii tantalowej

r_s – promień stopera

(a) – energii odpowiada zasięg protonów 29.1 mm w wodzie

(b) – energii odpowiada zasięg protonów 28.2 mm w wodzie

Energia protonów dochodzących do płaszczyzny izocentrum zdeterminowana jest przez grubość warstwy powietrza, którą muszą pokonać po wyjściu z jonowodu. Przekłada się to na zmniejszenie ich zasięgu w wodzie o około 1 mm, po przejściu przez warstwą powietrza

o grubości 1 m. Dlatego izocentrum powinno znajdować tak blisko, jak to tylko możliwe końca jonowodu.

Wybór wariantu układu rozpraszającego będzie zależał od natężenia prądu wiązki z cyklotronu oraz wyników wstępnej kolimacji. Możliwość zastosowania układu z dwiema foliami i stoperem zmniejsza wymagania dotyczące wielkości prądu wiązki ponad pięciokrotnie, jednak w takim układzie konieczne jest zachowanie jej symetrii osiowej oraz precyzyjne zamontowanie stopera w osi wiązki. Nie bez znaczenia jest też fakt, że układ z jedną folią jest bardziej bezpieczny. Przez to, że znajduje się w dużej odległości od izocentrum, znacznie łatwiej zastosować osłony, zaś wiązka kliniczna nie zawiera promieniowania wtórnego powstającego na stoperze.

Bibliografia

- [1] Bonnet D. E., Kacperk A., Sheen M. A., Goodall R., Saxton T. E. (1993)
The 62 MeV proton beam for the treatment of ocular melanoma at Clatterbridge.
Br. J. Radiol., **66**, 907-914;
- [2] Gottschalk, B. (2004)
Passive Beam Spreading in Proton Radiation Therapy.
Dokument dostępny na stronie: <http://huhepl.harvard.edu/~gottschalk>;
- [3] Koehler A. M., Schneider R. J., Sisterson J. M. (1977)
Flattening of proton dose distributions for large field radiotherapy.
Med. Phys., **4**, 297-301;
- [4] Pelowitz D. B. – ed. (2005)
MCNPX User's Manual
LA-CP-05-0369